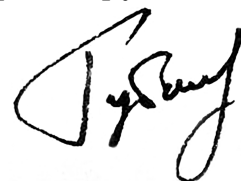


ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

На правах рукописи



Губанов Владислав Андреевич

**Управление свойствами спиновых волн в нерегулярных
структурах на основе магнонных микроволноводов и
магнонных кристаллов**

Специальность 1.3.4 — «Радиофизика»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук, доцент
Садовников Александр Владимирович

Саратов — 2023

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Численные и экспериментальные методы исследования процессов передачи мощности в нерегулярных структурах на основе магнонных микроволноводов и магнонных кристаллов	12
1.1 Микромагнитное моделирование	12
1.2 Экспериментальные методы исследований	16
Глава 2. Управление свойствами распространяющихся спиновых волн в планарной структуре и при локальном воздействии лазерным излучением	22
2.1 Описание исследуемой структуры	24
2.2 Экспериментальное и численное исследование отраженных спиновых волн от области неоднородности типа «магнитная яма»	26
2.3 Управление свойствами распространяющейся спиновой волны при огибании и прохождении области неоднородности типа «магнитная яма». Исследование пиков поглощения, возникающих на амплитудно-частотных характеристиках при изменении параметров «магнитной ямы»	29
2.4 Выводы по второй главе	45
Глава 3. Управление свойствами распространяющихся спиновых волн в структуре с нарушением трансляционной симметрии	47
3.1 Введение	47
3.2 Описание «U-образной» волноведущей структуры и результаты микромагнитного моделирования при изменении диаметра закругления	49

3.3	Численное и микромагнитное моделирование распределения распространяющихся спиновых волн в случае создания неоднородности намагниченности типа магнитная яма	54
3.4	Исследование режимов трансформации типа спиновых волн и изменения частотного диапазона прошедшей СВ при изменении ориентации внешнего магнитного поля	59
3.5	Выводы по третьей главе	66
Глава 4. Режимы перераспределения спин-волновой мощности в системе ферритовых микроволноводов различной ширины с нанесенными идентичными брэгговскими решетками		
4.1	Микромагнитное моделирование распределения внутренних магнитных полей и режимов распространения спиновых волн	68
4.2	Исследование волноведущих структур с модуляцией профиля субмикронной периодичности	70
4.3	Система магнотно-кристаллических ферритовых микроволноводов различной ширины с нанесенными идентичными брэгговскими решетками	79
4.4	МБС эксперимент и численное моделирование возбуждения и распространения спиновых волн	86
4.5	Дисперсионные характеристики спиновых волн в связанных неидентичных полосках магнотного кристалла и механизм пространственно-частотного разделения сигнала	88
4.6	Особенности спектров спиновых волн в системе на основе неидентичных связанных магнотно-кристаллических волноводов с дефектами	93
4.7	Выводы по четвертой главе	101
Заключение		102
Список литературы		104
Список иллюстраций		118

Введение

Исследование спиновых волн (СВ), представляющих собой возмущение прецессии магнитных моментов атомов и электронов и их связи между собой в магнитоупорядоченных структурах, открывает новые возможности на пути разработки устройств обработки и хранения информационных сигналов благодаря многообразию способов управления свойствами СВ, использующих перенос спина электрона вместо переноса электрического заряда, сопровождающейся выделением тепла, что подтверждается большим количеством работ, выпущенных по этой тематике, включая раздел дорожной карты магнетизма 2021 года [1]. Развитие методов исследования колебательных и волновых процессов в тонкопленочных магнитных структурах на основе пленок феррит-гранатов, в частности железо-иттриевого граната (ЖИГ), обусловлено рекордно низкой величиной затухания СВ по сравнению с тонкопленочными металлическими ферромагнитными материалами, использующимися в спинтронике [2].

На основе монокристаллических и поликристаллических пленок ЖИГ микронных и нанометровых толщин можно реализовывать функциональные блоки элементов, состоящих из волноведущих структур для СВ: магнонных кристаллов [3; 4], магнонных волноводов [5], структур с нарушением трансляционной симметрии [6] для создания устройств обработки СВЧ сигнала, в том числе фильтрации.

Возбуждаемые в тонких магнитных пленках СВ имеют широкий диапазон длин волн (от десятков нанометров до сотен микрон) и частот (от мегагерц до терагерц) [7; 8]. Формирование магнитных тонкопленочных волноводов на различных подложках, например, полупроводниковых [9], используемых в микроэлектронной промышленности, позволяет достичь интеграции спин-волновых структур с современными микро- и наноразмерными электронными устройствами и схемами, в том числе и с трехмерной (3D) архитектурой [10].

Управление амплитудой, фазой, частотой, полосой прохождения, временем задержки СВ реализуется различными способами: формированием пространственно ограниченных волноведущих и резонаторных элементов на основе магнитных пленок; использованием эффектов гибридизации спиновых и электромагнитных волн совместно с эффектами, возникающими при создании упру-

гих деформаций, в мультиферроидных структурах на основе феррит-гранатовых пленок; созданием брэгговских решеток на поверхности волноводов СВ или путем формирования продольно-нерегулярных спин-волноведущих структур [1; 7; 11]. Последние, в частности, могут быть сформированы за счёт создания периодических граничных условий вдоль направления распространения СВ. В магнонных кристаллах (МК) в спектре СВ образуются брэгговские запрещенные зоны, что приводит к дополнительной возможности управления проходящим сигналом и возможности создания фильтров СВЧ сигнала [12]. Для структур с нарушением трансляционной симметрии на основе магнонных микроволноводов механизм управления частотной полосой, амплитудой и фазой сигнала заключается в изменении профиля внутреннего магнитного поля посредством вариации угла отклонения внешнего магнитного поля относительно направления распространения СВ [6].

Дополнительным преимуществом структур на основе ферри- и ферромагнетиков является возможность формирования на их основе управляемых величиной и направлением магнитного поля систем связанных волноводов [13; 14], которые используются при решении задач мультиплексирования и демуплексирования информационного сигнала. В зависимости от направления постоянного внешнего магнитного поля относительно направления распространения СВ возможно возбуждение разных типов СВ: обратных объемных магнитостатических волн (ОМСВ) при приложении постоянного внешнего магнитного поля вдоль распространения СВ и поверхностных магнитостатических спиновых волн (ПМСВ) при приложении в плоскости пленки постоянного внешнего магнитного поля перпендикулярно направлению распространения СВ. По аналогии с интегральными оптическими волноводами, на поверхности пленок из эпитаксиальных пленок ЖИГ возможно формирование волноводов в виде полосок, в которых распространяющиеся СВ могут иметь многомодовый характер, определяемый геометрическими размерами волновода. Частотный диапазон существования СВ в волноводах определяется величиной намагниченности насыщения и постоянного внешнего магнитного поля с полями размагничивания, которые связаны с геометрическими размерами ограниченных по ширине волноводов магнитостатических волн [15; 16].

Также большое внимание уделяется управлению свойствами СВ, которое может быть осуществлено с помощью создания локальных или простран-

ственно-сосредоточенных неоднородностей, приводящих к формированию областей с неоднородным распределением намагниченности насыщения типа «магнитная яма» при распространении СВ: путем изменения величины магнитного поля [17] или джоулева нагрева, возникающего, например, при протекании электрического тока через проводник, расположенный на поверхности магнитной пленки [17–19], а также при формировании нагрева, вызванного лазерным излучением, сфокусированным на поверхности магнитной пленки [20; 21]. При этом эффект влияния лазерного нагрева на СВ заключается в формировании области с пространственной вариацией величины намагниченности насыщения ЖИГ [22], в пределах которой наблюдается изменение спектра распространяющихся СВ. Геометрическая форма нагреваемой области, в которой возникает «магнитная яма», может быть произвольной: в виде треугольника/прямоугольника [23], окружности [24] и линии [17]. Однако влияние лазерного нагрева на свойства СВ, распространяющихся в тонкопленочном ферритовом волноводе и продольно-нерегулярных структурах подробно не исследовалось. Поскольку на основе продольно-нерегулярных магнетонных структур возможно создание устройств магноники [5; 10; 25], выполняющих функции фильтрации, деления и ответвления мощности СВ, то исследование таких структур представляется важным и интересным в настоящее время.

Целью диссертационной работы являлось выявление закономерностей изменения спектра спин-волновых возбуждений в продольно-нерегулярных структурах при локальном нагреве и при возбуждении СВ на частотах, соответствующих брэгговским запрещенным зонам. Объектами исследования являются волноведущие структуры двух типов: 1) структуры на основе магнетонных микроволноводов; 2) структуры на основе системы связанных магнетонных кристаллов разной ширины и одинакового периода.

Для достижения поставленной цели были решены следующие **задачи**:

1. Установление особенностей влияния параметров лазерного излучения (мощность, диаметр пучка, длина волны) на пространственное распределение намагниченности насыщения и формирование магнитной неоднородности типа «магнитная яма».
2. Определение геометрических параметров магнетонного микроволновода, при которых реализуется эффективное управление свойствами СВ в условиях локального лазерного нагрева. Установление особенностей

- формирования продольно-нерегулярного профиля намагниченности и эффективного магнитного поля внутри микроволновода для распространяющихся СВ.
3. Выявление закономерностей изменения модового состава СВ вне и внутри области нагрева при полученных параметрах лазерного нагрева путем построения спектров прохождения, пространственного распределения динамической намагниченности и дисперсионных характеристик СВ, возбуждаемых в области входной секции ферритового микроволновода, на основе оригинальных программ микромагнитного моделирования.
 4. Теоретическое обоснование эффекта трансформации СВ в сегментах нерегулярной «U-образной» микроволноведущей структуры при формировании магнитной неоднородности типа «магнитная яма».
 5. Определение частотной зависимости мощности отраженного и прошедшего спин-волнового сигнала, распространяющегося в продольно-нерегулярной «U-образной» структуре при формировании области с пониженной намагниченностью в сегменте скругления для различных ориентаций прикладываемого внешнего магнитного поля.
 6. Установление особенностей влияния неоднородного распределения внутренних магнитных полей на характеристики распространения СВ в связанных магнитных микроволноводах и магнетонных кристаллах.
 7. Определение геометрических параметров магнетонных кристаллов с разной шириной и одинаковым периодом, при которых достигается улучшение эффективности связи СВ и реализуются режимы узкополосного ответвления спин-волнового сигнала.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. При локальном нагреве тонкопленочного поперечно ограниченного ферритового волновода с образованием неоднородности типа «магнитная яма» происходит возбуждение резонансов поверхностных спиновых волн и появление пика поглощения в спектре прохождения поверхностной спиновой волны за счет формирования резонансов в пределах области «магнитной ямы», а эффективность возбуждения определяется характером поперечного распределения намагниченности. Число и частота резонансов определяется диаметром пятна и значением $\delta M_S/M_S$.

2. В случае локального нагрева тонкопленочного ферромагнитного «U-образного» микроволновода в области изгиба происходит снижение эффективности трансформации магнитостатических волн вида «поверхностная волна-обратная объемная волна-поверхностная волна» при ориентации внешнего магнитного поля поперек входной секции структуры, сопровождаемое уменьшением интенсивности прошедшей волны, и улучшение эффективности трансформации магнитостатических волн вида «обратная объемная волна-поверхностная волна-обратная объемная волна» при ориентации внешнего магнитного поля вдоль входной секции, сопровождаемое увеличением интенсивности прошедшей волны и расширением полосы выходного сигнала. Под эффективностью трансформации подразумевается отношение амплитуды преобразованной волны к амплитуде падающей волны на продольно-нерегулярную область микроволновода.
3. В системе из двух тонкопленочных параллельно ориентированных ферритовых микроволноводов, разделенных воздушным зазором, с разной шириной и идентично нанесенными брэгговскими решетками наблюдается эффект перераспределения мощности, переносимой спиновыми волнами, между микроволноводами, при условии возбуждения поверхностных спиновых волн микрополосковой антенной в отдельном магнетонном кристалле на частотах, соответствующих брэгговским запрещенным зонам. Частоты брэгговских запрещенных зон, на которых возникает наблюдаемый эффект, определяются соотношениями ширин волноводов. В зависимости от возбуждаемого магнетонного кристалла (широкого либо узкого) реализуется режим узкополосного ответвления спин-волнового сигнала в частотном диапазоне, совпадающем с положением брэгговских запрещенных зон возбуждаемого магнетонного кристалла.

Научная новизна:

1. Показано, что путём изменения величины нагрева и диаметра лазерного пятна, сфокусированного на поверхности тонкопленочного волновода, можно изменять параметры области «магнитной ямы», управляя, тем самым, свойствами СВ, проходящих через область нагрева в область выходной секции волновода. Предложен способ управления свой-

- ствами СВ при помощи локального лазерного нагрева, за счет которого достигается уменьшение мощности выходного сигнала вследствие интерференции СВ на выходной антенне.
2. Продемонстрирован способ управления свойствами распространяющихся СВ путем локального лазерного нагрева области с неоднородной намагниченностью, созданной в результате проявления эффекта анизотропии формы продольно-нерегулярной волноведущей структуры при касательном намагничивании. Показано влияние изменения намагниченности насыщения в области с неоднородным распределением внутреннего магнитного поля в «U-образном» микроволноводе.
 3. Определены возможные режимы трансформации типов волн, возникающие при возбуждении и распространении СВ в «U-образной» структуре. Выявлено, что изменению направления распространения СВ на 180° сопутствует трансформация типа СВ: «поверхностная-обратная объемная-поверхностная» либо «обратная объемная-поверхностная-обратная объемная».
 4. Показано, что в случае неоднородного лазерного нагрева области скругления «U-образной» структуры, наблюдается либо расширение, либо сужение полосы частот выходного сигнала в зависимости от диаметра пятна сфокусированного излучения.
 5. Установлено, что при прохождении СВЧ сигнала через «U-образный» микроволновод эффективность преобразования «поверхностная-обратная объемная-поверхностная» меняется при изменении угла намагничивания, что приводит к изменению мощности выходного сигнала.
 6. Выявлено, что в тонкопленочных параллельно ориентированных магнито-кристаллических микроволноводах при соотношении ширины $w_2/w_1 = 5/2$ в зависимости от возбуждаемого магнетонного кристалла реализуются режимы узкополосной фильтрации спин-волнового сигнала, частотные диапазоны которых совпадают с частотным положением брэгговских запрещенных зон возбуждаемых магнетонных кристаллов. Показано, что данный эффект приводит к реализации режима узкополосного направленного ответвления СВ.

Научная и практическая значимость

Рассмотренные в работе нерегулярные структуры на основе магнонных микроволноводов и магнонных кристаллов являются перспективными элементами для создания класса устройств обработки информации, таких как системы демультимплексирования с частотно-пространственной селективностью, направленные ответвители, делители, фильтры и ключи СВЧ-сигнала, управляемых одновременно магнитным полем и локальным лазерным излучением. Научная значимость решения обозначенной проблемы состоит в расширении функционального диапазона магнонных устройств за счет предложенных в работе новых способов управления спин-волновыми сигналами.

Степень достоверности полученных результатов подтверждается хорошим соответствием данных микромагнитного моделирования и данных экспериментов, выполненных с помощью микроволновой спектроскопии и Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии. При этом для получения результатов использовались методы исследования, учитывающие специфику исследуемых магнонных микроструктур. Достоверность также подтверждается отсутствием противоречий с известными работами.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на всероссийских и международных конференциях и симпозиумах: VII Euro-Asian symposium «Trends in Magnetism» (Екатеринбург, 2019); VIII Euro-Asian symposium «Trends in Magnetism» (Казань, 2022) Международный симпозиум «Нанозифика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2019, 2021); Всероссийская конференция молодых учёных «Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика» (Саратов, 2017-2022 гг.); Международная школа-конференция «Хаотические автоколебания и образование структур» (ХАОС-2018) (Саратов, 2018). Результаты диссертации использовались при выполнении научных проектов, поддержанных грантами РФ (18-79-00198, 20-79-10191) и РФФИ (18-29-27026, 18-37-00482, 18-37-20005, 19-29-03034, 19-37-80004, 20-37-90020), а также в рамках стипендии Президента Российской Федерации по приоритетным направлениям для аспирантов и молодых ученых (СП-563.2022.3).

Личный вклад.

Защищаемые результаты и положения диссертационной работы получены соискателем лично. Все приводимые в диссертации результаты микромагнитного моделирования получены лично соискателем. Был разработан модуль для микромагнитного моделирования, позволяющий исследовать отражение спино-

вых волн от области нагрева. Экспериментальные исследования генерации и распространения СВ в магнонных микроволноводах и магнонных кристаллах были выполнены совместно с научным руководителем, а также работниками лаборатории «Метаматериалы» Саратовского национального исследовательского государственного университета.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в **6** статьях в реферируемых научных журналах, рекомендованных ВАК при Минобрнауки России для опубликования основных научных результатов диссертаций на соискание ученой степени доктора и кандидата наук и индексируемых в международных реферативных базах данных и системах цитирования Web of Science и/или Scopus, а также в сборниках научных конференций и семинаров всероссийского и международного уровня (всего **8** статей и тезисов докладов).

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Полный объем диссертации **125** страниц текста с **56** рисунками. Список литературы содержит **105** наименований.

Глава 1. Численные и экспериментальные методы исследования процессов передачи мощности в нерегулярных структурах на основе маггонных микроволноводов и маггонных кристаллов

1.1 Микромагнитное моделирование

Наиболее точную и полную информацию о спин-волновых возбуждениях в магнитостатической и обменной частях спектров спиновых волн в магнитных волноводах дают методы микромагнитного моделирования. В частности, микромагнитное моделирование позволяет найти величину и пространственное распределение внутренних статических магнитных полей волноводов при любой ориентации внешнего магнитного поля и взаимного расположения волноводов. Микромагнитное моделирование также широко используется при масштабировании характерных размеров волноводов в область наномасштабов, где роль обменной энергии магнитных моментов существенно возрастает. Из результатов микромагнитного моделирования могут быть получены дисперсионные характеристики, пространственные распределения динамической намагниченности и интенсивности мод спиновых волн, проведена оценка характерных пространственных масштабов передачи мощности между волноводами. Отметим, что в рамках микромагнитного моделирования нельзя поставить и решить задачу на собственные значения и собственные спиновые волны в системе. Микромагнитное моделирование проводится на базе метода конечных разностей во временной области. В частности, использовался свободно распространяемый пакет микромагнитного моделирования `muMax3`, поддерживающий технологии параллельных вычислений CUDA.

Данный метод основан на численном решении уравнении Ландау–Лифшица (ЛЛ) с затуханием Гильберта [26–28]:

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

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, $\mathbf{H}_{\text{demag}}$ – магнитостати-

ческое поле, \mathbf{H}_{ex} – обменное поле, \mathbf{H}_{ans} – поле анизотропии, γ – гиромагнитное отношение.

Уравнение 1.1 для конечной области пространства размером $L_x \times L_y \times L_z$ решается методом конечных разностей, введением пространственной дискретизации с использованием трехмерных сеток размером $N_x \times N_y \times N_z$ с постоянным размером ячеек и интегрированием во времени разностного аналога уравнения 1.1 в узлах сетки. Общей проблемой конечно-разностных методов является быстрый нелинейный рост времени решения микромагнитных задач с увеличением числа узлов сетки. Использование вычислительных возможностей графических процессоров (GPU) в микромагнитном моделировании, позволяет увеличить скорость вычислений на два порядка по сравнению с вычислениями проводимыми центральными процессорами (CPU) при равных размерах сетки. На первом этапе моделирования решается статическая задача о распределении намагниченности $\mathbf{M}(x,y,z)$ в состоянии с минимумом свободной энергии (основное состояние) системы в заданном внешнем магнитном поле H_{ext} и находится распределение внутренних магнитных полей. Далее решается динамическая задача о движении намагниченности в заданных переменных внешних магнитных полях h_{ext} .

При рассмотрении латеральной структуры намагниченной вдоль оси z в направлении z структура безгранична, в направлении x на краях структуры заданы периодические граничные условия. В структуре вводится пространственная область (область возбуждения) шириной w , в котором локализовано заданное динамическое линейно-поляризованное поле h_{ext} . В рассматриваемом случае динамическое поле имеет только y -компоненту: $h_{\text{ext}} = 0, 0, h_y$ перпендикулярную внешнему магнитному полю. Временная зависимость динамического поля описывается функцией: $h_y(t) = h_0 \text{sinc}(\omega_0(t - t_0))$, где $h_0 \ll H_{\text{ext}}$ – амплитуда динамического поля, ω_0 – граничная частота спектра импульса, t_0 – смещение импульса относительно начала временной оси. Таким образом в области возбуждения генерируются волны намагниченности (спиновые волны) распространяющиеся вдоль направления x структуры. Пространственно-временная динамика y -компоненты нормированной намагниченности $m = M_y/M_s$ в плоскости (x,y) описывается функциональной зависимостью $m(x,y,t)$. Перейдем от непрерывных к дискретным пространственно-временным координатам. В пространственной области размером L_{xs} задается прямоугольная сетка с чис-

лом узлов N_x и N_y и размерами ячеек сетки $\delta x = L/N_x$ и $\delta y = s/N_y$ по соответствующим осям x и y . Аналогичная процедура проводится во временной области длительностью T (длительность микромагнитного моделирования) в которой задается число временных отсчетов N_t и шаг дискретизации по времени $\delta t = T/N_t$. По теореме отсчетов шаг дискретизации по времени должен удовлетворять условию $\delta t \leq \pi/\omega_0$. Динамика намагниченности в узлах полученной трехмерной дискретной сетки описывается зависимостью $m(i\delta_x, j\delta_x, l\delta_t)$, где i, j, l - номера узлов пространственно-временной сетки.

Дисперсионные характеристики спиновых волн/получаются для каждого слоя с номером j путем перехода от дискретного 2D-пространства (i, l) в область 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. Результирующая дисперсия 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 процессов передачи мощности в системе использовалось возбуждение спиновых волн динамическими магнитными полями с гармонической временной зависимостью вида $h(t) = h_0 \sin(2\pi ft)$, с временным интервалом δt сохранялись мгновенные значения компонент динамической намагниченности в интересующей области пространства. По полученным данным строились карты пространственного распределения интенсивности спиновых волн и проводилась оценка характерных пространственных масштабов процессов передачи мощности.

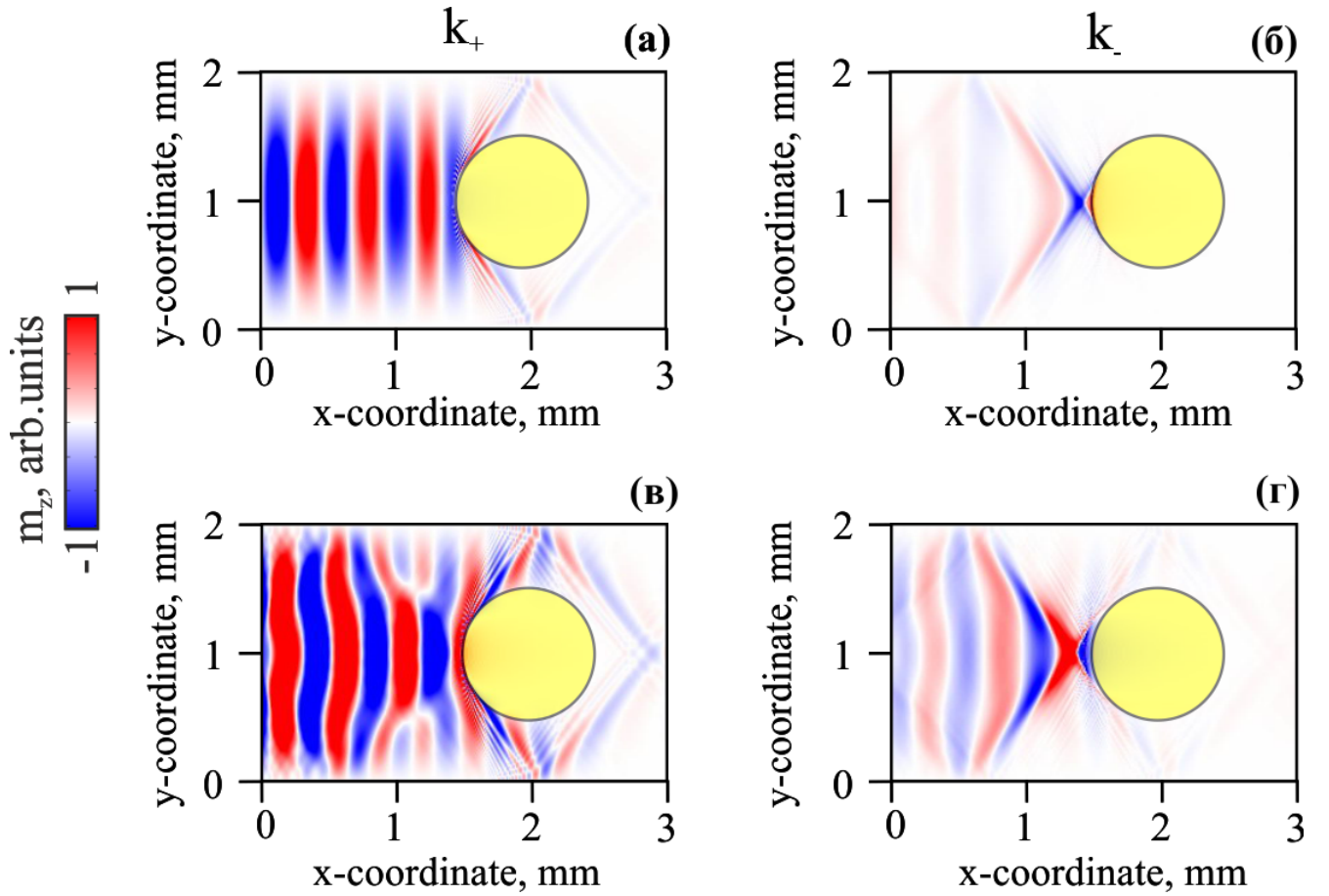


Рис. 1.1 — Распределение m_z компоненты СВ для первой широтной моды (а,б) и суперпозиции первой и третьей широтных мод (в,г) возбуждения СВ в случае индуцированного лазером теплового ландшафта внутри ЖИГ волновода (желтая круговая область). В левой части - СВ с волновыми числами k_+ , в правой - СВ с волновыми числами k_- . Моделирование проводилось при частоте возбуждения $f=7.35$ ГГц.

Одной из задач, поставленной в диссертационной работе, является выявление отраженных спиновых волн, возникаемых от области неоднородности типа «магнитная яма».

Чтобы показать процесс отражения СВ от нагретой области, были выполнены следующие шаги при численном моделировании [29]. Во-первых, распределение компоненты m_z по всей структуре на частоте возбуждения $f = 7.35$ ГГц сохраняется с шагом по времени $\Delta t = \frac{\pi}{2f} = \frac{T}{4}$ для формирования массива данных с временной координатой $\hat{M} = m_z(x, y, p\Delta t)$, где $p = 0, 1, 2, \dots$. Двумерное преобразование Фурье \hat{M} было выполнено для получения $F(k_x, k_y, \omega)$, где $\omega = 2\pi f$ - круговая частота. Два независимых массива данных F_+ и F_- были

построены путем обнуления k_- и k_+ областей $F(k_x, k_y, \omega)$, соответственно, таким образом

$$F_- = \begin{cases} F(k_x, k_y, \omega), & \text{если } k_x < 0, \\ 0, & \text{если } k_x > 0, \end{cases} \quad (1.4)$$

$$F_+ = \begin{cases} 0, & \text{если } k_x < 0, \\ \omega F(k_x, k_y, \omega), & \text{если } k_x > 0. \end{cases} \quad (1.5)$$

Далее, проводилось обратное двумерное преобразование Фурье F_+ и F_- для получения \hat{M}_+ и \hat{M}_- массивов. На графике $\hat{M}_{+,-}(x, y, t = 75 \text{ нс})$ были выделены волны, распространяющиеся в положительном и отрицательном направлении оси x (см. рис. 1.1). На рисунке 1.1 показаны результаты микромагнитного моделирования и описанного выше преобразования Фурье для возбуждения моды первой ширины (рис. 1.1 (а) и рис. 1.1 (б)). Рисунок 1.1 (а) соответствует положительной x -проекции фазовой скорости ($\mathbf{v}_{\text{ph}+}$), тогда как данные на рис. 1.1 (б) относятся к отрицательной x -проекции фазовой скорости ($\mathbf{v}_{\text{ph}-}$). Также по полученным данным можно оценить коэффициент отражения СВ от нагретой области.

1.2 Экспериментальные методы исследований

Проверкой верности моделирования является опыт, в связи с этим необходимо провести экспериментальное исследование, которые делится на два класса: радиофизические методы с использованием векторного анализатора цепей и метод Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии (МБС) в конфигурации обратного рассеяния.

Исследуемый образец помещался в магнитное поле H таким образом, чтобы поле было направлено для возбуждения одного из трёх типов волны. Входной и выходной микрополосковые преобразователи располагались на микроволноводе. Радиофизический метод на основе векторного анализатора цепей позволяет исследовать передаточные и фазо-частотные характеристики связанной

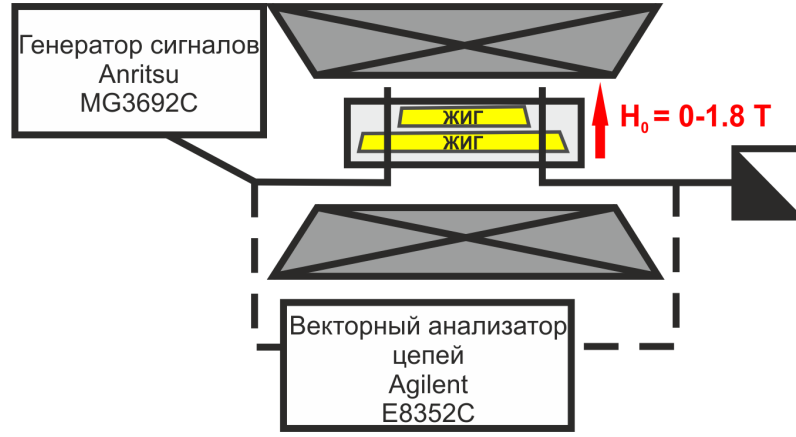


Рис. 1.2 — Схематическое изображение экспериментальной установки радиофизического эксперимента

системы. Результатом измерения является параметры S_{21} , S_{12} коэффициент передачи, которые являются отношением мощности сигнала на выходном порте 2 к подаваемому сигналу на порт 1 (S_{21}) или наоборот в случае S_{12} .

Для исследования распространения дипольных спиновых волн в планарной системе был использован метод Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии (МБС) в конфигурации обратного рассеяния [30–32]. В квантово-механическом представлении, где кванты света представлены фотонами, а магنون обозначает квазичастицу спин-волнового возбуждения, процесс МБС может быть описан неупругим рассеянием фотонов на магнонах. В таком случае возможно два случая, где создается магنون (процесс Стокса) и соответственно, аннигиляция магнона при рассеянии на фотоне является процессом Анти-Стокса. Поскольку в обоих случаях энергия и импульс сохраняются, рассеянный свет (*out*) несет информацию о исследуемой спиновой волне (*sw*). Это описывается следующим образом:

$$h\nu_{out} = h\nu_{in} \mp h\nu_{sw} \quad (1.6)$$

$$\hbar\mathbf{k}_{out} = \hbar\mathbf{k}_{in} \mp \hbar\mathbf{k}_{sw} \quad (1.7)$$

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.).

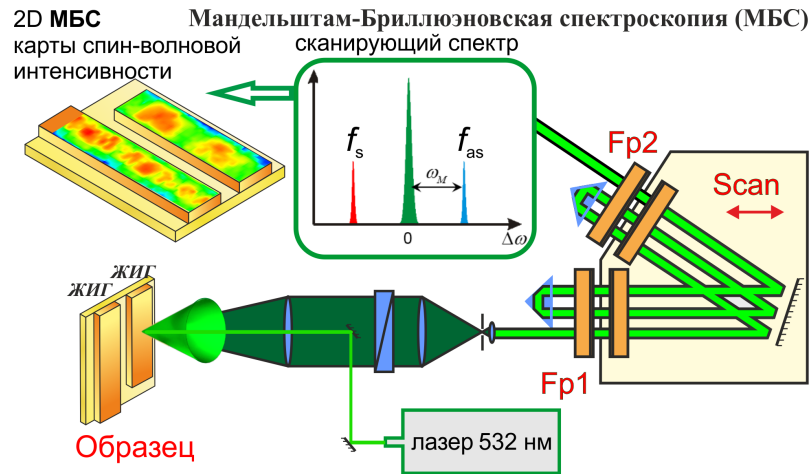


Рис. 1.3 — Схематичное изображение экспериментальной установки Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии

Свет, подвергающийся неупругому рассеянию, создается одночастотным лазером. В общем случае интенсивность МБС-сигнала прямо пропорциональна приложенной мощности лазера. Однако, особенно в микроскопии МБС, максимальная мощность лазера ограничена. Из-за фокусировки лазерного излучения локальный нагрев поверхности образца может повлиять на исследуемую динамику намагниченности. В нашем случае используется одномодовый твердотельный лазер Excelsior (EXLSR-532-50-CDRH) мощностью 50 мВт, зеленого света Р-поляризации. Лазерный луч фокусировался на поверхности ЖИГ плёнки с помощью объектива Nikon с числовой апертурой 1.2 и фокусным расстоянием 50 мм. Рассеянный свет собирался тем же объективом. Для определения вклада магнонов в сигнале неупруго рассеянного света был использован метод подавления сигналов от упруго-рассеянных и поверхностных фотонов, рассеянный фононами. Установка содержит набор из тандема двух интерферометров Фабри-Перо, состоящих из двух параллельных зеркал с высокой отражающей способностью. Свет проходит через них, только если расстояние между зеркалами кратно половине его длины волны, тогда как для других расстояний между зеркалами передача сильно подавляется. Спин-волновая интенсивность $I_{BLS}(x,y)$ в первом МК была получена путём сканирования зондирующего светового пятна в сечении вдоль оси y при $x = 7.0$ мм с пространственным разрешением 25 мкм.

Для понимания принципа фазовой чувствительности важно отметить, что неупруго рассеянный свет, который детектируется при измерениях на установке МБС, определяется как амплитудой, так и фазой СВ. Однако информация о фа-

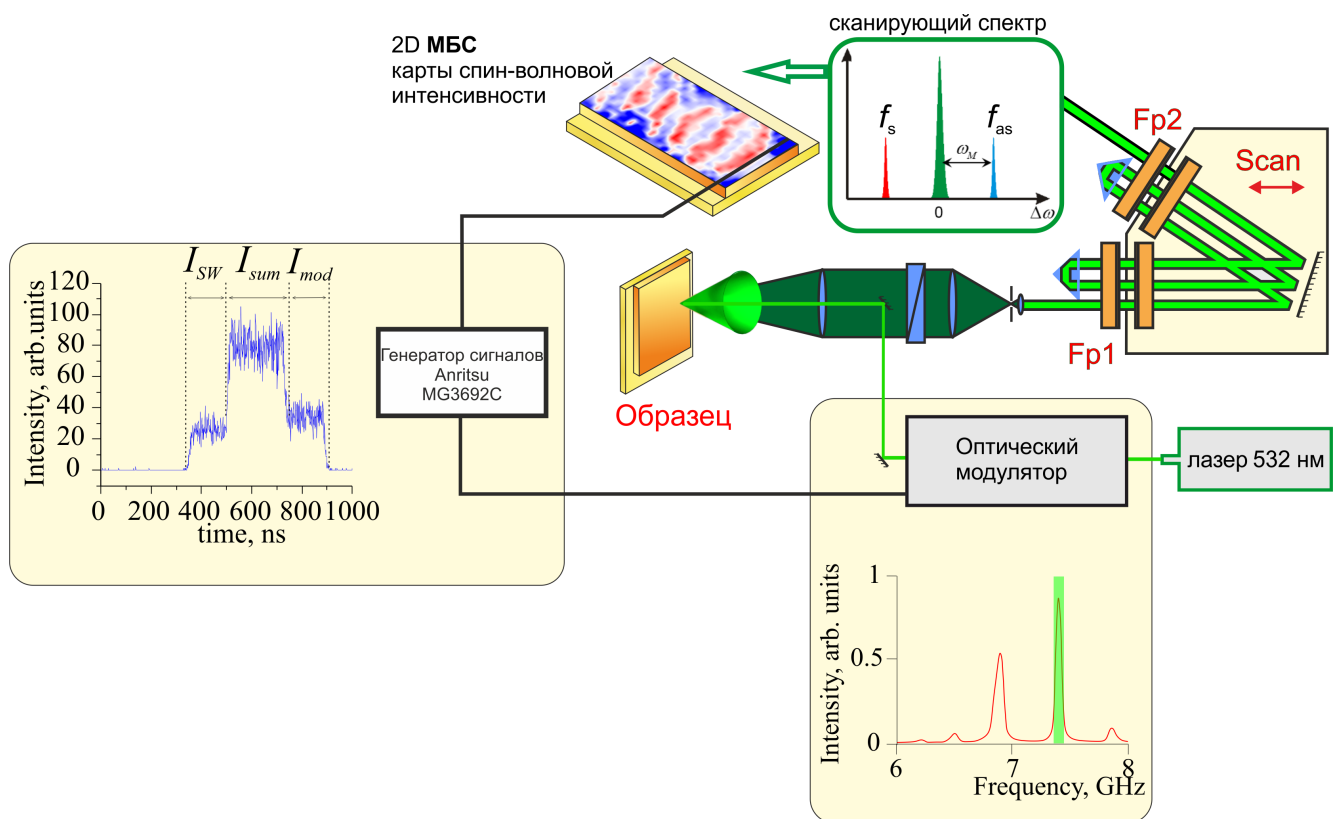


Рис. 1.4 — Схематичное изображение модернизированной экспериментальной установки Манделъштам-Бриллюэновской спектроскопии для получения фазового разрешения

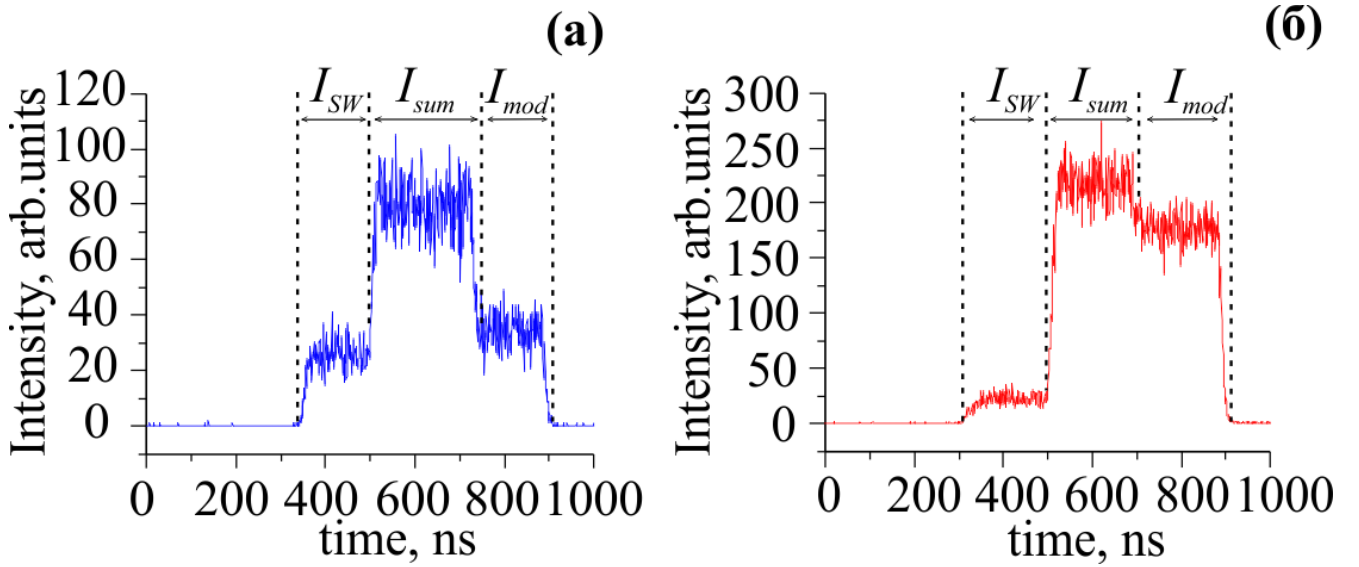


Рис. 1.5 — длительность импульсов при $I_{SW} \sim I_{mod}$ (а) и $I_{SW} < I_{mod}$ (б).

зе теряется, когда фотон принимается фотодетектором. Чтобы получить информацию о фазе мы используем интерференцию между неупруго рассеянным светом, создаваемым при распространении зондирующего лазерного луча через образец, и опорным рассеянным светом, создаваемым с помощью магнитооптического модулятора. Для сбора данных лазерное излучение с длиной волны 532 нм и мощностью 1 мВт, генерируемый одночастотным лазером Excelsior (Spectra Physics) EXLSR-532-200-CDRH, был сфокусирован на поверхности структуры ЖИГ в виде пятна диаметром 25 мкм.

На рисунке 2.2 (б) показан схематический эскиз, содержащий два огибающих импульса. Импульс, обозначенный синей сплошной линией, соответствует сигналу, который был использован для возбуждения СВ с помощью микрополосковой антенны. Импульс, обозначенный красной пунктирной линией, соответствует импульсу, который был подан на оптический модулятор. Следует также отметить, что для детектирования фазы СВ частотные диапазоны СВ и оптического модулятора должны перекрываться.

Обозначим пиковые значения для первого и второго импульса как I_{SW} и I_{mod} , соответственно. Временной сдвиг между этими двумя импульсами составил $t_2 - t_1 = 190$ нс.

На рис. 1.5 (а) и рис. 1.5 (б) показана экспериментально наблюдаемая интенсивность сигнала БЛС для случая, когда I_{SW} имеет такое же значение, как I_{mod} и $I_{SW} < I_{mod}$, соответственно. Второй случай возникает из-за затухания СВ при распространении по магнотному волноводу. Величина I_{mod} была отстроена

по уровню I_{SW} с помощью микроволнового аттенюатора. Таким образом, для наблюдения фазы СВ уровни I_{SW} и I_{mod} должны иметь одинаковое значение. Во временном окне от $t_1 = 500$ нс до $t_2 = 690$ нс эти два импульса накладываются друг на друга, давая пиковое значение огибающей, равное I . Используя этот метод, фаза СВ I_{phase} была извлечена как:

$$I_{phase} = \cos \varphi = \frac{I_{sum} - I_{mod} - I_{SW}}{2 \cdot \sqrt{I_{mod} \cdot I_{SW}}}. \quad (1.8)$$

Глава 2. Управление свойствами распространяющихся спиновых волн в планарной структуре и при локальном воздействии лазерным излучением

Во второй главе диссертационной работы будут выявлены механизмы влияния на распространение спиновой волны в планарной структуре и в структуре с нарушением трансляционной симметрии локального лазерного излучения, а также влияние формы волноводной структуры и направления прилагаемого постоянного внешнего магнитного поля к рассматриваемым структурам.

Транспорт СВ в магнитных микроструктурах в последнее время привлекает внимание из-за возможности использования магнитных логических и волноводных структур в энергосберегающих устройствах [1; 5; 33–39].

На пути преодоления ограничений полупроводниковых технологий (выделение тепла, размерные эффекты, многослойные 3D архитектуры)[10; 40], использование магнонов - квантов СВ - позволяет генерировать, передавать и обрабатывать информационный сигнал в одном модуле. Также ведутся работы по интеграции логических устройств с полупроводниковыми технологиями. Первым шагом к интеграции является процесс изготовления ферромагнитных пленок на полупроводниковых подложках [41; 42]. В настоящее время наиболее перспективной областью магноники является исследование распространения СВ в многомерных магнонных сетях (МНС). МНС состоят из функциональных блоков с частотной и/или пространственной селекцией распространения сигнала [7; 43]. Железо-Иттриевый Гранат (ЖИГ) [44] является идеальным магнитным материалом для магнонных микроволноводов, поскольку он обеспечивает сверхнизкое магнитное затухание и большую длину распада СВ. [45; 46].

В МНС свойства СВ определяются дипольным и обменным взаимодействием и могут быть существенно изменены вариацией параметров среды, например, изменением направления и абсолютного значения равновесной намагниченности, вызванное упругими деформациями [42; 47], модификацией свойств подложки ферритовой пленки лазерным излучением [41] или локальным лазерным нагревом самих ферритовых пленок [21; 48]. Концепция модуляции поверхностных спиновых волн в гранатовой пленке оптическими импульсами была

продемонстрирована Ю.К. Фетисовым [20; 49], где быстрый нагрев и медленное охлаждение приводят к значительному изменению пропускания СВ и формы импульса СВ. Нагрев поверхности ЖИГ, распределенный вдоль распространения СВ, приводит к рассеянию СВ на неоднородном ландшафте намагниченности в виде периодической 1D решетки [21], прямоугольника/треугольника [50] или круга [24; 29]. Локальное лазерное освещение магнитной пленки приводит к образованию СВ-канала вдоль области нагрева [24].

Простые в изготовлении ферромагнитные полоски [51] являются наилучшим кандидатом для соединения функциональных блоков магнетронных устройств. В конфигурации Деймона-Эшбаха (ДЕ) [52] СВ распространяются вдоль волновода, который намагничен в плоскости, нормальной к направлению распространения. Из-за латерального ограничения и квантования в направлении ширины волновода, дисперсионная характеристика СВ содержит несколько ветвей, далее называемых ширинными модами. Это затрудняет селективное возбуждение, так как входной сигнал начинает распространяться как сумма ширинных мод вдоль волновода [15; 16]. Каждая мода имеет свою дисперсию и профиль намагниченности. Возбуждение мод может быть контролируемым, например, с помощью волноводов с плавным изменением ширины [53; 54]. В качестве альтернативы можно рассмотреть L- и T-образные магнетронные микроволноводы [6; 55]. В этом случае полоса частот передачи сужается в результате пересечения поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ) с полосой обратно-объемной магнитостатической волны (ООМСВ) [5; 55]. Идея дипольного пересечения СВ -полос была реализована с помощью прямоугольной/треугольной схемы локального нагрева внутри магнетронного волновода [50]. В работе Д.Р. Бирта и др. [56] круговой дефект субмикрометрового размера был изготовлен в центре магнетронного волновода NiFe. При распространении СВ с антисимметричным поперечным профилем через область с дефектом наблюдался режим каналирования. Изменение свойств распространения СВ показано в работах [57; 58], где на пленку ЖИГ помещался металлический проводник, к которому прикладывался электрический ток другой полярности. При подаче электрического тока внутреннее магнитное поле локально изменяется и дисперсионная характеристика СВ изменяется в этой области, что приводит к уменьшению пропускания СВ.

Для макро- и микроскопических магнонных ЖИГ волноводов локальный нагрев приводит к трансформации распространяющегося сигнала в виде многомодовой суперпозиции. Соотношение сторон магнонного волновода (отношение ширина/толщина) определяет однородность профиля внутренней намагниченности в случае геометрии ДЕ. Комбинация эффекта размагничивания и локального лазерного нагрева может быть использована для создания перестраиваемого элемента межсоединений. Используя микромагнитное моделирование, мы демонстрируем влияние неоднородной области намагниченности внутри волновода на распространение СВ и интерференцию ширинных мод. Мы наблюдаем, как локальный лазерный нагрев трансформирует распространение СВ в ферромагнитном волноводе при различных значениях мощности нагрева и различных диаметров лазерного пятна. Предложенный метод управляемой интерференции поперечных мод СВ может лечь в основу парадигмы реконфигурируемого соединительного элемента для магнонных устройств. Реконфигурируемость можно интерпретировать как изменение передачи и фазы СВ сигнала за счет изменения интенсивности лазерного излучения и диаметра лазерного пятна, сфокусированного на магнонном микроволноводе.

2.1 Описание исследуемой структуры

В этой работе мы изучаем распространение СВ с фазовым разрешением в ЖИГ структуре, которая была изготовлена методом пространственно-разрешенной лазерной абляции. Структура, показанная на рис. 2.1(а), сформирована из пленки ЖИГ [111] толщиной $s_{\text{ЖИГ}} = 10$ мкм и намагниченностью насыщения $M_0 = 140$ кА/м. Пленка ЖИГ была выращена на подложке из гадолиний-галлиевого граната (ГГГ [111]) с толщиной $s_{\text{ГГГ}} = 500$ мкм.

Для исследования динамической намагниченности СВ используется метод спектроскопии бриллюэновского рассеяния света (МБС). Этот метод позволяет обнаружить прецессию намагниченности при возбуждении системы микроволновым сигналом. В классической МБС системе мы обнаружили интенсивность СВ $I_{\text{BLS}} \sim m_z^2$ [51; 59]. Добавив оптический фазовый модулятор к системе МБС, можно измерить фазу распространяющихся СВ [60; 61].

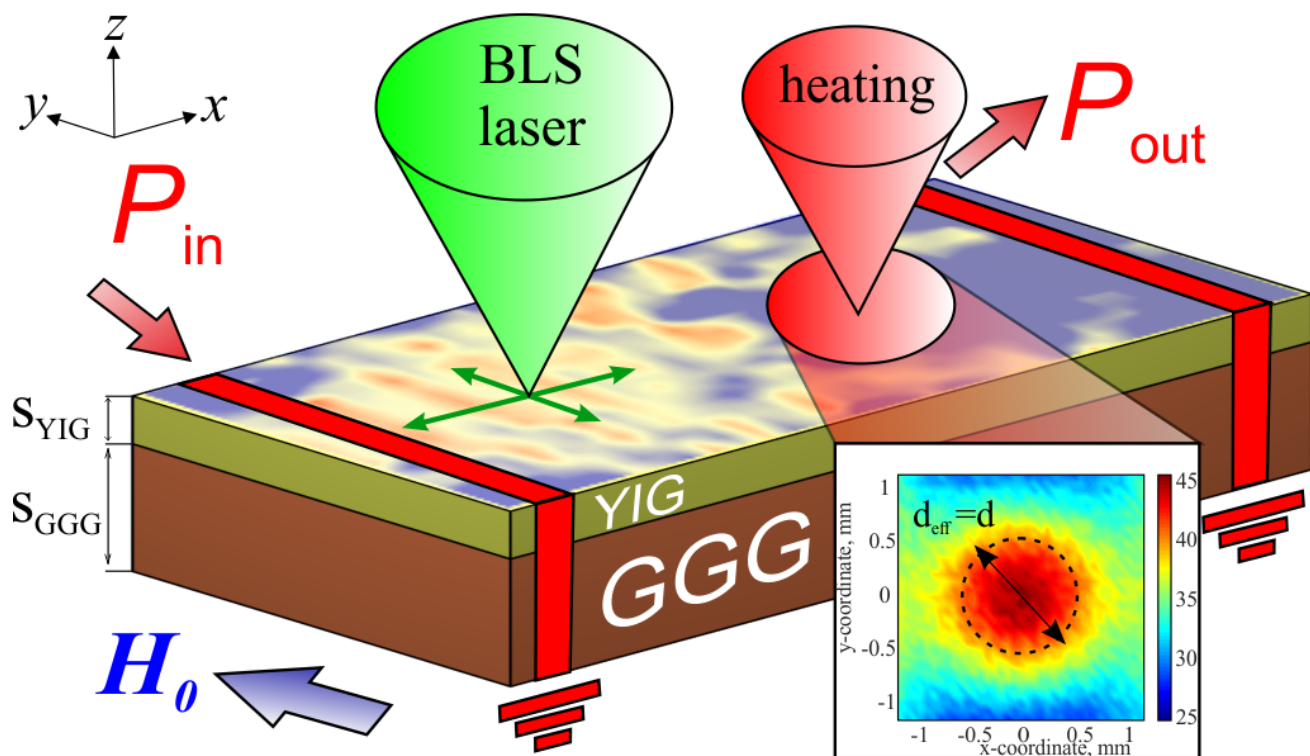


Рис. 2.1 — Схематическое изображение исследуемой структуры и области лазерного нагрева. На вставке показано распределение температуры нагрева, полученное инфракрасной камерой в области пленки ЖИГ $2.3 \times 2.3 \text{ мм}^2$.

На рисунке 2.2 (а) показана передача света через фазовый электрооптический модулятор Newport 4851-02, которая была измерена интерферометром Фабри-Перо. Четыре хорошо выраженных пика наблюдаются в диапазоне частот от 6,2 ГГц до 8,0 ГГц. Область частот с центральной частотой $f_m = 7.35 \text{ ГГц}$ выделена зеленой штриховкой на рис. 2.2 (а) Варьируя величину внешнего магнитного поля, можно удовлетворить условию, что частотная полоса ПМСВ лежит в области работы фазового модулятора на частоте f_m . Полная ширина этого пика по полувысоте составляла 150 МГц. В то же время, как будет описано далее, из-за значительных потерь СВ сигнала работа фазоразрешающей схемы подходит для более широкой полосы частот.

Когерентные СВ внутри магннного волновода могут быть возбуждены, например, с помощью микроволнового тока через микрополосковую линию или микроволновую антенну, расположенной на верхней поверхности волновода или с помощью инжекции спинового тока [62]. В нашей схеме возбуждение СВ осуществлялось с помощью золотой антенны в виде 50 Ом согласованной микрополосковой линии шириной 30 мкм и толщиной 2 мкм. Микрополосковая антенна была расположена на входном участке магннного микроволновода (см.

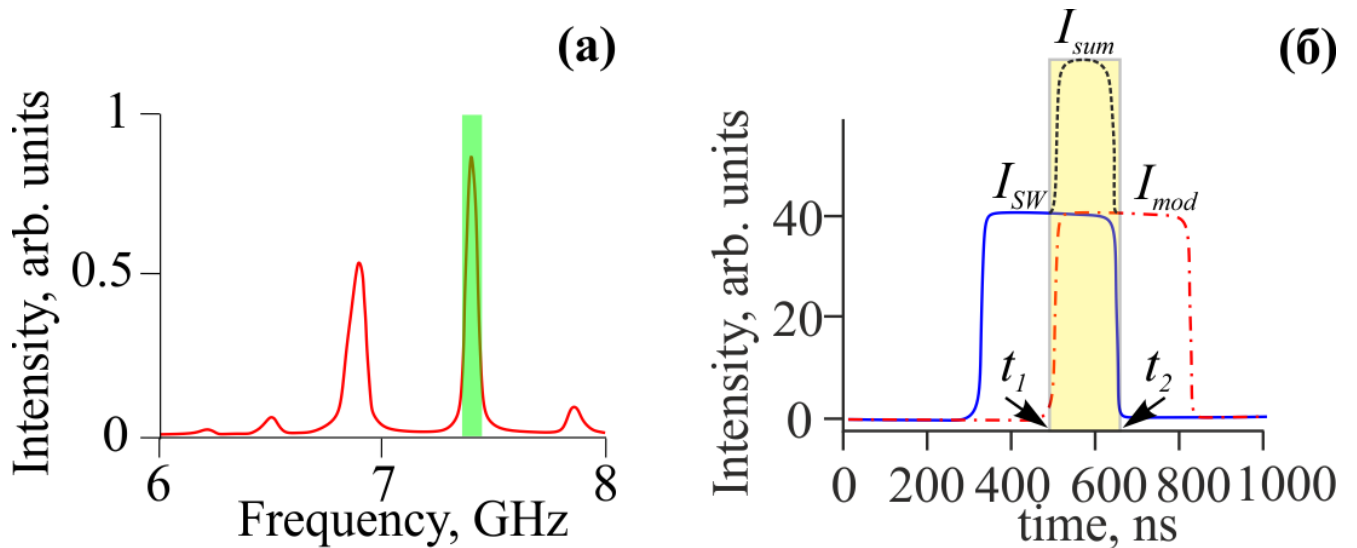


Рис. 2.2 — (а) Амплитудно-частотная характеристика фазового модулятора и полоса рабочих частот для эксперимента, обозначенная зеленым цветом; (б) эскиз пересечения длительностей импульсов СВ и модулятора

рис. 2.1). Магنونный микроволновод имел ширину $w = 2$ мм и длину $l = 3$ мм. Он был помещен во внешнее магнитное поле $H_0 = 1830$ Э, индуцированное электромагнитом GMW 3472-70 и направленное вдоль оси y для возбуждения ПМ-СВ [16; 63] во входной области ЖИГ микроволновода.

Значения комплексных S -коэффициентов измерялись с помощью векторного анализатора цепей (ВАЦ) Agilent E8362C. Амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) определялась как частотная зависимость абсолютного значения коэффициента S_{21} в случае, когда порты ВАЦ были подключены к входному P_{in} и выходному P_{out} СВЧ преобразователям, показанным на рис. 2.1. Во всех экспериментах входная СВЧ мощность была выбрана на уровне -10 дБм для удовлетворения условий линейного возбуждения и распространения СВ [45].

2.2 Экспериментальное и численное исследование отраженных спиновых волн от области неоднородности типа «магнитная яма»

При точечном накоплении сигнала во всей области волновода ЖИГ сохраняются МБС карты, содержащие фазу и интенсивность спин-волнового сигнала. Для объяснения полученных МБС карт с фазой и интенсивностью спин-волнового сигнала внутри магنونного волновода мы используем микромагнитное

моделирование для возбуждения и распространения СВ, которое основано на численном решении уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта [64; 65]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma [\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}] + \frac{\alpha}{M_S(x,y)} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right], \quad (2.1)$$

где \mathbf{M} - вектор намагниченности, $\alpha = 10^{-5}$ - параметр затухания пленки YIG, $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{\text{demag}} + \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_a$ - эффективное магнитное поле, \mathbf{H}_0 - внешнее магнитное поле, $\mathbf{H}_{\text{demag}}$ - поле размагничивания, \mathbf{H}_{ex} - обменное поле, \mathbf{H}_a - поле анизотропии, $\gamma = 2.8$ МГц/Э - гиромангнитное отношение. Использовалось программное обеспечение MuMax³ [66] с открытым исходным кодом, в котором операции производятся параллельно на унифицированных вычислительных блоках CUDA.

Для учета влияния локального лазерного нагрева в моделировании была введена круговая область с пониженной намагниченностью M_S . Мы используем предположение о линейной зависимости уменьшения намагниченности насыщения с ростом значения температуры T , так как диапазон изменения температуры превысил значение $T_{RT} + 15\text{K}$, что значительно ниже температуры Кюри $T_C = 559$ К для пленки ЖИГ. Здесь $T_{RT} = 298$ К - комнатная температура. Таким образом, изменение температуры приводит к изменению намагниченности насыщения в соответствии с линейной зависимостью намагниченности от температуры [67]:

$$M_S(x,y) \approx M_0 - \beta \cdot [T(x,y) - T_{RT}] \quad (2.2)$$

где $\beta = 313$ А/Км, $M_0 = 140$ кА/м - намагниченность насыщения при комнатной температуре T_{RT} .

Для выполнения задачи по лазерному управлению свойствами спиновых волн было проведено измерение поглощения пленками ЖИГ толщинами 200 нм, 5 мкм и 10 мкм в диапазоне длин волн от 400 нм до 900 нм. Все эти пленки были сформированы на подложке галлий-гадолиниевый гранат (ГГГ) толщиной 500 мкм. Так как пленки ЖИГ сформированы на ГГГ, были измерены спектры поглощения как для структуры ГГГ/ЖИГ, так и для ГГГ. Было выявлено, что спектр поглощения ГГГ значительно мал и достаточно линеен относительно спектра поглощения ЖИГ. На рисунке 2.3 представлены спектры поглощения для пленок ЖИГ различной толщины. Была произведена оценка нагрева при помощи лазеров с длиной волны 473 нм, 532 нм и 830 нм и мощностями 50,

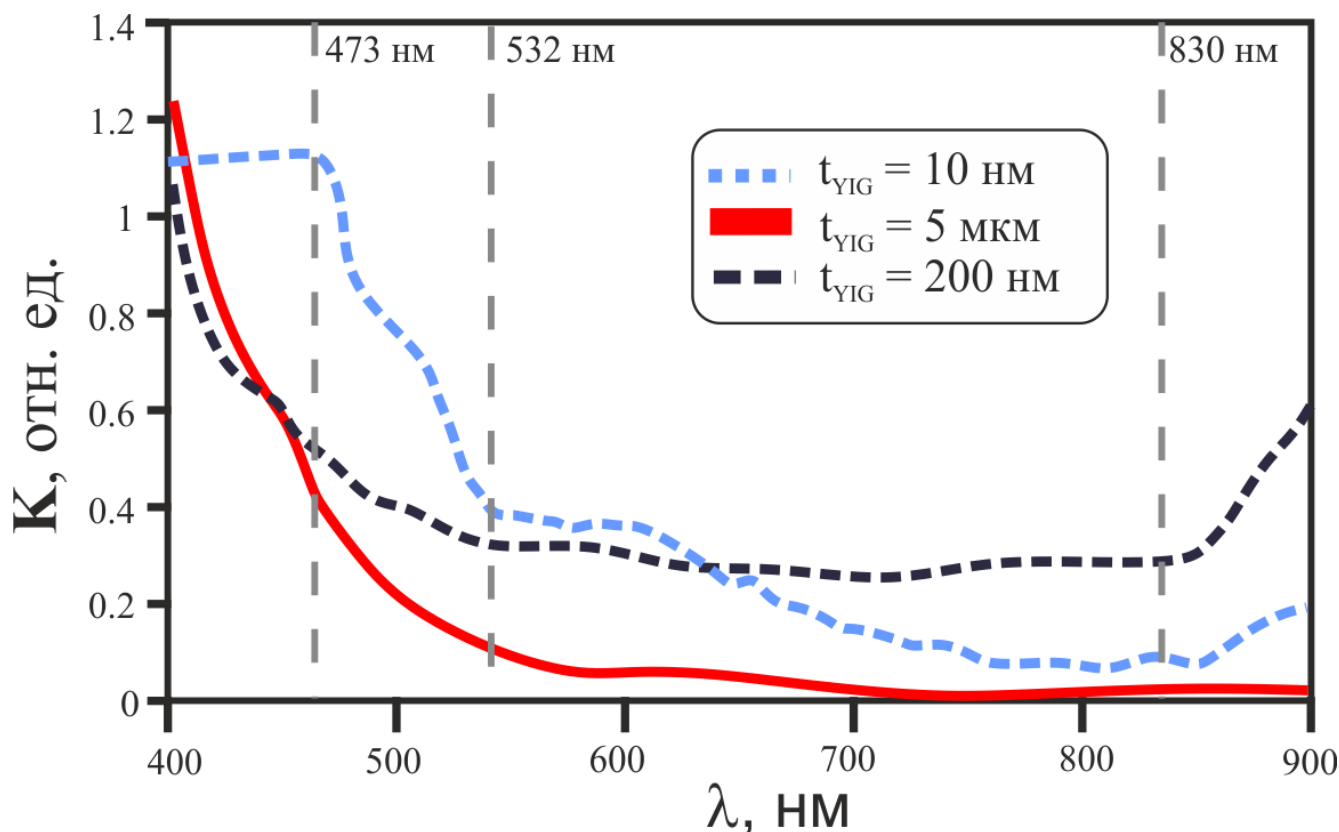


Рис. 2.3 — График зависимости коэффициента поглощения оптического излучения K от длины волны оптического излучения для пленок ЖИГ толщинами 10 мкм (синяя пунктирная линия), 5 мкм (красная сплошная линия) и 200 нм (черная пунктирная линия).

200 и 500 мВт соответственно. Было выявлено, что поглощение максимально на длине волны 473 нм относительно частот 532 и 830 нм (для каждой из структур). Однако эти зависимости правдивы для случаев с одинаковой мощностью излучения. При учетывании максимальной мощности каждого из лазеров было выявлено, что ЖИГ 5 и 10 мкм эффективнее всего разогревает лазер с длиной волны 532 нм, а ЖИГ 200 нм - лазер с длиной волны 830 нм.

При проведении экспериментального измерения температуры нагрева источник лазерного излучения с длиной волны 830 нм был прикреплен к подвижному держателю образца с волноводом ЖИГ и сфокусирован в области, расположенной на расстоянии 2.2 мм от входного микроволнового преобразователя P_{in} . Мы использовали ИК-камеру для наблюдения за нагревом ЖИГ и диаметром лазерного пятна. Максимальное значение повышения температуры составило 15 К при мощности лазера 500 мВт. Полученный профиль распределения нагрева представлен на вставке рисунка 2.1. Диаметр лазерного пятна d был выбран как эффективный диаметр лазерного пятна d_{eff} , полученный из полу-

высоты величины лазерного нагрева. Далее в тексте диссертационной работы будет полагаться, что $d = d_{eff}$.

2.3 Управление свойствами распространяющейся спиновой волны при огибании и прохождении области неоднородности типа «магнитная яма». Исследование пиков поглощения, возникающих на амплитудно-частотных характеристиках при изменении параметров «магнитной ямы»

На рисунке 2.4 показаны двумерные карты распределения I_{phase} , полученные в ходе эксперимента МБС, а также распределение m_z компоненты, полученные в ходе микромагнитного моделирования. На рисунке 2.5 показаны двумерные карты распределения I_{SW} , полученные в ходе экспериментального исследования и карты $I = m_z^2$, полученные в ходе микромагнитного моделирования, представляющие собой интенсивность распространяющейся СВ. Все данные получены на частоте $f = 7.35$ ГГц. Левая колонка рисунков 2.4 и 2.5 соответствует случаю без локального нагрева, а панели в правой колонке соответствуют случаю индуцированного лазером теплового ландшафта внутри волновода ЖИГ.

Следует отметить, что I определяется путем модуляции сканирующего лазера с помощью оптического модулятора. Данную величину некорректно напрямую сравнивать с величиной m_z . Однако эти параметры изменяются по величине от -1 до 1 и показывают одинаковый характер распространения СВ в волноводе ЖИГ. На рис. 2.4 (а) и рис. 2.4 (б) показано распределение фазы СВ в случае без локального лазерного нагрева, в котором нет отражений. Рисунок 2.4 (в) и рис. 2.4 (г) показывают, что СВ огибает область нагрева с появлением отражений в волноводе ЖИГ, влияя на изменение длины волны. Оценки длины волны, полученные как из дисперсии Деймона-Эшбаха, так и из микромагнитного моделирования, согласуются с экспериментальными данными.

Микромагнитное моделирование было проведено для случая экспериментального профиля нагрева, представленного на вставке рисунка 2.1. Было обна-

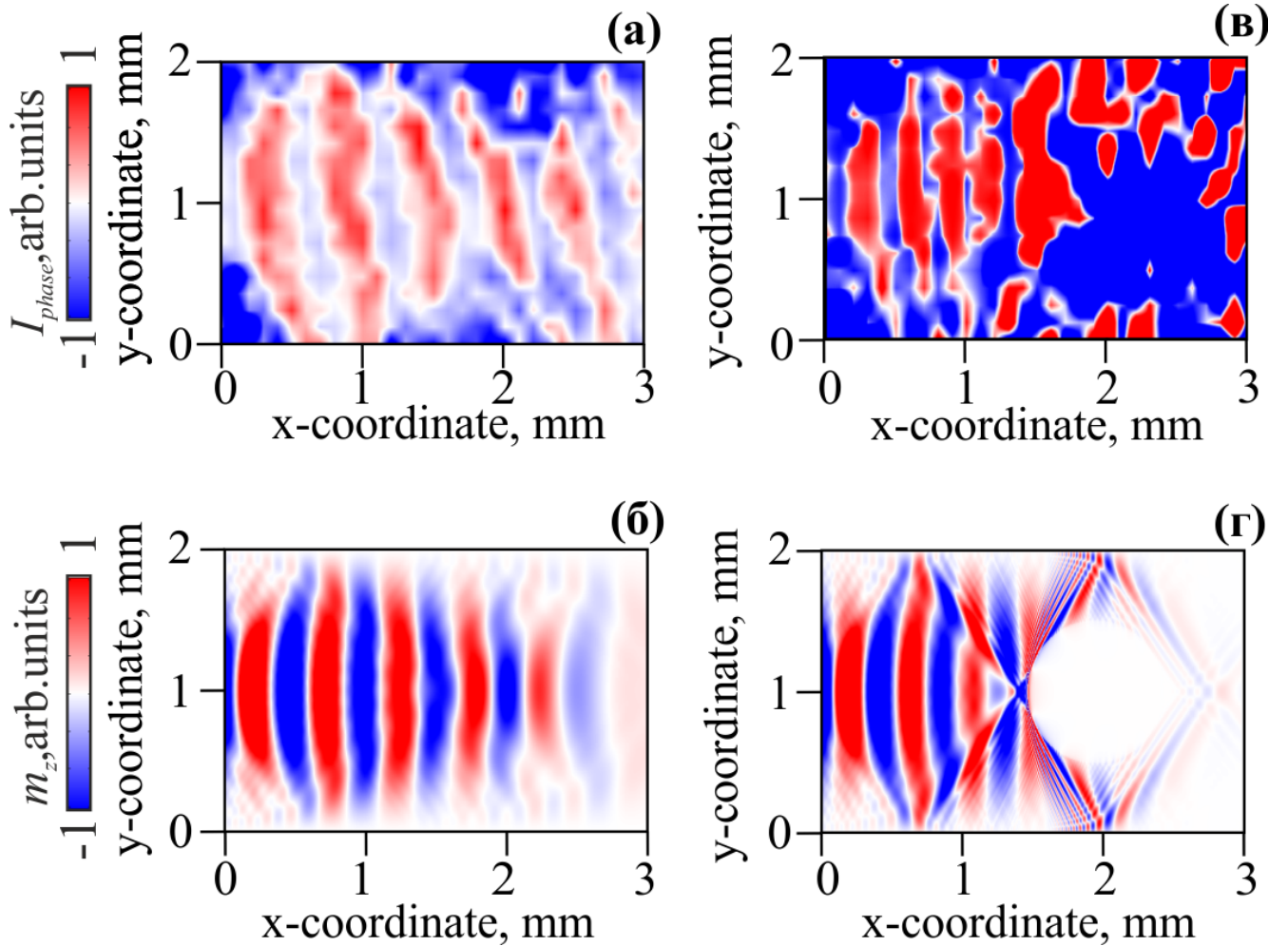


Рис. 2.4 — Двумерные карты распределения I_{phase} (а,в), полученные из эксперимента МБС и карты распределения m_z (б,г) компоненты, полученные из микромагнитного моделирования. Все данные получены на частоте $f = 7.35$ ГГц. Левая колонка - случай без локального нагрева, правая колонка - случай создания нагреваемой области внутри волновода ЖИГ - в качестве примера на 2.4 (г) отмечена желтая круглая область.

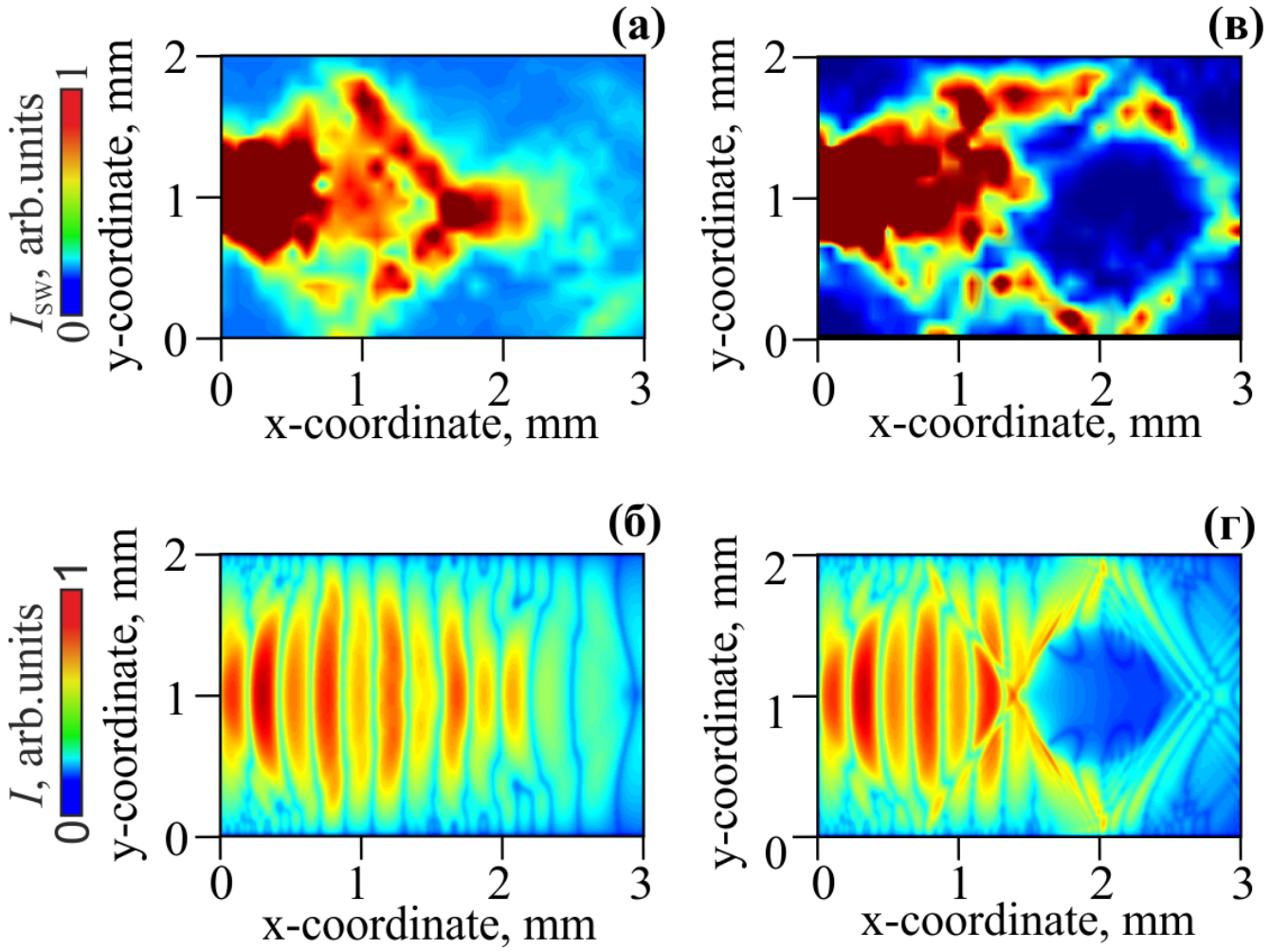


Рис. 2.5 — Двумерные карты распределения I_{SW} (а,в), полученные из эксперимента МБС и карты распределения $I = m_z^2$ (б,г) компоненты, полученные из микромагнитного моделирования. Все данные получены на частоте $f = 7.35$ ГГц. Левая колонка - случай без локального нагрева, правая колонка - случай создания нагреваемой области внутри волновода ЖИГ.

ружено, что в случае неоднородного распределения температуры, созданного в эксперименте, происходит изменение распределения компоненты m_z в нагретой области (см. рис.2.6), но в области выходной антенны (2,5 мм по координате x) картина аналогична той, что на рис. 2.4 (г). Поэтому далее будет рассматриваться случай равномерного распределения нагрева в круглой области, отмеченной желтым цветом.

На рисунке 2.5 (а) показана суперпозиция первой и третьей ширинных мод вследствие возбуждения волны микрополосковой антенной [15]. Для согласования с экспериментальными данными в микромагнитном моделировании профиль возбужденного СВ на микрополосковой антенне был представлен суперпозицией первой и третьей ширинных мод как сумма двух косинусов, для

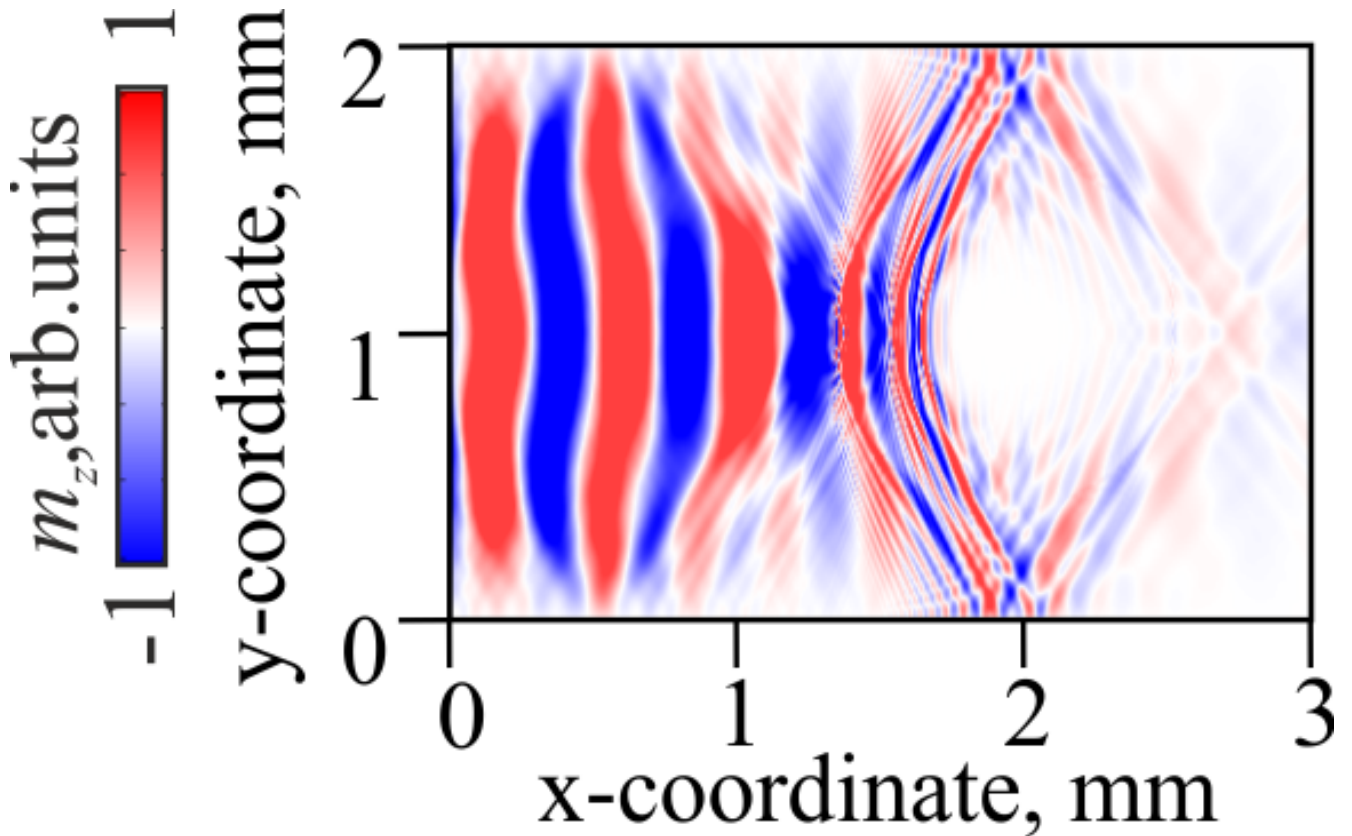


Рис. 2.6 — Распределение компоненты m_z для профиля намагниченности соответствующее экспериментальному распределению тепла.

одной и трех полудлин волн по ширине волновода (см. рис. 2.5 (б)). Также, амплитуды возбуждающего сигнала были выбраны таким образом, чтобы первая мода СВ имела большую амплитуду, чем третья мода, в соответствии с правилом, представленным в ссылке. [16].

Частичное отражение СВ и процесс огибания нагретой области хорошо различимы в полученных данных МБС и микромагнитного моделирования для случая, когда лазерный нагрев осуществлялся на расстоянии 2.2 мм от преобразователя. Необходимо отметить, что при введении локального лазерного нагрева наблюдается трансформация режима распространения СВ.

Локальный лазерный нагрев создает условия для трансформации модового состава внутри волновода: мода первой ширины интерферирует с модой третьей ширины. И мода третьей ширины распространяется вокруг области с локальным лазерным нагревом. На рис. 2.4 (в) и рис. 2.4 (г) показано, как трансформация распределения намагниченности, вызванная нагревом, приводит к отклонению СВ сигнала.

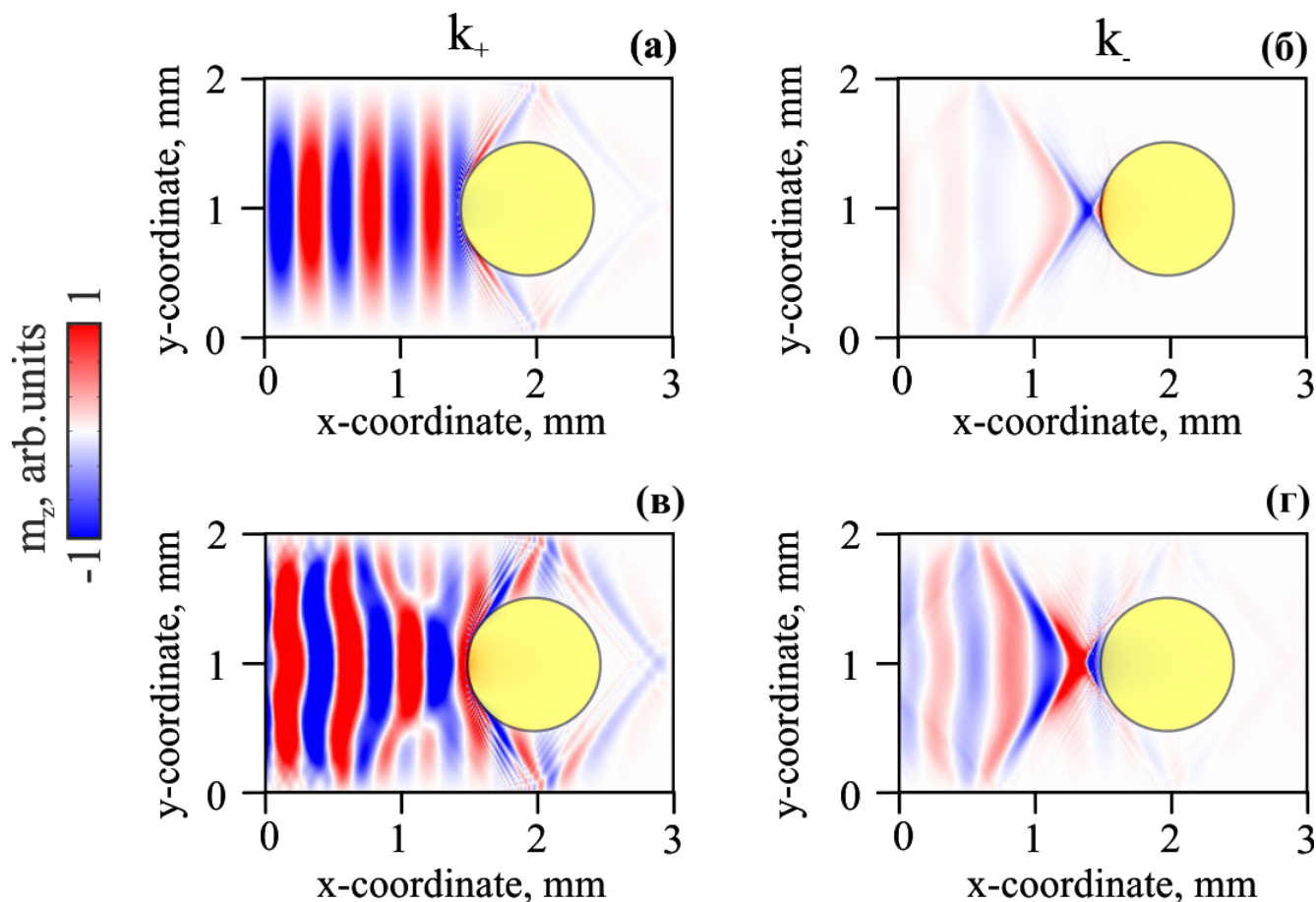


Рис. 2.7 — Распределение m_z компоненты СВ для первой широтной моды (а,б) и суперпозиции первой и третьей широтных мод (в,г) возбуждения СВ в случае индуцированного лазером теплового ландшафта внутри ЖИГ волновода (желтая круговая область). В левой части - СВ с волновыми числами k_+ , в правой - СВ с волновыми числами k_- . Моделирование проводилось при частоте возбуждения $f=7.35$ ГГц.

Карта распределения m_z компоненты в случае обратной распространяющейся волны показывает, что отражение (рассеяние) происходит на краю нагретой области, на расстоянии 2,2 мм.

Проведя микромагнитное моделирование, было выявлено, как диаметр светового пятна лазера и величина нагрева изменяют распространение СВ внутри планарного волновода. Здесь мы вводим термин для описания изменения намагниченности насыщения: $\delta = M_S/M_0$, где M_S - насыщенность намагниченности в нагретой области и M_0 - насыщенность намагниченности в остальной части ЖИГ волновода, что соответствует намагниченности при комнатной температуре в соответствии с нашей моделью.

На рисунке 2.8 (а) показано распределение компоненты m_z , полученное с помощью микромагнитного моделирования для диаметра нагретой области равного $d=1000$ мкм при разных значениях δ . Внутри нагретой области длина волны уменьшается, как и ожидалось для более низкой намагниченности в случае ПМСВ. В то же время наблюдается возбуждение ширинных мод высокого порядка в области пониженной намагниченности. На рис. 2.8 (б) показано интегральное значение m_z вдоль оси y . В нагретой области происходит уменьшение интегрального значения m_z и длина волны изменяется соответственно модификации дисперсионного соотношения уменьшенной намагниченностью.

Дисперсионное соотношение для волновода ЖИГ конечной ширины [15] было использовано для описания трансформации волновых чисел СВ для волны, распространяющейся внутри и после области нагрева:

$$e^{2Ms} = \frac{\Omega_H M + \Omega k + F(M - N)}{\Omega_H M - \Omega k + F(M + N)} * \frac{\Omega_H M - \Omega k + F[M - N \tanh(Ns)]}{\Omega_H M + \Omega k + F[M + N \tanh(Ns)]}, \quad (2.3)$$

где $\Omega_H(T) = H/4\pi M_S(T)$, $\Omega(T) = \omega/(\gamma 4\pi M_S(T))$, $F = \Omega_H^2 - \Omega^2$, $M = \sqrt{(n\pi/w)^2/\mu_1 + k_x^2}$, $N = \sqrt{(n\pi/w)^2 + k_x^2}$, $\mu_1 = 1 - \Omega_H/(\Omega^2 - \Omega_H^2)$, k -волновое число, k_x - x компонента волнового числа, s - толщина ЖИГ пленки.

Оценка разности между продольными волновыми числами первой k_1 и третьей k_3 ширинных мод $\Delta k_{13} = |k_3 - k_1|$ с изменением температуры и M_S показывает, что Δk_{13} составляет порядка 15 см^{-1} , когда δ изменяется от 1 до

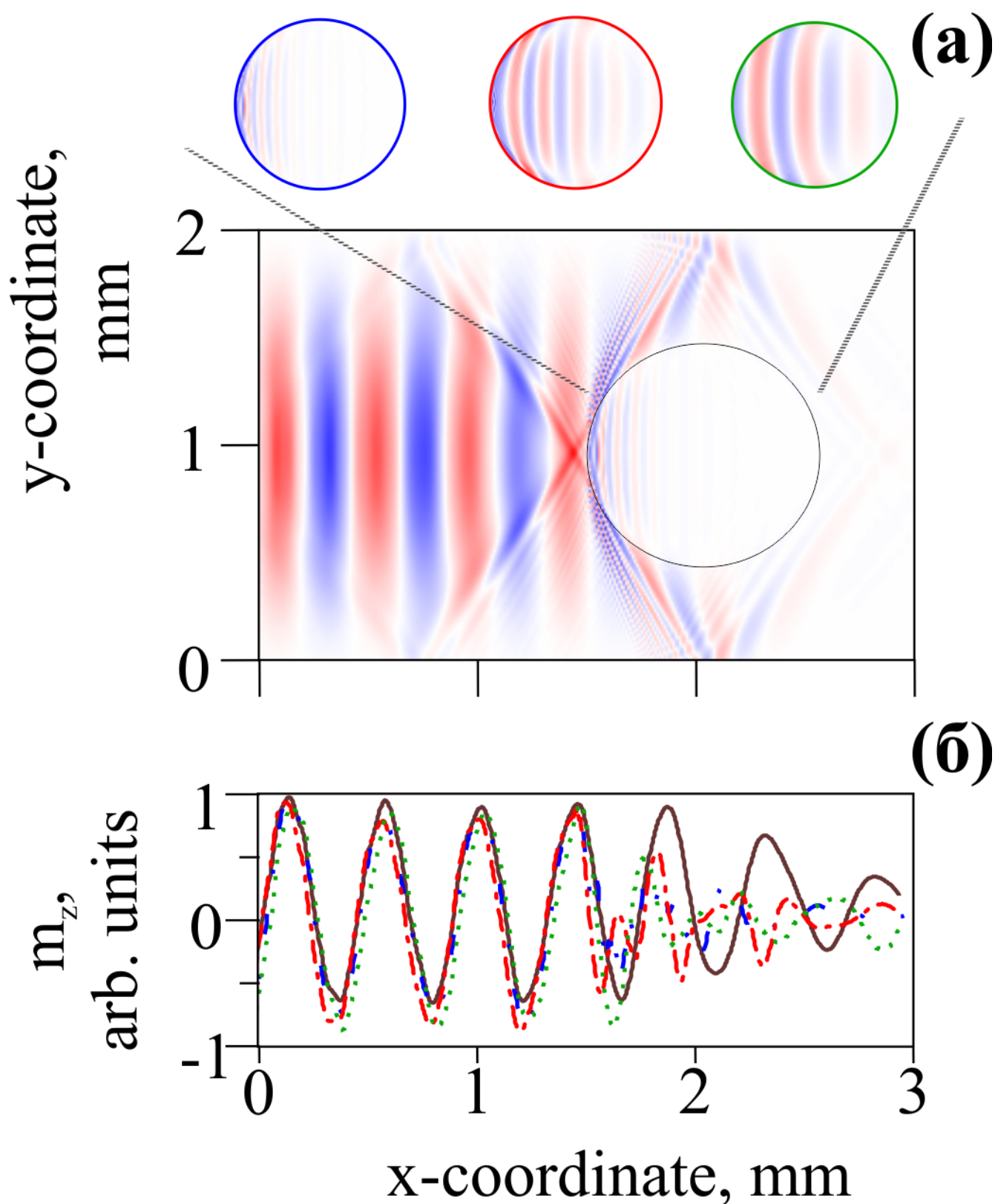


Рис. 2.8 — Результаты микромагнитного моделирования - распределение m_z компоненты (а) и интеграла m_z вдоль оси y (б) для диаметра нагретой области равного 1000 мкм. На вставке представлены профили СВ в нагретой области для следующих случаев уменьшения намагниченности: $\delta = 0.95$ (синий круг), $\delta = 0.98$ (красный круг) и $\delta = 0.99$ (зеленый круг).

— $\delta=0.95$ — $\delta=0.98$ — $\delta=0.99$

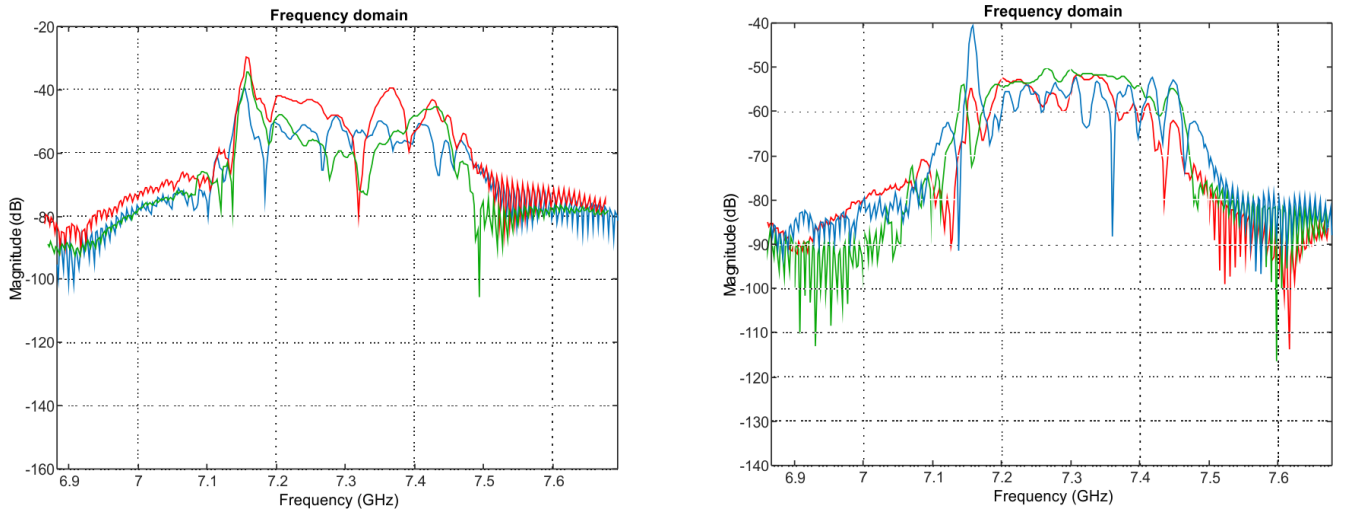


Рис. 2.9 — Амплитудно-частотные характеристики, полученные для диаметров пятна $d = 1000$ мкм (а) и $d = 1500$ мкм (б). Цветом отмечено разное значение величины нагрева: $\delta = 0.95$ -синяя сплошная линия, $\delta = 0.98$ - красная сплошная линия и $\delta = 0.99$ - зеленая сплошная линия.

0.95. Это можно использовать для оценки длины биений мод, которая меняется с изменением Δk_{13} .

В случае уменьшения намагниченности и параметра δ до значения $\delta = 0.95$ внутри круговой области длина волны СВ уменьшается, также и уменьшается амплитуда СВ. Таким образом, локальная область с изменяющейся намагниченностью действует как резонатор внутри магнетронного микроволновода. Другими словами, структуру можно рассматривать как соединение двух спинволновых волноводов с резонатором, расположенным между ними. При увеличении параметра $\delta \rightarrow 1$ увеличивается параметр связи между областью волновода без нагрева и областью резонатора. Этот эффект увеличения связи между волноводными модами и стоячими СВ модами резонатора более подробно описан в работе [11].

Помимо изменения интенсивности лазерного излучения также возможно изменение диаметра создаваемой области с измененной намагниченности типа «магнитная яма». На рисунке 2.9 представлены амплитудно-частотные характеристики для диаметров 1000 мкм (а) и 1500 мкм (б). Видно, что на АЧХ провалы смещаются по частотам.

Если будет выбрано фиксированное значение $\delta = 0.9$ и будет изменяться диаметр области неоднородности типа магнитная яма, то

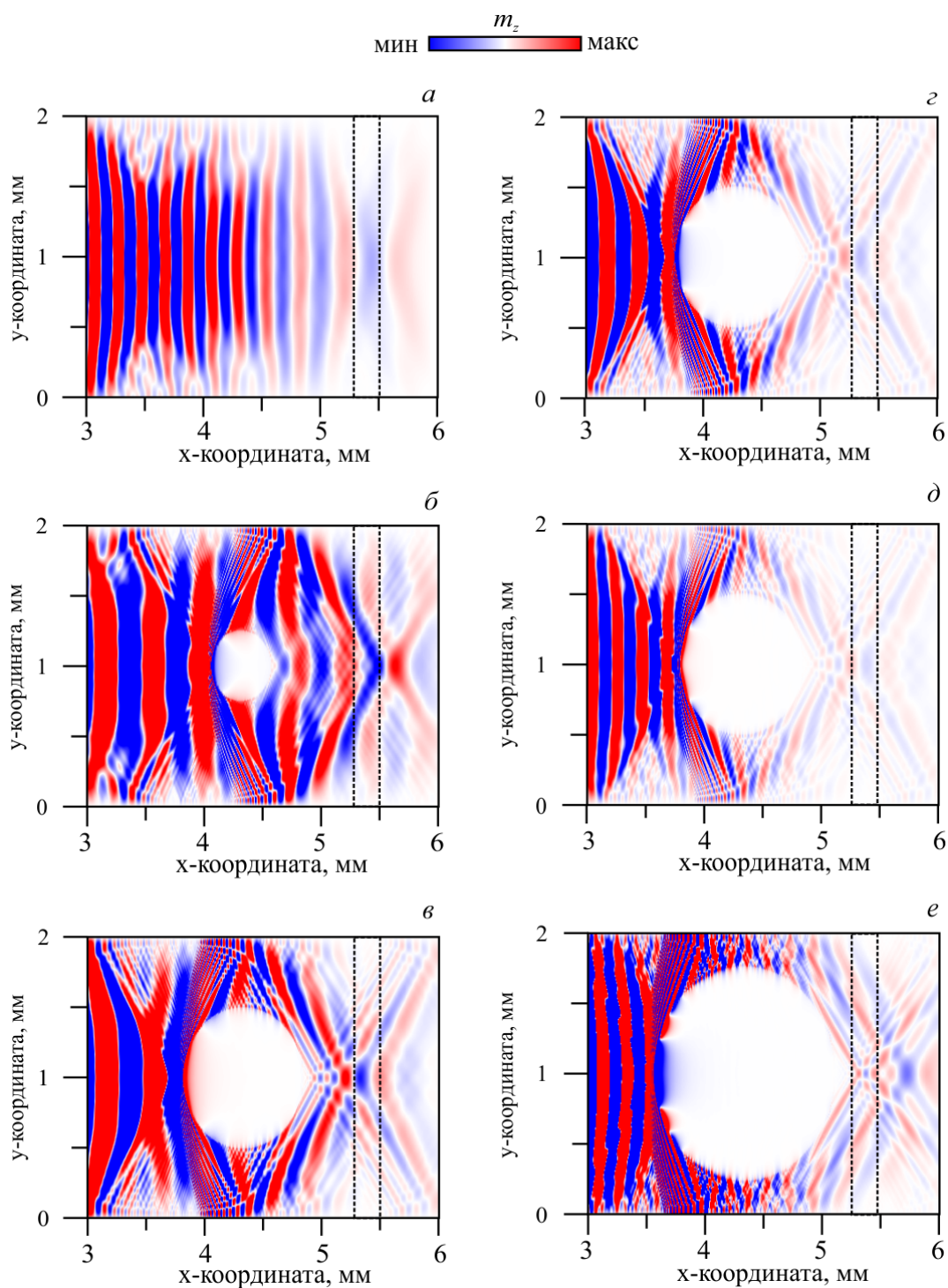


Рис. 2.10 — Карты распределения m_z компоненты намагниченности СВ для выбранных частот, представленных на рисунке 2.9: а) $\delta = 1$, $f=7.26$ ГГц, $d=0$ мкм; б) $\delta = 0.9$, $f=7.26$ ГГц, $d=500$ мкм; в) $\delta = 0.9$, $f=7.26$ ГГц, $d=1000$ мкм; г) $\delta = 0.9$, $f=7.31$ ГГц, $d=1000$ мкм; д) $\delta = 0.9$, $f=7.345$ ГГц, $d=1000$ мкм; е) $\delta = 0.9$, $f=7.35$ ГГц, $d=1500$ мкм.

Для объяснения режимов непропускания спин-волнового сигнала были построены карты распределения m_z компоненты намагниченности СВ для выбранных частот, представленных на рисунке 2.10: а) $\delta = 1$, $f=7.26$ ГГц, $d=0$ мкм; б) $\delta = 0.9$, $f=7.26$ ГГц, $d=500$ мкм; в) $\delta = 0.9$, $f=7.26$ ГГц, $d=1000$ мкм; г) $\delta = 0.9$, $f=7.31$ ГГц, $d=1000$ мкм; д) $\delta = 0.9$, $f=7.345$ ГГц, $d=1000$ мкм; е) $\delta = 0.9$, $f=7.35$ ГГц, $d=1500$ мкм. Видно, что в случае $\delta = 1$, $f=7.26$ ГГц, $d=0$ мкм (рис. 2.10 а) на выходной антенне распространяется первая ширинная мода и при этом достигается максимальный режим пропускания СВ. Для дальнейших случаев, при которых на передаточных характеристиках наблюдаются провалы, в рассматриваемой структуре возникают условия распространения третьей ширинной моды за счет огибания СВ области нагрева. При этом интегральное значение, полученное в области выходной микрополосковой антенны P_{out} . (от 5.25 до 5.5 мм вдоль x-координаты – обозначено пунктирной линией) компоненты намагниченности m_z становится ниже, чем в случае распространения первой ширинной моды без приложения локального лазерного нагрева. Необходимо отметить, что при параметрах $\delta = 0.9$, $f=7.26$ ГГц, $d=500$ мкм (рис. 2.10 б) влияние лазерного нагрева минимально на модовый состав и поэтому на передаточной характеристике не наблюдаются провалы. Для остальных уровень передачи падает за счет распространения третьей ширинной моды, при этом наблюдается две пучности с отрицательным направлением m_z компоненты и одна пучность с положительным направлением m_z компоненты намагниченности. Именно такое распределение дает в интегральном значении уменьшение уровня передачи СВ.

Для характеристики режимов работы, когда площадь нагрева составляла $d = 500$ мкм, были получены передаточные характеристики при различной величине лазерного нагрева (уменьшение намагниченности). Были получены данные на выходном порту P_{out} в виде интегрированной по оси y m_z компоненты намагниченности и построены передаточные характеристики, представленные на рис. 2.11. Как видно, на передаточных характеристиках существуют две частотные области с уменьшающимся уровнем передачи СВ с центральными частотами $f_1 = 7.18$ ГГц и $f_2 = 7.31$ ГГц. Видно, что средний уровень передачи ε спин-волнового сигнала уменьшается при увеличении значения мощности лазера. Важно также отметить, что при применении лазерного излучения на амплитудно-частотной характеристике появляется провал. Глубина провала будет

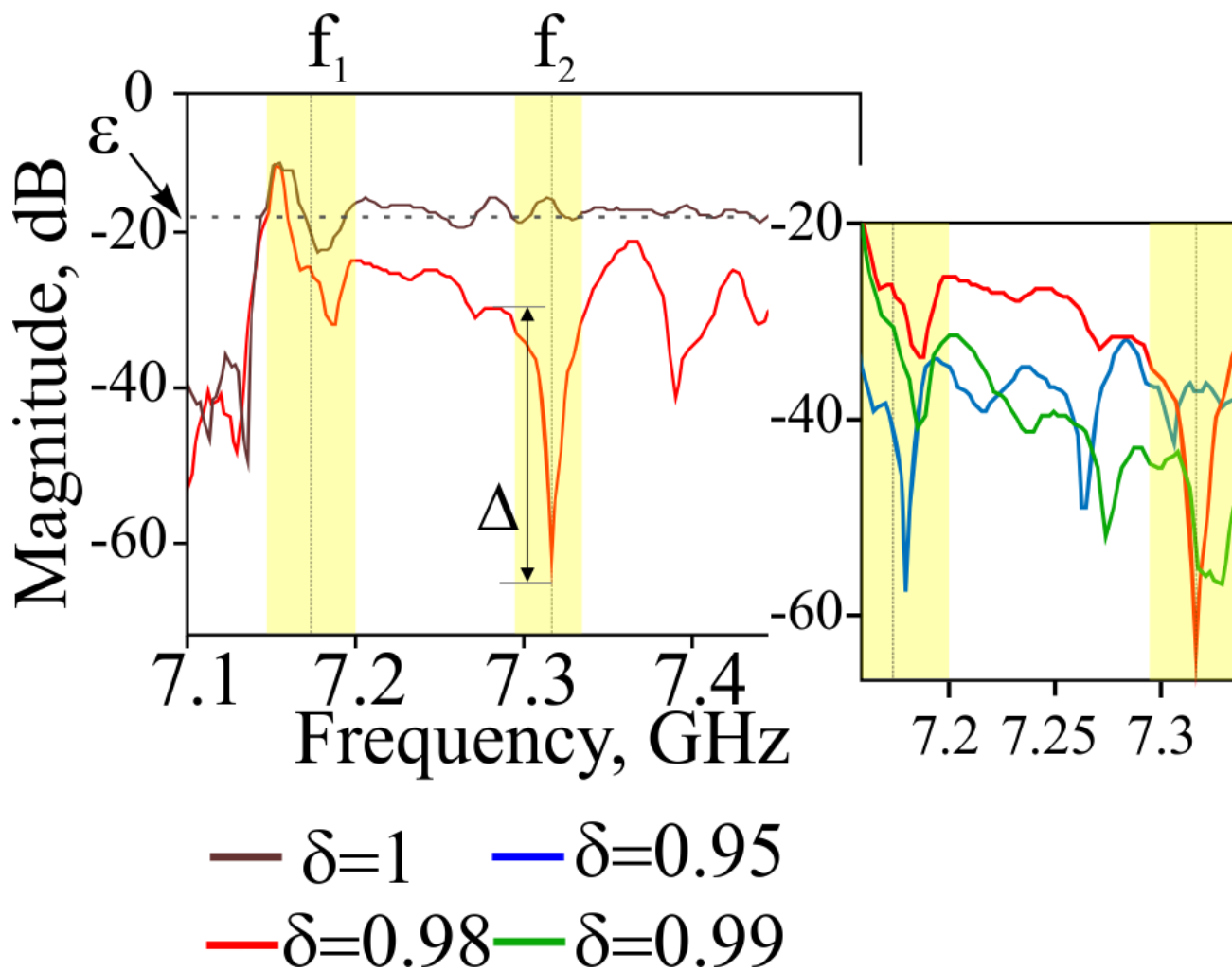


Рис. 2.11 — Передаточные характеристики, полученные методом микромагнитного моделирования на выходной антенне P_{out} для различных значений нагрева. вставка: спектры пропускания для различных значений δ : $\delta = 0.95$, $\delta = 0.98$ и $\delta = 0.99$.

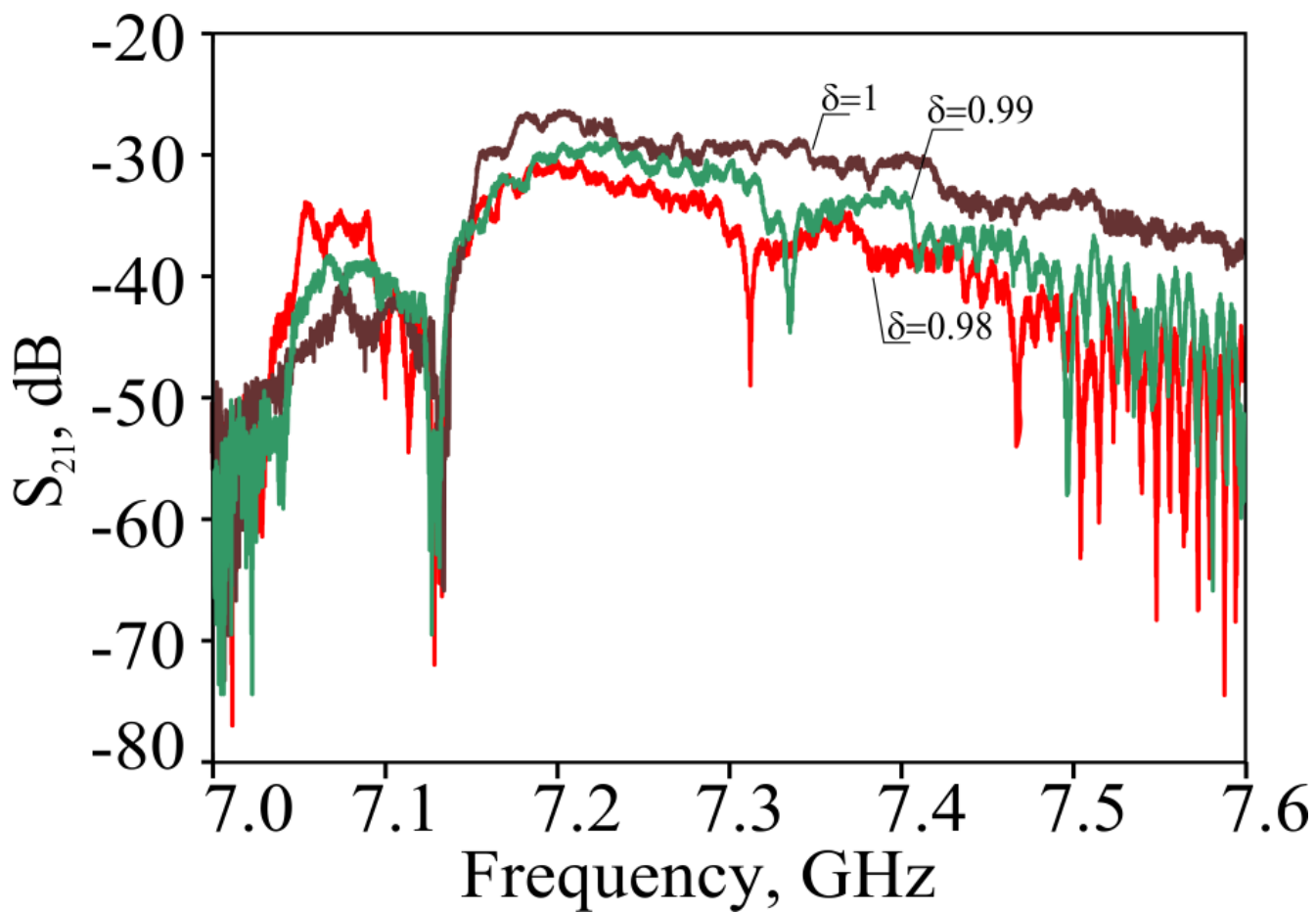


Рис. 2.12 — Передаточные характеристики, полученные методом микроволновой спектроскопии для различных величин нагрева.

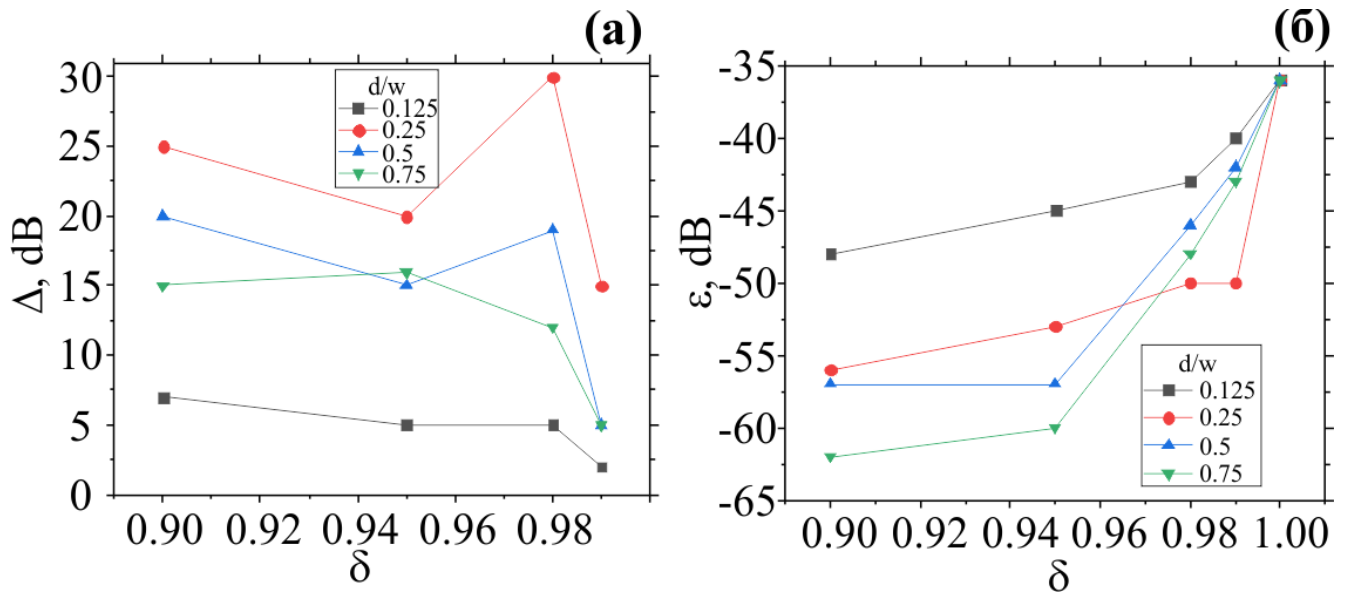


Рис. 2.13 — Величины провалов Δ на передаточных характеристиках (а) и средний уровень передачи ϵ (б) в случаях разного размера областей лазерного нагрева от $d/w = 0.125$ до 0.75 как функция намагниченности в результате локального лазерного нагрева.

обозначаться как Δ . На рисунке 2.12 показаны результаты экспериментально измеренных передаточных характеристик S_{21} с помощью метода микроволновой спектроскопии на основе ВАЦ. Как видно, в диапазоне частот 7,3 ГГц наблюдаются провалы в передаче информационного сигнала, что и наблюдалось в микромагнитном моделировании.

Далее важно проследить, как изменяется средний уровень пропускания ϵ и глубина провала Δ при изменении параметра δ .

На рисунках 2.13 (а,б) представлены зависимости Δ и ϵ от площади лазерного нагрева от $d/w = 0.125$ до 0.75 значения параметра δ . Поскольку d_{eff} была определена как ширина пика на полувысоте максимального значения температуры в области нагрева, то необходимо рассматривать d и разность температур как отдельные параметры. В общем случае разницу температур и диаметр нагретой области нельзя считать независимыми.

Следует отметить, что для δ в диапазоне от 1 до 0,98 ϵ изменяется особенно сильно, образуя линейную зависимость для более сильного нагрева. Таким образом, основной вклад в передаточную характеристику вносит нагрев на 10 градусов Цельсия относительно комнатной температуры. При значении $d/w = 0.25$ наблюдается максимальный провал в передаточной характеристике на оптимальном уровне.

Как видно, на срезе P_{out} на рис. 2.14 (а) распределение фазы СВ однородно. Этот режим подходит для распространения СВ с максимальной мощностью на выходе антенны.

Однако на рис. 2.14 (б,в) наблюдаются режимы, в которых характер распространения СВ меняется: теперь в области выходной антенны P_{out} фаза неоднородна - смешаны положительная (красный цвет) и отрицательная (синий цвет) фазы. Если производить интегрирование полученных данных, то результирующая намагниченность будет меньше чем что в случае без лазерного нагрева, что является причиной провалов в характеристиках передачи.

Для понимания многомодового режима были получены карты распределения амплитуд для суперпозиции первой и третьей ширинных мод, полученных по следующему уравнению:

$$\psi(x,y) = a_1 e^{ik_{x1}x} + a_3 e^{ik_{x3}x}, \quad (2.4)$$

где $a_{1,3}$ - амплитуды сигналов первой и третьей ширинных мод. Значение ψ было получено без учета локального лазерного нагрева. Параметры были выбраны для описания режима на рисунках 2.14 (а,б) в области волновода от 2 до 3 мм вдоль оси x . На рисунке 2.15 (а,б) построены карты распределения $|\psi|^2$ и $Re(\psi)$. Видно, что для режима первой ширинной моды (рис. 2.14 (а) и 2.15 (а)) в области выходной антенны P_{out} наблюдается максимум сигнала. Значения амплитуд $a_{1,3}$ для режима первой ширинной моды были выбраны в соответствии с экспериментом: $a_1 = 0.9$ и $a_3 = 0.1$.

В случае локального нагрева многомодовый режим распространения СВ наблюдается в области, находящаяся после круговой области нагрева. Для подтверждения данного режима была получена карта с цветовым кодированием для случая $a_1 = 0.9$ и $a_3 = 0.75$, представленная на рис. 2.15 (б).

Видно, что в области существования третьей ширинной моды вдоль оси y наблюдается отрицательное значение $Re(\psi)$ для первой ширинной моды. Это распределение сильно отличается от случая для режима первой ширинной моды. Исходя из передаточных характеристик можно сделать вывод, что для создания многомодового режима распространения СВ необходимо наведение нагрева на поверхности волноведущей структуры с относительно небольшой величиной (около 10 градусов Цельсия относительно комнатной температуры, что приведет к уменьшению величины $\delta = 0.98$).

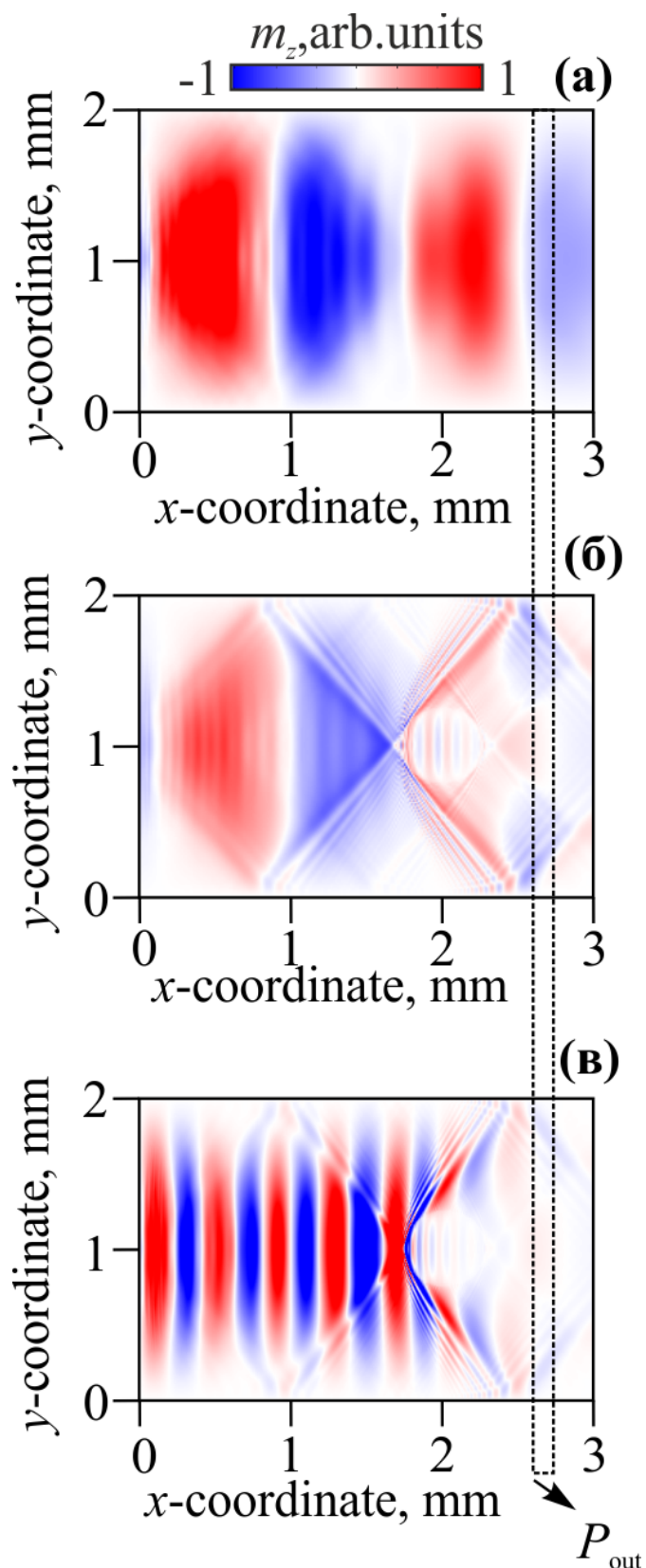


Рис. 2.14 — Распределение m_z компоненты намагниченности с различным уменьшением намагниченности относительно нормального значения M_0 при $d/w = 0.25$: $\delta = 1$ (без нагрева) на $f_1 = 7.18$ ГГц (а), $\delta = 0.99$ на $f_1 = 7.18$ (б) и $\delta = 0.98$ на $f_2 = 7.31$ ГГц (в).

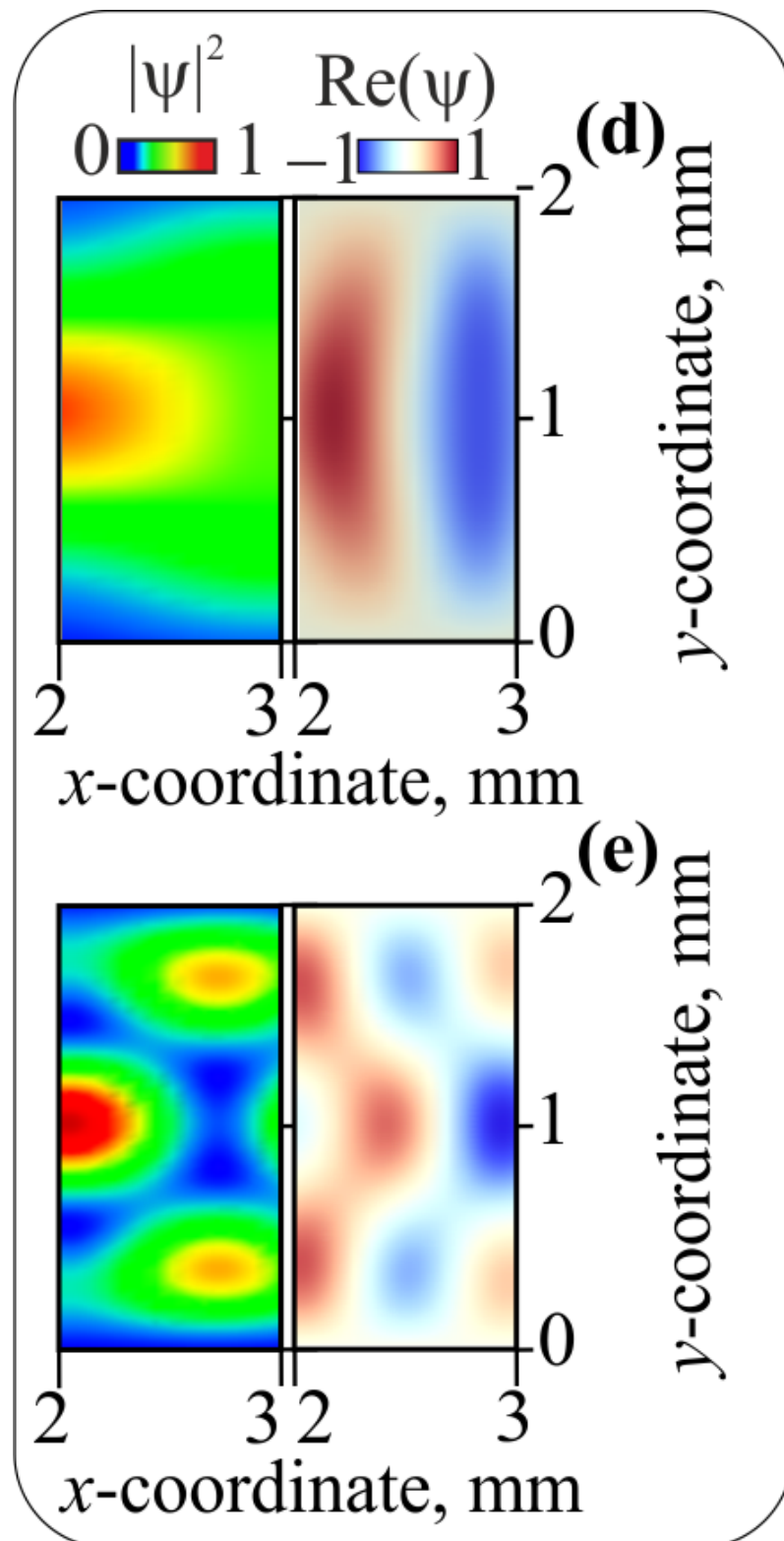


Рис. 2.15 — Рассчитанные карты $|\psi|^2$ и $\text{Re}(\psi)$ для режима первой ширины (а) и суперпозиции режима первой и третьей ширины (б).

Предложенный механизм фильтрации мод согласуется с концепцией, рассмотренной в работе [56] где наблюдаемое расщепление пятна было связано с распространением антисимметричной моды (моды ширины второго порядка) через область с маленьким ферромагнитным цилиндрическим столбиком, помещенный в центр магنونного микроволновода. В предложенной концепции перестройка достигается с помощью изменения мощности и диаметра лазерного луча.

В то же время туннелирование СВ через барьер в виде неоднородности магнитного поля наблюдалось и описано в работах: [57; 58]. В данной главе диссертационной работы было сделано предположение, что изменение пропускания СВ с помощью наведенного на поверхности волноведущей структуры локального лазерного нагрева может быть описано с помощью теоретического подхода, который был разработан в работе [58] для одномодового режима распространения СВ.

Представленный механизм управления спиновыми волнами подходит в качестве альтернативы другим методам, таким как нелинейность, стрейнтроника, нарушение трансляционной симметрии, использование магنونных кристаллов и т.д. Локальный лазерный нагрев магنونного микроволновода является универсальным методом управления фазой и амплитудой спиновых волн.

2.4 Выводы по второй главе

В второй главе диссертационной работы было проведено доказательство концепции. Для осуществления управления распространением спиновых волн нам необходим источник СВ (в частности - микрополосковый преобразователь СВЧ сигнала), пленка ЖИГ в качестве среды для распространения СВ, блок управления (сфокусированное лазерное излучение) и выходная СВЧ антенна.

В заключение, было исследовано влияние лазерного нагрева на распространение СВ в волноводе ЖИГ. Было показано, что при изменении величины локального лазерного нагрева в области с уменьшающейся намагниченностью фаза СВ уменьшается. Также показано, что СВ способны огибать область нагрева и наблюдаются режимы, в которых передача СВ ухудшается. Это основа-

но на эффекте интерференции спиновых волн. Используя экспериментальный метод МБС и внедрив оптический фазовый модулятор к оптической системе, фаза СВ и эффект нагрева были экспериментально продемонстрированы. Экспериментальные данные согласуются с результатами микромагнитного моделирования. Было показано, что при изменении величины нагрева можно изменять передаточные характеристики и управлять такими параметрами, как средний уровень передачи ϵ и глубина провала Δ . На основе микромагнитного моделирования было установлено, что для получения режима без пропускания, структура должна быть нагрета на 10 градусов Цельсия относительно комнатной температуры. Предложенный метод контролируемой интерференции поперечных мод СВ может быть использован для создания перестраиваемого элемента межсоединений для магنونных устройств.

Глава 3. Управление свойствами распространяющихся спиновых волн в структуре с нарушением трансляционной симметрии

3.1 Введение

В настоящее время остро стоит вопрос о создании устройств обработки и хранения информационных сигналов на новых принципах, связанных с возникающими ограничениями в области полупроводниковых технологий. Одним из возможных путей является применение технологий из области магноники [36]. Основным преимуществом является возможность создания устройств на спиновых волнах, при котором распространение происходит без переноса электрона. Благодаря этому передача информации проходит без выделения тепла [7].

Возможность создания реконфигурируемых устройств позволит расширить комплиментарную базу примитивных устройств для создания сложных логических элементов. Интеграция ферромагнитных технологий с полупроводниковыми даст возможность создать устройства обработки и хранения информационных сигналов с преимуществами как полупроводниковой электроники - дешевизна производства, транзисторы нанометровых масштабов, низкое энергопотребление, так и магноники (низкое затухание распространяющихся спиновых волн, невосприимчивость к радиационному излучению, перенос мощности без выделения тепла). Существуют работы, в которых рассматриваются ферромагнитные структуры, созданные на полупроводниковых подложках (Si, GaAs и т.д.) [41]. В работе [41] производилось управление полупроводниковой подложкой при помощи локального лазерного нагрева, при котором изменялась проводимость подложки.

Одним из типовых элементов для создания комплиментарной базы логических элементов на принципах магноники является планарный волновод из ферромагнитной пленки. Пленки из железо-иттриевого граната (ЖИГ) являются перспективными за счет рекордно низкого параметра затухания [44].

В устройствах магнонной логики свойства СВ могут быть определены дипольными и обменными взаимодействиями, которые могут управляться, к примеру, при варьировании параметров, таких как: величиной внешнего маг-

нитного поля, направлением прилагаемого поля, а также введением в систему дополнительных управляющих параметров: приложения деформаций [42] или локального лазерного нагрева [21]. Локальный лазерный нагрев можно задавать с различным распределением: градиентом [68], фокусировкой в виде периодической структуры [21] либо в виде определенных фигур: треугольник и прямоугольник [50] или окружность [24; 29]. Вместо создания локального лазерного нагрева возможно управлять спектром спиновых волн в пленках ЖИГ при помощи приложения источника тока, влияющего на распределение внутреннего магнитного поля, как показано в работах [57; 58].

Управление распространением СВ также возможно в структурах с введением периодичности и проявлением в системе режимов фильтрации на частотах запрещенных зон Брэгга, связанных с геометрическими параметрами периодичности [41]. В ряде работ представлена концепция передачи информационного сигнала в латеральных структурах [69]. Также на управление свойствами СВ могут влиять неоднородное распределение внутреннего магнитного поля. В работе [53] рассматривается структура с линейно изменяющейся шириной, в котором при уменьшении ширины уменьшается величина внутреннего магнитного поля.

Большое внимание представляют структуры с нарушением трансляционной симметрии. В магнонике особый интерес представляется за счет неоднородного распределения внутреннего магнитного поля. За счет этого в системе появляется дополнительный параметр для управления информационным сигналом. Структурой, в которой происходит трансформация типа распространяющейся волны, является микроволновод с поворотом [6; 70].

Дальнейшим этапом является развитие идеи микроволновода с поворотом при добавлении еще одного плеча. Данный тип структур рассматривались не только в магнонике, но и в оптике. Были исследованы структуры типа подковообразный волновод и показано как распространяется оптическая волна в данной конфигурации. [16].

В работе [71] представлена структура с нарушением трансляционной симметрии. Эффект фильтрации достигается за счет неоднородного распределения внутренних магнитных полей.

В данной главе диссертационной работы будет рассмотрено влияние неоднородного распределения внутреннего магнитного поля нерегулярной структу-

ры с закруглением. Будет показано как изменяются режимы распространения спиновой волны при изменении ориентации внешнего магнитного поля и при приложении локального лазерного нагрева в области скругления. Будет показана возможность применения данной структуры в качестве ключа для устройств магноники.

3.2 Описание «U-образной» волноведущей структуры и результаты микромагнитного моделирования при изменении диаметра закругления

На рисунке 3.1 схематически представлена исследуемая структура, представляющая собой нерегулярную структуру с закруглением, сформированной из пленки ЖИГ толщиной $t = 10$ мкм на подложке гадолиний-галлиевого граната (ГГГ, $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$) толщиной $t = 500$ мкм. Ширина микроволновода составляла $w = 500$ мкм. Структура помещалась во внешнее магнитное поле величиной $H_0 = 1200$ Э, которое прикладывалось в плоскость волноведущей структуры и вращалось в плоскости xOy . Радиус скругления структуры с нарушением трансляционной симметрии составляла $r = 500$ мкм.

Данная структура исследовалась при помощи экспериментальных методов и микромагнитного моделирования. Экспериментальная часть состояла из исследования при помощи микроволновой спектроскопии, представляющей собой измерение на векторном анализаторе цепей спектров прохождения спиноволнового сигнала и при помощи метода Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии рассеяния света, при помощи которого были получены карты интенсивности СВ, а также спектров прохождения СВ сигнала.

Микромагнитное моделирование проводилось в программном пакете MuMax3 [66], в результате которого были получены распределения внутренних магнитных полей, передаточных характеристик и карт интенсивности и m_z компоненты намагниченности. Для этого проводилось численное решение уравнения Ландау-Лифшица с затуханием Гильберта методом конечных разностей [64; 72].

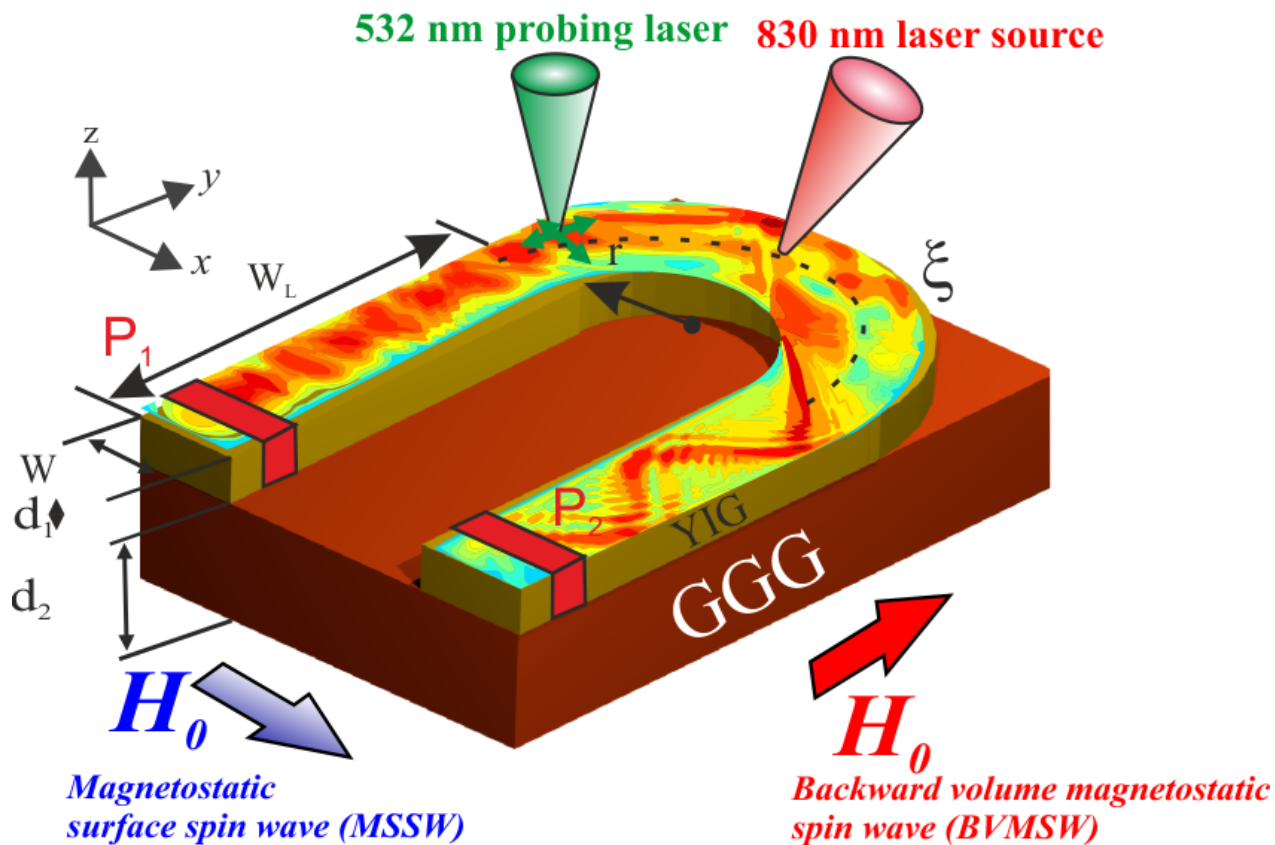


Рис. 3.1 — Схематическое изображение структуры с нарушением трансляционной симметрии типа "подкова" с прилагаемым лазерным излучением.

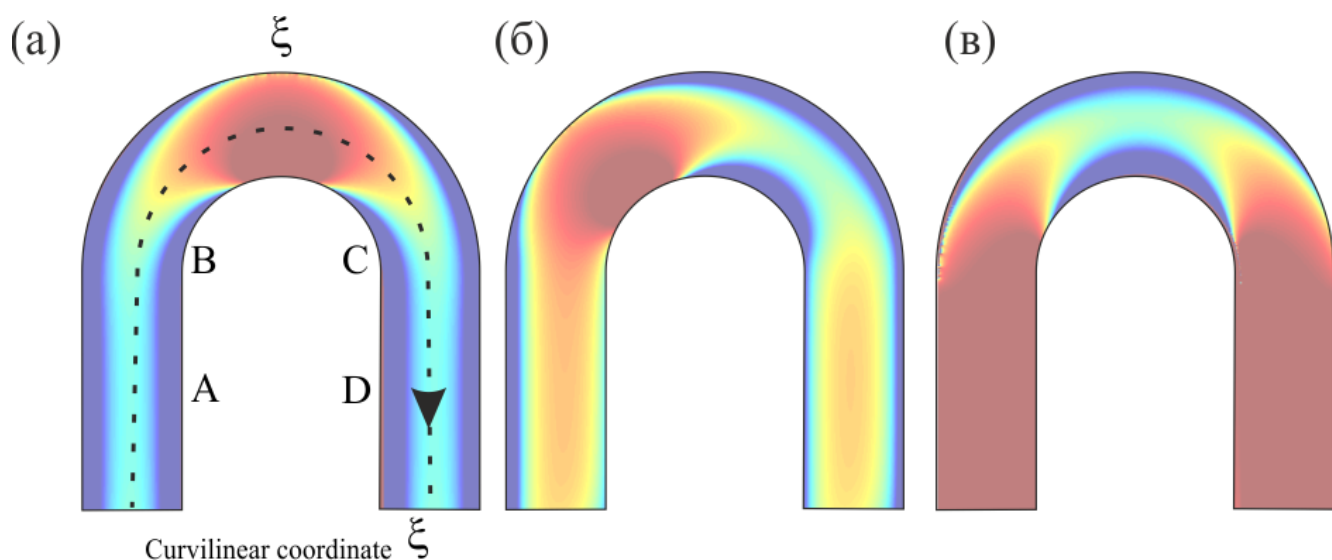


Рис. 3.2 — (а) Схематическое изображение введенной криволинейной координаты ξ в рассматриваемой структуре. Карты распределения внутреннего магнитного поля в случае приложения внешнего магнитного поля вдоль оси x (0 градусов) (а) и отклонения на 30 градусов (б) и 90 градусов (в).

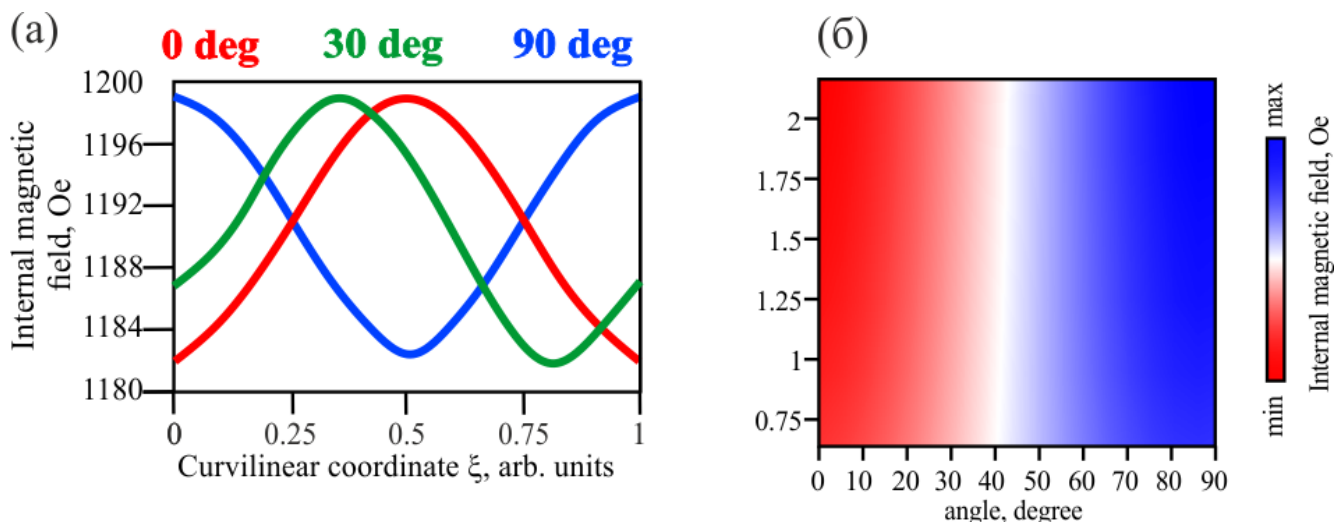


Рис. 3.3 — (а) Профили распределения внутреннего магнитного поля H_{int} вдоль криволинейной координаты ξ для двух ориентаций внешнего магнитного поля - вдоль оси x (красная линия), отклонения на 30 градусов от оси x (зеленая линия) и вдоль оси y (синяя линия). (б) Карта распределения соотношения внутренних магнитных полей H_{int} при изменении направления внешнего магнитного поля H_0 от 0 градусов (ориентирован вдоль оси x) до 90 градусов (ориентирован вдоль оси y) при значениях криволинейной координаты $\xi = 0.5$ и $\xi = 0$.

Перед созданием экспериментального макета было проведено микромагнитное моделирование для выявления оптимального радиуса закругления структуры.

На рисунке 3.2 представлены карты распределения внутреннего магнитного поля в случае разного направления внешнего магнитного поля H_0 - вдоль оси x , принятое за значение 90 градусов (а), повернутого на 30 градусов (б) и вдоль оси y , принятое за значение 0 градусов (в). Видно, что при разном направлении H_0 по разному насыщаются конкретные области подковообразной структуры. На рисунке 3.3 (а) представлены графики зависимости внутреннего магнитного поля от положения криволинейной координаты, введенной в системе как центральная линия вдоль области скруглений. Как видно, в центре криволинейной координаты $\xi = 0.5$ для случая на рисунке 3.2 (а) наблюдается локальный максимум внутреннего магнитного поля, а для случая на рисунке 3.2 (в) наблюдается локальный минимум внутреннего магнитного поля. И при введении промежуточного угла 30 градусов (случай 3.2 (б)) локальный максимум смещается по ξ в меньшую сторону.

Также, как было сказано ранее, было проведено сравнение для структур с разным радиусом закругления r . На рисунке 3.3 (б) представлена карта зависимости распределения величины $\Delta H_{int} = H_{int(\xi=0.5)}/H_{int(\xi=0)}$ от радиуса закругления структуры. Как видно для угла 30 градусов значения внутреннего магнитного поля одинаковые и при изменении радиуса закругления структуры в целом характер зависимости не имеет особой разницы.

Таким образом, трансформация ПМСВ, распространяющейся в нерегулярной области полукольцевого микроволновода, в ООМСВ происходит при меньших значениях ξ в случае $\varphi = 15^\circ$, чем при $\varphi = 0^\circ$ либо $\varphi = -15^\circ$. При этом область, в которой ожидается распространение ООМСВ при $\varphi = 0^\circ$ при $0.33 < \xi < 0.66$. С другой стороны на рис. 3.4(б) видно, что луч СВ при $\xi > 0.5$ скользит вдоль нерегулярной секции полукольца, испытывая меньшее отражение от границы, чем в случае $\varphi = 0^\circ$ (рис. 3.4(в)), что может объяснить изменение интенсивности СВ в плоскости выходной антенны P_2 .

В рассматриваемой структуре оказывается возможным реализация режимов пространственно-частотной селекции СВ. На рис. 3.4 (а) показан результат расчета спектра мощности выходного спин-волнового сигнала $P_{1,2}(f)$ в секции плоскости $S_{1,2}$, находящихся в области перед область закругления и после области закругления, соответственно. Частотная зависимость мощности сигнала в плоскости S_1 имеет изрезанный профиль ввиду, во-первых, близости плоскости S_1 к источнику, а, во-вторых, наличия сильных отражений сигнала в области сочленения подводящего волновода и нерегулярной секции. Видно, что в полосе пропускания рассматриваемой структуры $5.18 \text{ ГГц} < f < 5.35 \text{ ГГц}$ на спектре прохождения СВ можно выделить выраженные максимумы и минимумы. При этом можно отметить изменение в величине мощности на ΔP 4 дБ при прохождении спин-волновым сигналом полукруглой области нерегулярной структуры. При частоте входного сигнала $f = 5.24 \text{ ГГц}$ наблюдается эффективная передача мощности СВ от плоскости S_1 к плоскости S_2 (рис. 3.4 б). При этом можно отметить симметричный профиль распределения интенсивности СВ относительно $\xi = 0.5$. На частоте $f = 5.3 \text{ ГГц}$ в области $\xi = 0.5$ наблюдается затухание СВ по мере распространения к плоскости S_2 (рис. 3.4 в). Отметим, что величина разности внутренних полей в центре подводящего микроволновода $H_{int}(x = w/2)$ и в полукольце при $\xi = 0.5$ составляла $H_{int}(\xi = 0.5) - H_{int}(x = w/2) = 20 \text{ Э}$, что позволяет ожидать частотный диапазон перекрытия ПМСВ и ООМСВ

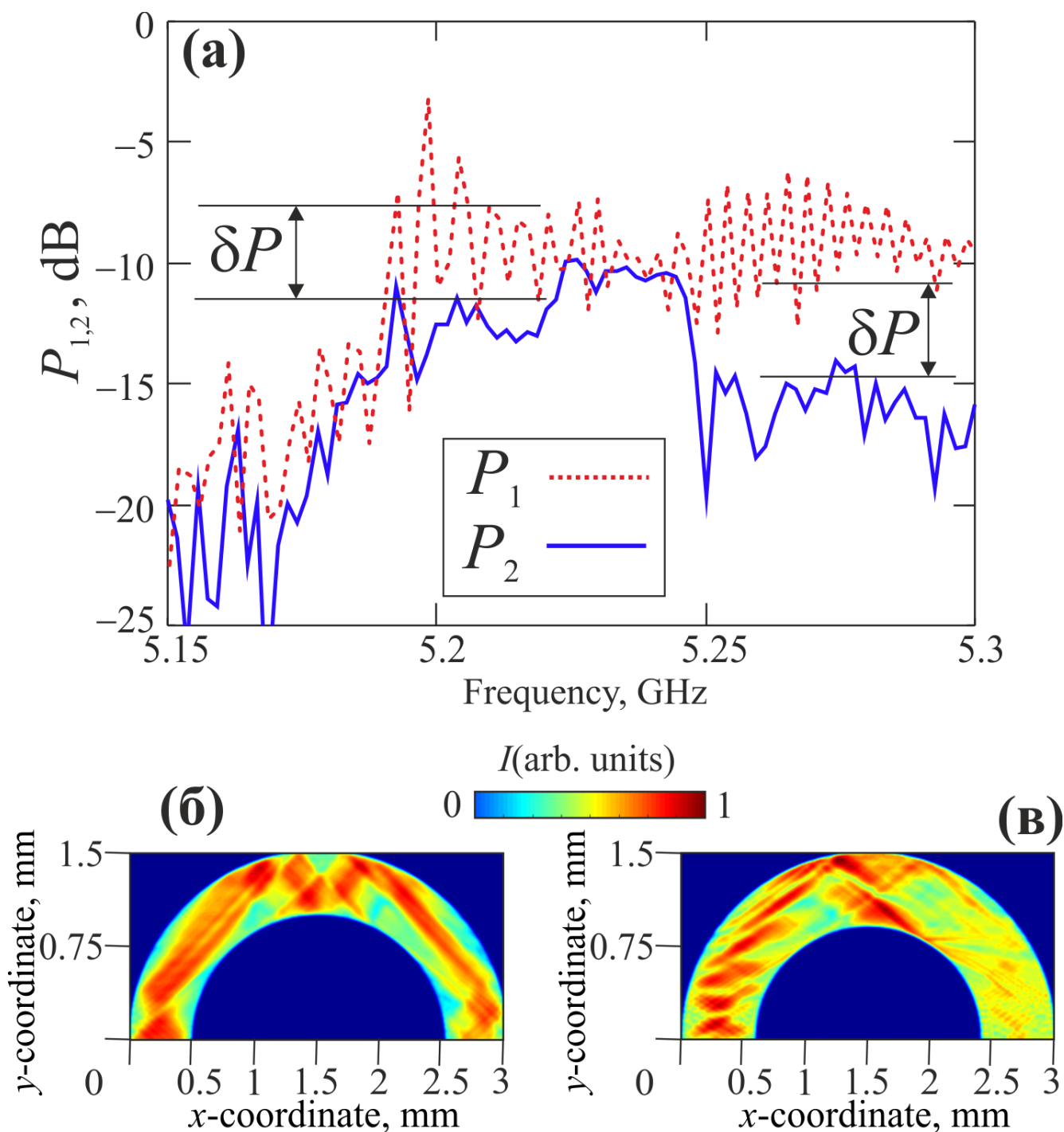


Рис. 3.4 — (а) Мощность спин волнового сигнала в области входной антенны P_1 и выходной антенны P_2 в полукольцевом магнитном микроволноводе радиусом $r = 2w$; пространственное распределение интенсивности СВ на частоте $f = 5.24$ ГГц (б) и $f = 5.3$ ГГц (в).

$\Delta f = \gamma \Delta H_{int} = 56$ МГц ($\gamma = 2.8$ МГц/Э – гиромагнитное отношение для ЖИГ), однако при учете конечной ширины ЖИГ микроволноводов [15] частотный диапазон перекрытия соответствующих дисперсионных характеристик увеличивается [5].

Таким образом для дальнейшего исследования был выбран радиус закругления $r = 1w$. Далее данный радиус был выбран и при помощи метода прецизионной лазерной резки на установке МиниМаркер2 была получена структура и сформирован макет для измерения методами Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии (МБС) и микроволновой спектроскопии.

В данной системе был введен дополнительный параметр управления распространения спиновой волны в виде локального лазерного нагрева. Первостепенным шагом по созданию температурного градиента на поверхности пленки ЖИГ был поставлен эксперимент, в результате которого были получены карты распределения температуры на поверхности структуры. Далее полученные величины температуры были переведены в изменение намагниченности насыщения пленки. Данный перевод происходил по следующему соотношению:

$$M_S(x,y) \approx M_{S,298K} - 313 \frac{A}{Km} \cdot [T(x,y) - 298K] \quad (3.1)$$

где $\mu = 313AK$ $M_{S,298K} \approx 140$ kAm - намагниченность насыщения при комнатной температуре $T_{RT}=298K$.

3.3 Численное и микромагнитное моделирование распределения распространяющихся спиновых волн в случае создания неоднородности намагниченности типа магнитная яма

Для оптимизации структуры была получена карта зависимости величины внутреннего магнитного поля от угла прикладываемого магнитного поля в зависимости от радиуса закругления структуры. при значении криволинейной координаты $\xi = 0.5$ при изменении направления внешнего магнитного поля от 0 градусов (условия для возбуждения ПМСВ, вдоль оси x) до 90 градусов (условия для возбуждения ООМСВ, вдоль оси y) с шагом 5 градусов. Можно сказать о том, что при увеличении радиуса закругления неоднородность внут-

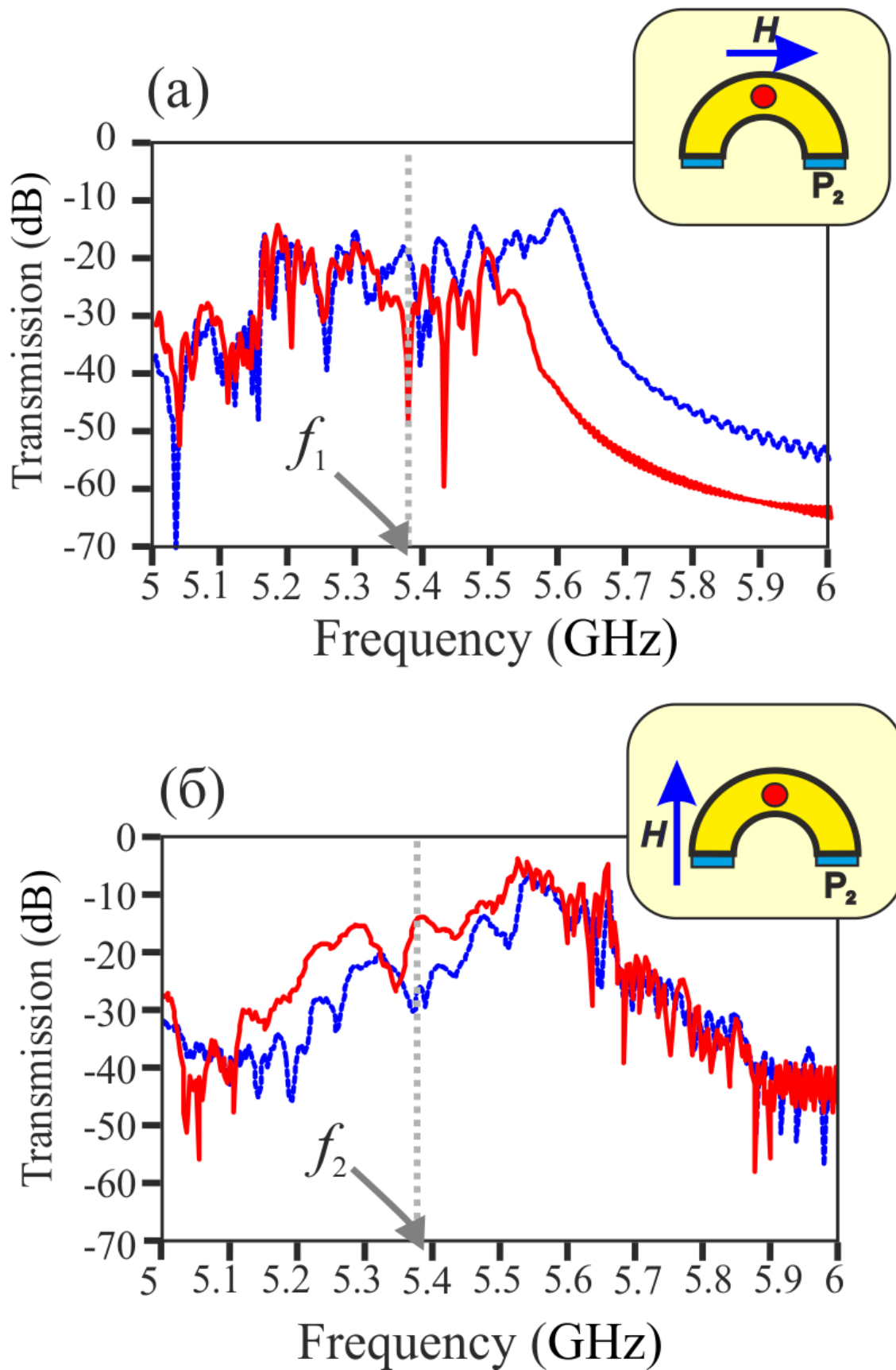


Рис. 3.5 — Полученные методом микромагнитного моделирования Амплитудно-частотные характеристики для случая возбуждения ПМСВ (а) и для случая возбуждения ООМСВ (б). Синяя линия характерна для случая без приложения локального лазерного нагрева в области скругления, красная линия - при приложении локального лазерного нагрева в области скругления.

ренного магнитного поля уменьшается, а при уменьшении r - увеличивается. Это связано с распределением полей размагничивания при разных ориентациях внешнего магнитного поля.

На рис. 3.5 представлены амплитудно-частотные характеристики для рассматриваемой структуры. Как видно, наблюдаются режимы, при которых происходит ухудшение прохождения спин-волнового сигнала.

Было проведено исследование нерегулярной спин-волноводной структуры для латеральных и вертикальных топологий магнетонных сетей в виде U образной структуры. Показана возможность управления коэффициентом прохождения спин-волнового сигнала в нерегулярной структуре при использовании лазерного излучения и изменения направления равновесной намагниченности внутри U образной структуры. На основе созданных структур U образных волноводных каналов на пленках ЖИГ проведено численное экспериментальное исследование методом управления спин-волновым транспортом в нерегулярном U образном элементе. Для демонстрации режимов управления распределением интенсивности спин-волнового сигнала при изменении угла направления равновесной намагниченности было проведено численное моделирование на основе решения уравнения Ландау–Лифшица. Были получены карты распределения компоненты динамической намагниченности m_z при изменении угла подмагничивания в диапазоне отклонения угла $-15/15$ градусов. Получена частотная зависимость коэффициентов спин-волновой передачи при изменении угла подмагничивания структуры. Исследована трансформация спектров прохождения спиновых волн при облучении сфокусированным лазерным излучением области нерегулярности в U-элементе. Разработана методика расчета коэффициента пропускания и фазы спин-волнового сигнала в U-образном элементе на основе метода матриц передач. Рассмотрена модели для расчета передаточных характеристик системы «Спиновый волновод-резонатор-спиновый волновод». Система представляет собой два идентичных микромагнитных волновода последовательно соединенных через резонатор. Резонатор выполняет роль полупрозрачных отражающих зеркал и резонансной системы, определяемой геометрическими параметрами. В общем случае коэффициенты отражения сигнала от резонатора могут иметь разную величину.

На основе разработанной методики расчета коэффициента пропускания спин-волнового сигнала в U-образном элементе исследованы методы управле-

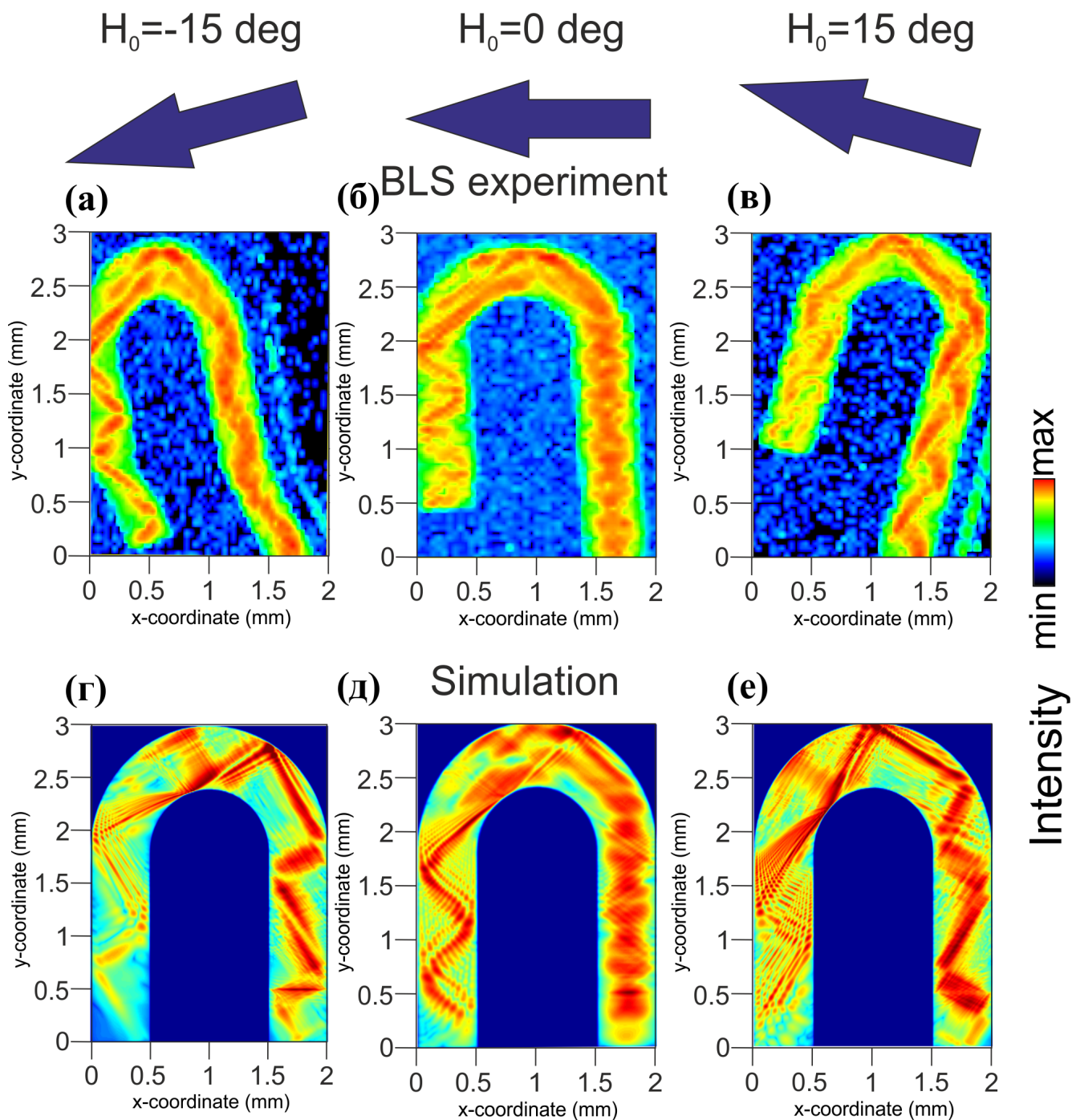


Рис. 3.6 — Карты распределения интенсивности СВ, полученные экспериментальным методом МБС (а-в) и при помощи микромагнитного моделирования (г-е) при изменении отклонении направления внешнего магнитного поля на -15° (а,г), 0° (г,д), 15° (в,е).

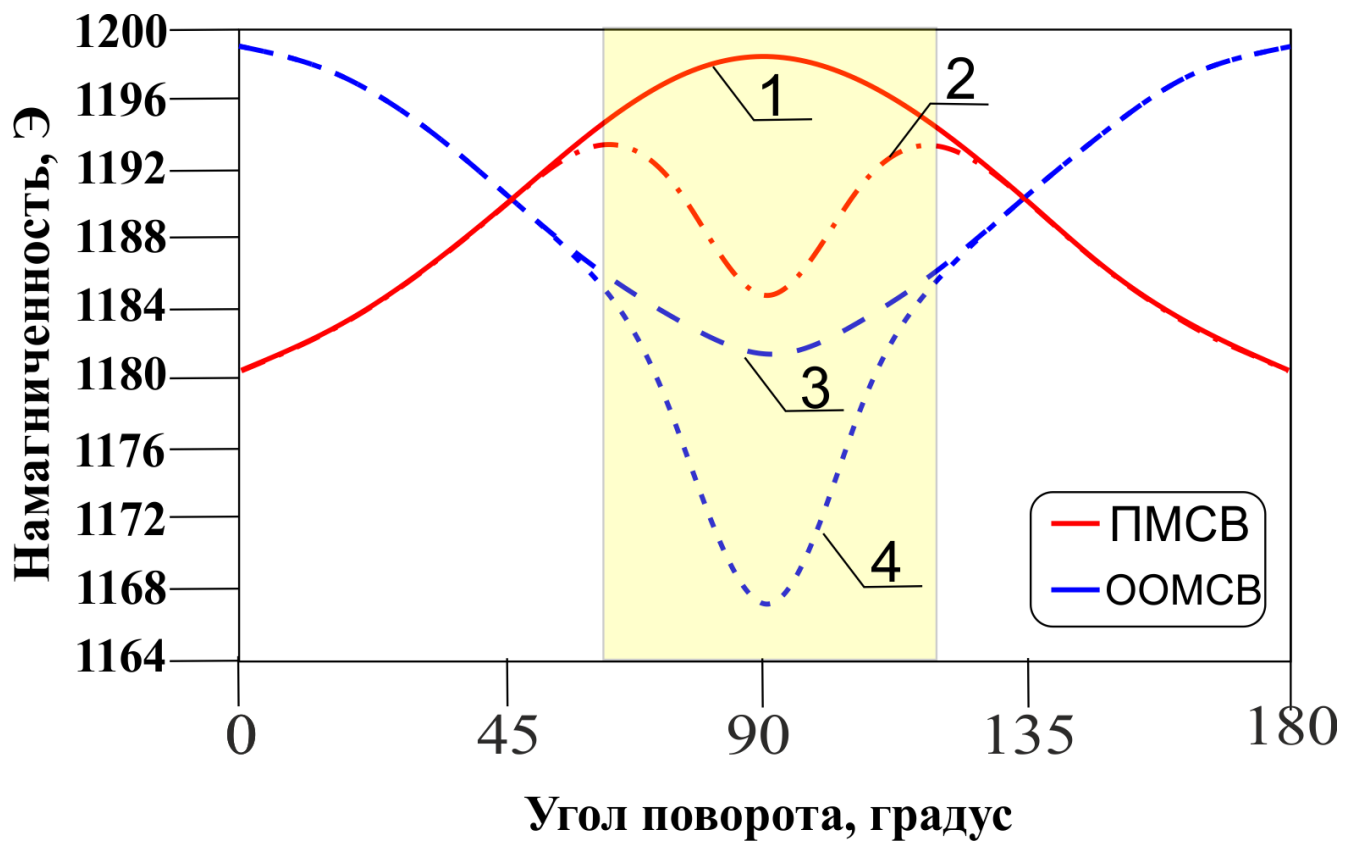


Рис. 3.7 — Распределение внутреннего магнитного поля для случая возбуждения ПМСВ и ООМСВ (красная и синяя линия) без приложения локального лазерного нагрева (линия 1 и 3) и в случае приложения локального лазерного нагрева (линия 2 и 4).

ния спин-волновым транспортом в нерегулярном U образном элементе, представляющем собой нерегулярный ЖИГ микроволновод. Методом Мандельшам-Бриллюэновской спектроскопии проведено исследование механизма управления спин-волновым транспортом в изготовленной U образной структуре. На основе экспериментального исследования выявлены механизмы управления характеристиками спиновых волн в U-образной структуре при локальном изменении намагниченности с помощью фокусированного в области неоднородности лазерного излучения и одновременного изменения угла подмагничивания структуры.

Исследован механизм передачи сигнала через U-элемент в нелинейном режиме при проявлении эффектов самовоздействия спиновых волн, при этом оказывается возможным уменьшение коэффициента прохождения спин-волнового сигнала на величину порядка 20 дБ, что может быть использовано для создания управляемого мощностью СВЧ излучения переключателя сигнала. Результаты численного расчета и экспериментального исследования, проведенного на

установке Мандельшам-Бриллюэновской спектроскопии находятся в хорошем соответствии друг с другом.

Используя расчеты распределения температуры в области нагрева по формуле 3.1, был получен эффективный диаметр области с локальным лазерным нагревом, соответствующий ширине нерегулярной волноведущей системы $d_{eff} = w$. Величина изменения намагниченности насыщения в области локального нагрева составляла $M_{S_{heat}} = 0.95 \cdot M_0$, что соответствовало температуре нагрева в 35 градусов Цельсия, и в таком случае $\Delta t = 10$ градусов Цельсия.

После оптимизации структуры было выбран радиус закругления структуры $R = w$. На рисунке 3.5 представлены амплитудно-частотные характеристики полученные методом микромагнитного моделирования для двух ориентаций внешнего магнитного поля: вдоль оси x для возбуждения ПМСВ (рис. 3.5 (а)) и вдоль оси y для возбуждения ООМСВ (рис. 3.5 (б)). Красным цветом показан случай для приложения локального лазерного нагрева, а синим для случая без локального лазерного нагрева. Видно, что на АЧХ для случая ПМСВ происходит уменьшение уровня прохождения спиновой волны, а также обужение спектра. Для случая возбуждения ООМСВ при приложении локального лазерного нагрева происходит увеличение среднего уровня передачи спин-волнового сигнала.

3.4 Исследование режимов трансформации типа спиновых волн и изменения частотного диапазона прошедшей СВ при изменении ориентации внешнего магнитного поля

Для выявления режимов распространения спин-волнового сигнала было проведено экспериментальное исследование при помощи метода Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии рассеяния света. Были построены карты распределения амплитуды СВ на выходной антенне P_2 на частотах, лежащих в диапазоне 4.7-5.4 ГГц, снятые с шагом 0.01 ГГц, представленные на рисунке 4. Данные карты были получены для двух типов возбуждения СВ и при приложении и без приложении локального лазерного нагрева. Для случая приложении локального лазерного нагрева в случае ПМСВ происходит смещения спектра

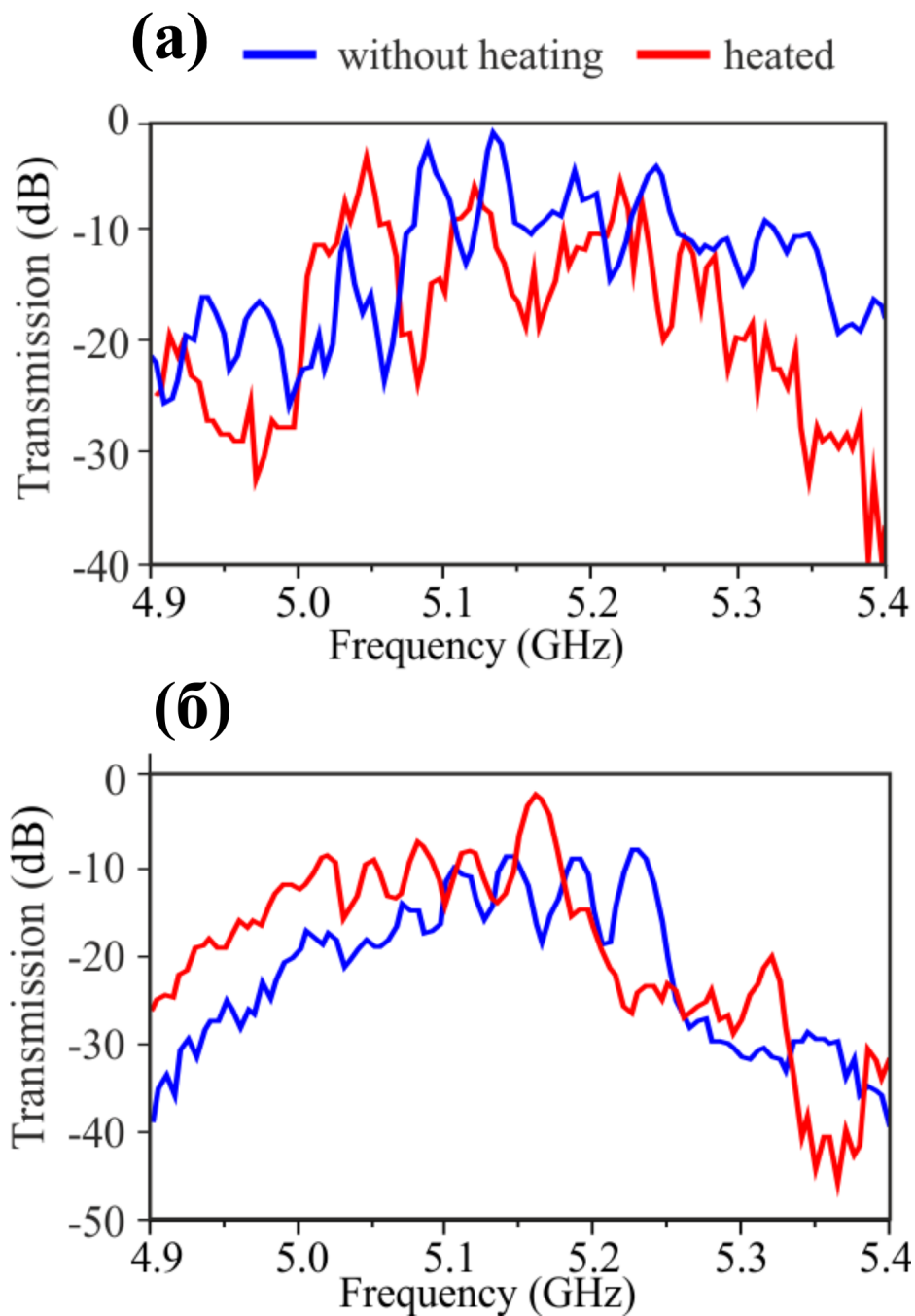


Рис. 3.8 — Полученные методом Мандельштам бриллюэновской спектроскопии частотно-пространственные карты распределения интенсивности спиновой волны при возбуждении ПМСВ без приложения (а) и с применением локального лазерного нагрева (б); при возбуждении ООМСВ без приложения (в) и с применением локального лазерного нагрева (г).

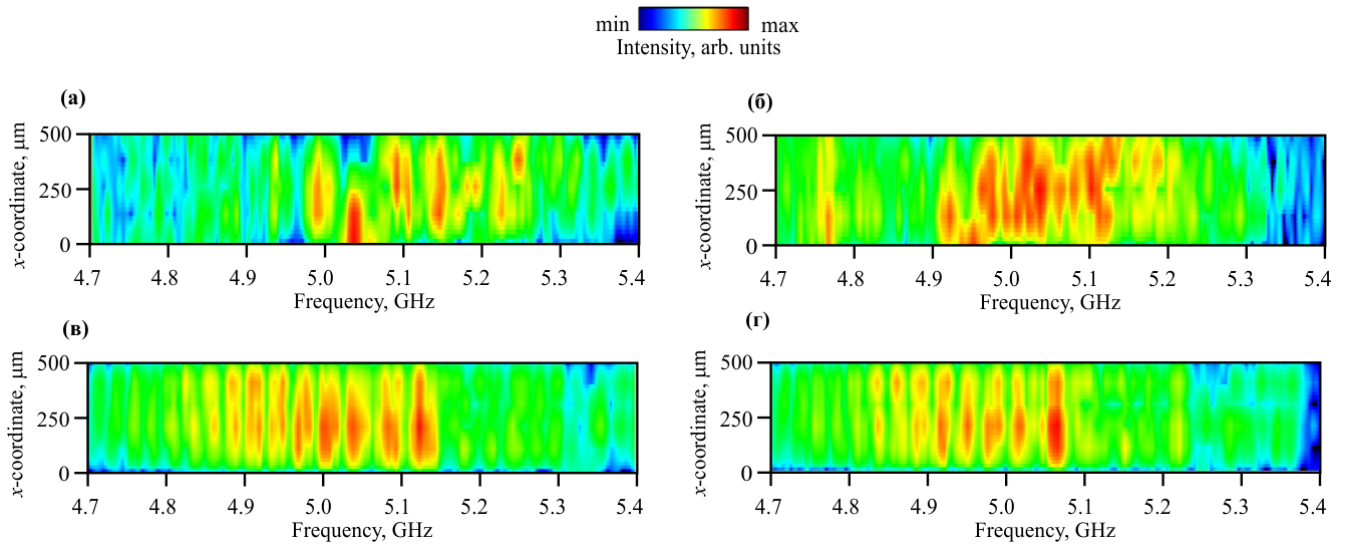


Рис. 3.9 — Полученные методом Манделъштам бриллюэновской спектроскопии частотно-пространственные карты распределения интенсивности спиновой волны при возбуждении ПМСВ без приложения (а) и с приложением локального лазерного нагрева (б); при возбуждении ООМСВ без приложения (в) и с приложением локального лазерного нагрева (г).

распространяющихся спиновых волн в область низких частот, а происходит сужение спектра распространяющихся спиновых волн для случая ООМСВ.

Были получены карты распределения интенсивности спиновой волны, полученные методом МБС. Частота были выбраны из частотных карт, представленных на рисунке 3.9. На рисунке 3.10 показаны карты распределения интенсивности $I \sim m_y^2 + m_z^2$ спиновой волны для случая возбуждения ПМСВ (а,б) и возбуждения ООМСВ (в,г) без приложения локального лазерного нагрева (а,в) и с приложением локального лазерного нагрева (б,г), полученные на частоте $f = 4.96$ ГГц. Основной вывод, который можно сделать исходя из полученных данных, можно говорить о разном влиянии на прохождение СВ внутреннего магнитного поля и локального изменения намагниченности насыщения. Так, в случае ООМСВ без приложения локального лазерного нагрева прохождение сигнала ухудшается, а при приложении локального лазерного нагрева увеличивается прохождение сигнала. При этом мощность выходного сигнала несколько ниже с входной мощностью за счет существования в системе затухания.

Однако для случая ПМСВ при приложении локального лазерного нагрева наоборот ухудшается, что и показано на рисунке 3.9 (за счет смещения частотного диапазона распространения спиновых волн.)

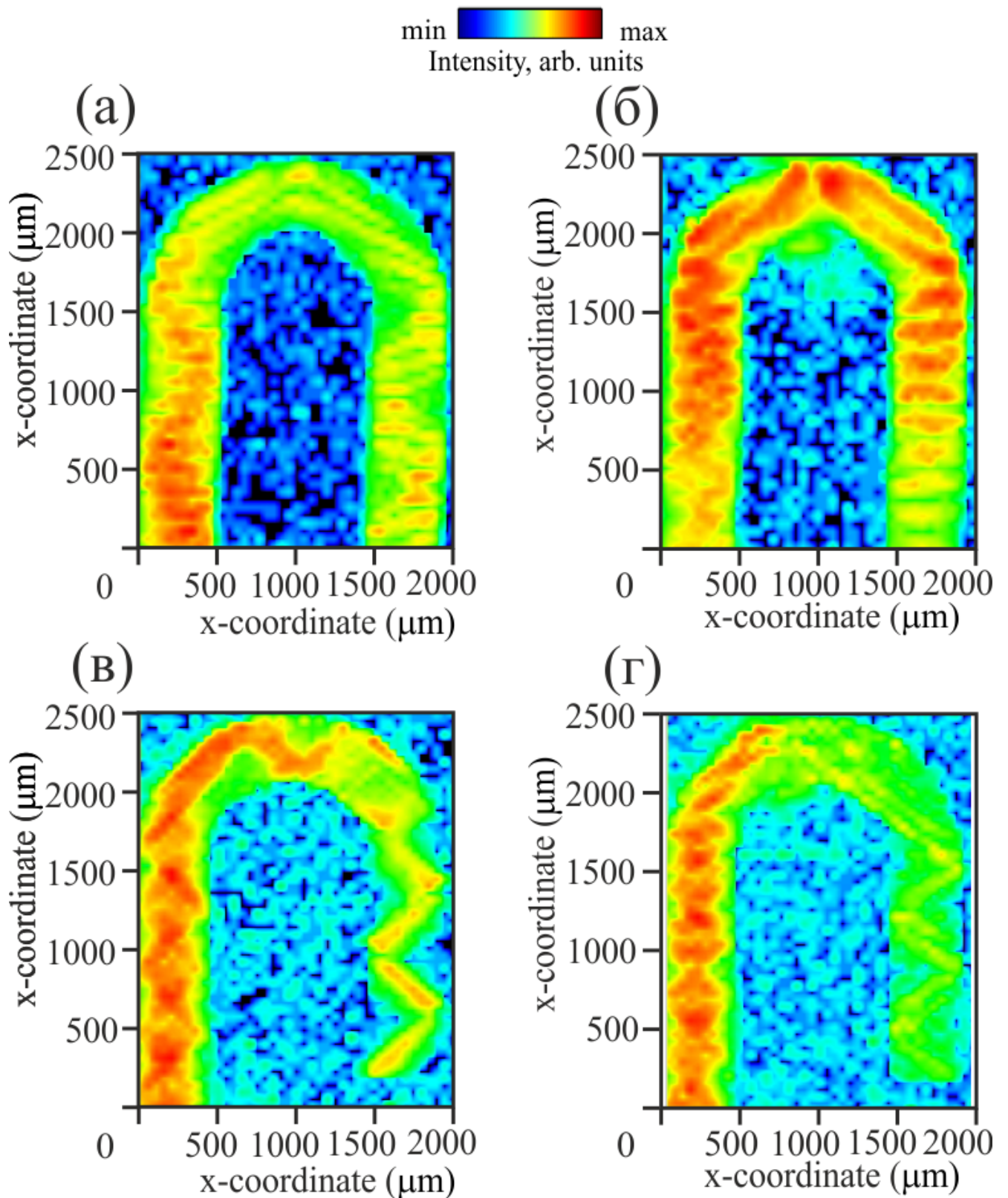


Рис. 3.10 — Карты распределения интенсивности спиновой волны, полученные методом Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии при возбуждении ПМСВ для случая без приложения локального лазерного нагрева (а) и при приложении локального лазерного нагрева (б); при возбуждении ООМСВ для случая без приложения локального лазерного нагрева (в) и с приложением локального лазерного нагрева (г).

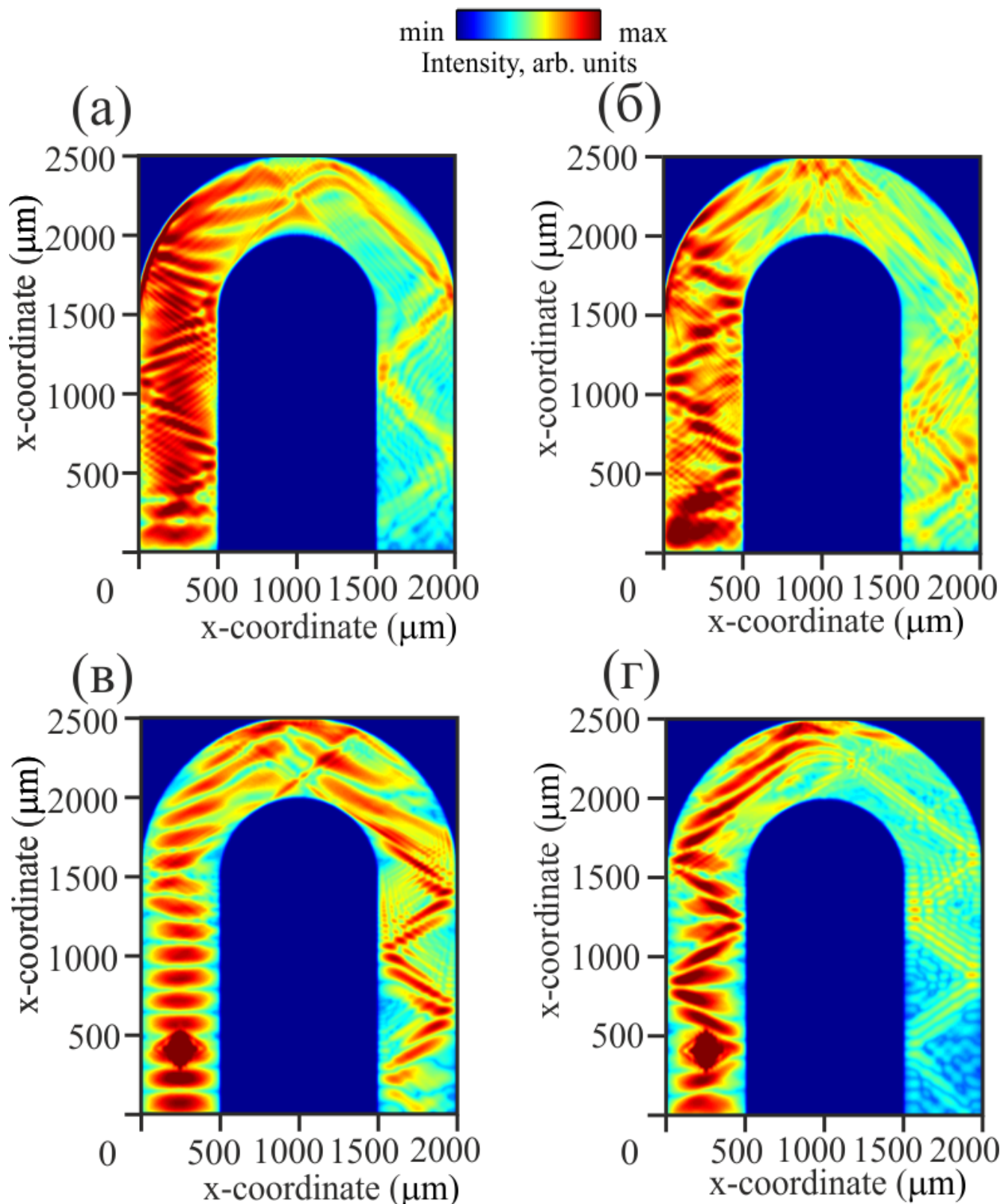


Рис. 3.11 — Полученные методом Мандельштам бриллюэновской спектроскопии частотно-пространственные карты распределения интенсивности спиновой волны при возбуждении ПМСВ без приложения (а) и с приложением локального лазерного нагрева (б); при возбуждении ООМСВ без приложения (в) и с приложением локального лазерного нагрева (г).

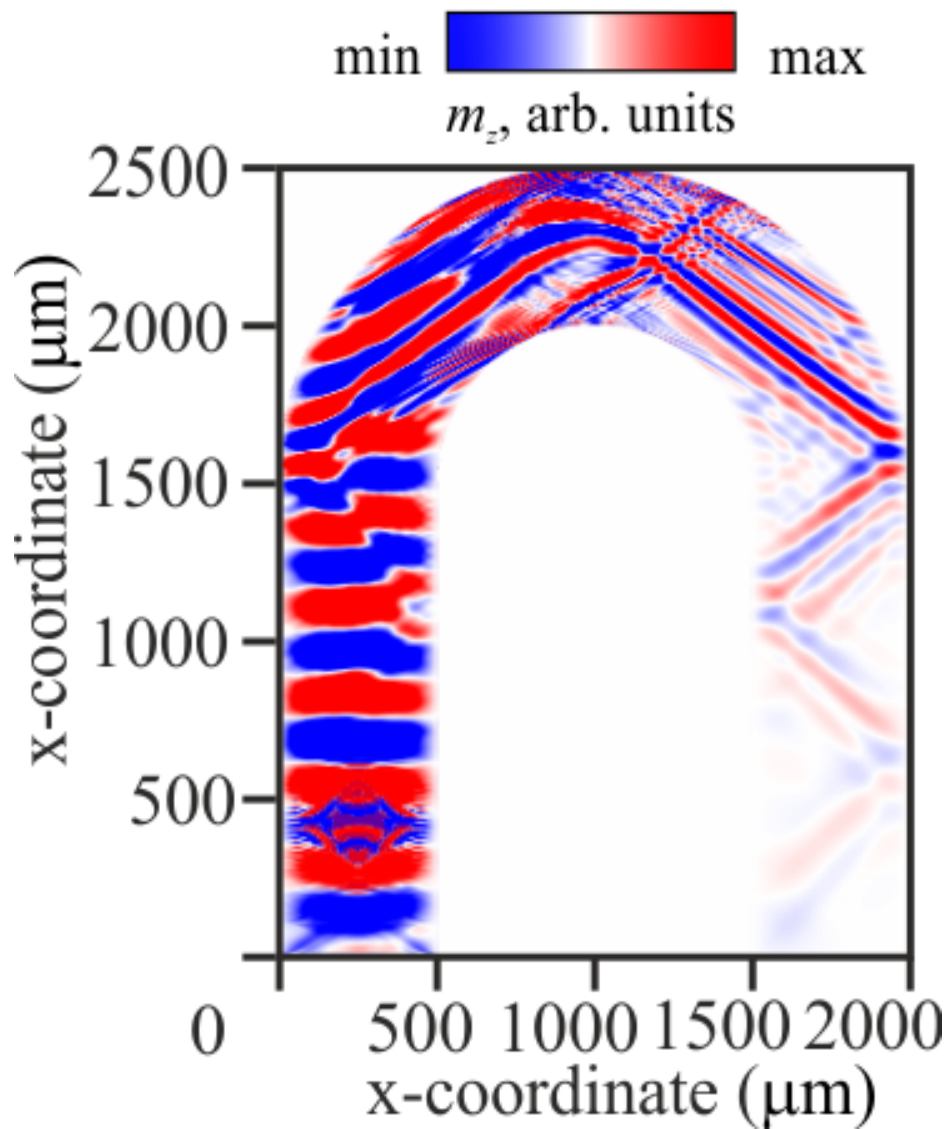


Рис. 3.12 — Полученные методом микромагнитного моделирования распределения m_z компоненты намагниченности на частоте $f = 5.1$ GHz с приложением локального лазерного нагрева.

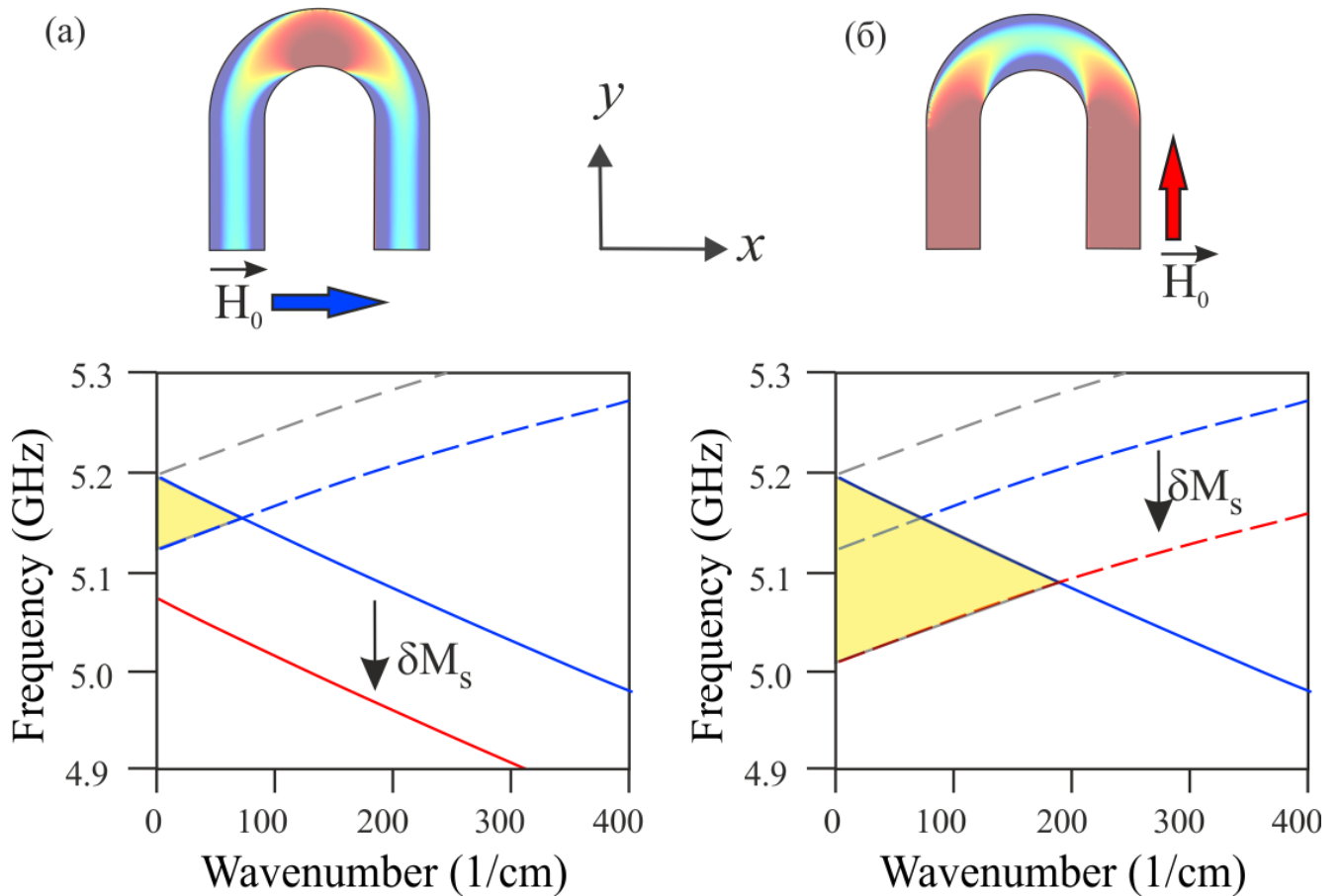


Рис. 3.13 — Описание дисперсионных характеристик в случае возбуждения ПМСВ(а) и в случае возбуждения ООМСВ (б) для системы, когда рассматривается «П-образный» волновод.

Для подтверждения экспериментальных данных было проведено микромагнитное моделирование в программе MuMax3 и были получены карты распределения интенсивности $I = \sqrt{(m_x^2 + m_z^2)}$ для данных частот, полученные в эксперименте МБС. Данные карты полностью повторяют характер распространения СВ как и в случае карт, полученные методом МБС.

Для случаев распространения СВ, представленных на рисунках 3.11 (а) и 3.11 (г), наблюдается режим отражения СВ от области скругления.

Для этого была получена карта распределения m_z компоненты намагниченности для случая, характерного для частоты возбуждения $f = 5.1$ ГГц, представленной на рисунке 3.11 (б). Как видно, при приложении локального лазерного нагрева, в области скругления создается состояние, при котором «просачивается» СВ. В случае без приложения локального лазерного нагрева такого эффекта не наблюдается.

Для описания режимов трансформации типов волн «обратная объемная - поверхностная - обратная объемная» и «поверхностная - обратная объемная - поверхностная» при различной ориентации внешнего магнитного поля была построена модель для структуры типа «П-образный» микроволновод для описания дисперсионных характеристик для ООМСВ и для ПМСВ. Рассмотрение «П-образного» волновода необходимо из-за того, что «U-образный» волновод является нерегулярным и рассмотрение трансформации типа волны не совсем целесообразно. В каждой точке в области нерегулярности мы точно не можем сказать какой тип волны (ООМСВ или ПМСВ) распространяется.

Однако, так как мы знаем, что в рассматриваемой системе в разных секциях разное распределение внутреннего магнитного поля, то возможно создание модели с ортогональными волноводами с разной величиной внутреннего магнитного поля H_{int} , схематически изображенное на вставке рисунка 3.13.

На рисунке 3.13 (а) представлен случай, когда внешнее магнитное поле прикладывается вдоль короткой оси y , когда возбуждаются ПМСВ. Пунктирной линией показаны дисперсионные характеристики для ПМСВ, где серым цветом отмечен случай при величине $H_{int}=1200$ Э, а синим - $H_{int}=1185$ Э (значение, полученное из распределения внутреннего магнитного поля). Как видно, при меньшем значении H_{int} дисперсионная характеристика для ПМСВ смещается вниз по частоте.

3.5 Выводы по третьей главе

Была создана структура, основанная на пленке железо-иттриевого граната с нарушением трансляционной симметрии.

Проведена классификация структур в зависимости от диаметра закругления структуры и рассмотрены распределения внутреннего магнитного поля от разных углов подмагничивания и радиусов закругления структуры с нарушением трансляционной симметрии.

Были выявлены режимы переключения для возбуждения поверхностной магнитостатической волны и обратно-объемной магнитостатической волны. Показано, что при приложении локального лазерного нагрева происходит пере-

строение амплитудно частотных характеристик и включение/выключение передачи спин-волнового сигнала. Было показано как локальный лазерный нагрев приводит к эффекту обужения спектра прохождения спиновой волны для случая ООМСВ и смещения спектра в область меньших частот для ПМСВ.

Продемонстрировано влияние локального лазерного нагрева на возникновение отраженного спин-волнового сигнала. Полученная структура может быть использована как ключ для СВЧ устройств магнонной логики.

Глава 4. Режимы перераспределения спин-волновой мощности в системе ферритовых микроволноводов различной ширины с нанесенными идентичными брэгговскими решетками

4.1 Микромагнитное моделирование распределения внутренних магнитных полей и режимов распространения спиновых волн

В последнее время активно развивается новое направление спинтроники с использованием ферритов-гранатов - магноники [73], в рамках которой транспортные свойства спин-поляризованных электронов не используются, а перенос информации происходит путем передачи сигнала с помощью спиновых волн (СВ) [74]. При таком подходе удастся реализовать целый ряд функциональных блоков обработки сигнала на принципах магноники [25; 70]. Малая константа затухания СВ в пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ) $Y_3Fe_5O_{12}$ толщинами от единиц микрон и вплоть до 20 нм, выращенных методами жидко-фазной эпитаксии [75] либо техникой импульсного лазерного осаждения [76; 77] позволяет существенно минимизировать потери при распространении сигнала, закодированного в виде амплитуды и фазы СВ, а диэлектрические свойства ЖИГ позволяют существенно уменьшить омические потери по сравнению с металлическими ферромагнитными пленками. Путем оптимизации процесса осаждения и последующего отжига оказывается возможным получение пленок ЖИГ не только на монокристаллических подложках гадолиний-галлиевого граната (GGG, $Gd_3Ga_5O_{12}$), но и на полупроводниковых подложках GaAs [41] и SiO_2 [78], что открывает перспективы создания устройств обработки информации (линии задержки, фазовращатели, демультимплексеры, переключатели) микронных и субмикронных размеров в СВЧ и суб-ТГц диапазоне на основе диэлектрических магнетонных структур с потенциальной возможностью интеграции в существующую полупроводниковую технику. Последнее обстоятельство крайне важно, поскольку существующие фильтрующие элементы, преобразователи сигналов, высокочастотные переключатели основаны на технологии микроволновых монолитных интегральных схем, используемых в радиолокационных системах и 5G сетях нового поколения на основе активных фазированных антенных решёток [79].

Как известно, свойства СВ определяются дипольным и обменным взаимодействиями в магнитных средах и тонкопленочных структурах на их основе [45; 67], при этом управлять свойствами СВ возможно путем создания нерегулярных магнетонных структур с нарушением свойств трансляционной симметрии [6; 70; 71], путем сфокусированного на поверхность магнитной пленки лазерного излучения [41], локально индуцированных деформаций магнетонной структуры [80] или создания периодических в направлении распространения СВ структур, которые получили название магнетонных кристаллов (МК) и активно исследуются благодаря возможности формирования запрещенных зон для магнетонов - квантов СВ [81]. При этом путем создания составных магнетонно-кристаллических структур на основе тонких магнитных пленок удастся управлять свойствами СВ при использовании как геометрических эффектов, возникающих при волноводном распространении СВ, так и свойств анизотропии магнитных структур, проявляющихся в неоднородном распределении внутренних магнитных полей [82], приводящих к использованию подходов градиентной магнетоники [6] и концепции построения трехмерных магнетонных сетей [10]. Однако на пути развития методов передачи углового крутильного момента в магнетонных структурах на основе ферритовых пленок представляется важным расширить область применения МК, не ограничиваясь перестраиваемыми магнитным полем фильтрами, благодаря наличию частотной полосы непропускания для распространяющихся спиновых волн. В связи с этим, использование латерального спин-волнового транспорта в нерегулярных магнетонных структурах представляет интерес, позволяя использовать магнетонно-кристаллические структуры для создания режимов пространственно-частотной селекции информационных сигналов [83].

В настоящей работе показано, что создание неидентичных магнетонно-кристаллических структур с нарушением трансляционной симметрии и латеральным спин-волновым транспортом позволяет использовать свойства периодичности волноведущей структуры для пространственно-частотной селекции спин-волнового сигнала при возбуждении индукционным методом одного из волноведущих каналов. На основе численного микромагнитного моделирования динамики СВ в латеральных структурах выявлены особенности межмодовой связи в неидентичных магнетонно-кристаллических структурах. С помощью экспериментального исследования методом Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии света и микроволновой спектроскопии в двух сериях изготовленных

образцов определены механизмы направленного ответвления спин-волнового сигнала и продемонстрирована возможность формирования режимов спин-волнового каналирования мощности в латеральных магнито-кристаллических структурах на частотах, лежащих в полосе непропускания одного из магнитных кристаллов. Проведено сравнение результатов численного моделирования и экспериментального исследования. На основе проведенных исследований показана возможность одновременного использования свойств дипольной спин-волновой связи и многомодового режима распространения СВ в латеральных системах магнито-кристаллических структур. Приведено обсуждение использования предложенного класса структур для создания структур магноники с пространственно-частотной селекцией спин-волнового сигнала.

4.2 Исследование волноведущих структур с модуляцией профиля субмикронной периодичности

Перед тем, как переходить к задаче о связанных магнито-кристаллических микроволноводах различной ширины, продемонстрируем образование резонансных пиков поглощения в магнито-кристаллической структуре, образованной пленкой пермаллоя (сплав Ni-Fe с 80% Ni и 20% Fe), нанесенной на периодически модулированную подложку. Такая структура может найти применение как элемент межсоединений в трехмерных магнитных сетях [10]. Далее будем опираться на работу [84] и приведем основные результаты этой работы. При этом отметим, что автором диссертационной работы было выполнено численное моделирование и продемонстрировано образование спин-волновых резонансов, подтверждающее данные, полученные в эксперименте коллективом авторов. В данной работе структура изготовлена методом магнетронного напыления на периодические органические подложки DVD дисков (с периодом модуляции 740 нм), CD (с периодом модуляции 1400 нм) и BluRay (340 нм). Изготовление было проведено с помощью получения подложек из поликарбонатных решеток путем разборки коммерческого DVD-R путем извлечения слоев полимера, пластика, серебра и защитного покрытия. Пермаллой (Py) толщиной $t = 40$ нм наносят на подготовленные и предварительно вырезанные подложки

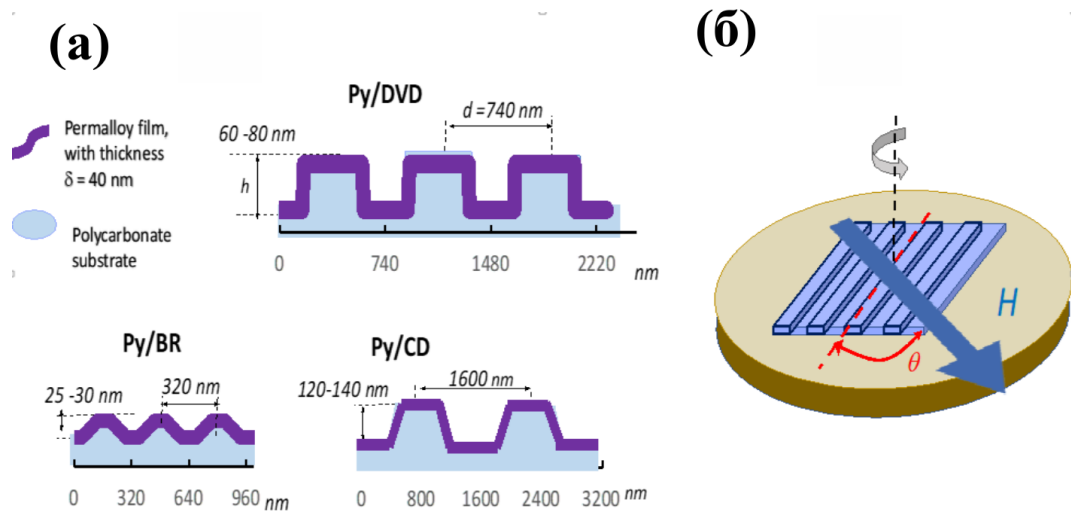


Рис. 4.1 — (а) Профили структур Py/DVD, Py/BR и Py/CD. (б) Ориентация образца в экспериментах по измерению ФМР. Рисунок взят из работы [84].

DVD с помощью электронно-лучевого испарения. Толщина пленки независимо проверяется с помощью профилометра путем измерения пленок, одновременно нанесенных на стеклянные подложки. Атомно-силовая микроскопия (АСМ) подтверждала параметры модуляции профиля: период $d = 740$ нм и высоту модуляции $h = 60-80$ нм. Также были рассмотрены пермаллоевые структуры с различными параметрами модуляции профиля с использованием подложек, полученных из дисков BluRay или CD, с $d = 320$ нм и $h = 25-30$ нм для структур Py/BluRay и с $d = 1600$ нм и $h = 120-140$ нм для структур Py/CD (см. рис. 4.1 (а)). Кривые ферромагнитного резонанса (ФМР), полученные с использованием ЭПР-спектрометра Bruker на микроволновой частоте 10 ГГц (диапазон X), показаны на рис. 4.2(а). Образец помещается внутрь микроволнового резонатора с ориентацией образца, соответствующей внешнему магнитному полю H , ориентированному в плоскости пленки, рис. 4.1(б). Направление канавок образует угол α с направлением магнитного поля. Сигнал (производная микроволнового поглощения по H) регистрируется для различных θ (см. рис. 4.2(а)).

Типичные спектры ферромагнитного резонанса, наблюдаемые в Py/DVD, показаны на рис. 4.2 (а). Положение пика зависит от угла ориентации, сдвигаясь от самого низкого к самому высокому полю, когда α изменяется от 0 до 90 град, что соответствует соответственно параллельной и перпендикулярной ориентации канавок по отношению к внешнему полю. Положение основного пика ФМР представлено как функция θ , рис. 4.2(б). Зависимость точно соответствует функции $\cos 2\theta$. В некоторых ориентациях отчетливо выделяется дополнитель-

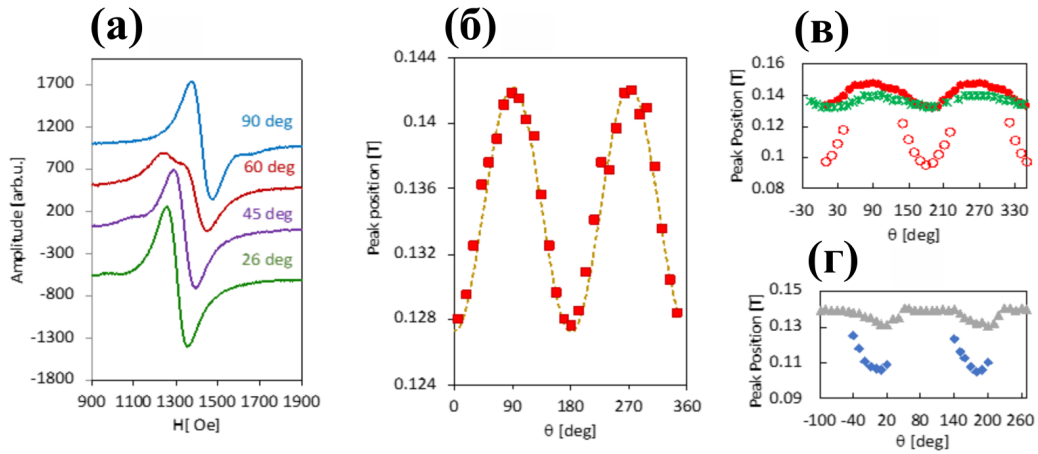


Рис. 4.2 — (а) Типичные спектры ФМР и (б) положение главного пика как функция θ в структуре Ru/DVD. Пунктирная линия - подгонка по уравнению (4.1). (в) Положения пиков в Ru/CD (звездочки) и Ru/DVD (кружки), основной пик (закрытые символы), дополнительный компонент (открытые символы). (г) Положения двух пиков в Ru/BR в зависимости от угла. Рисунок взят из работы [84].

ный пик, положение которого также сильно зависит от угла. Относительная амплитуда этого пика незначительно меняется от образца к образцу, а угловая зависимость (рис. 4.2 (в), светлые кружки) соответствует одной и той же зависимости $\cos 2\theta$.

В работе [84] был получен спектр ФМР и в других структурах. Одиночный пик в структурах Ru/CD демонстрирует ту же угловую зависимость (рис. 4.2(в), звездочки), но с меньшей амплитудой. В широком диапазоне углов ($\theta > 40^\circ$) для Ru/BR наблюдается один пик ФМР, практически не зависящий от ориентации магнитного поля. Для малых углов наблюдается расщепление на два пика и сильная угловая зависимость. Угловая зависимость основного сигнала ФМР в Ru/DVD сильно напоминает таковую в ферромагнитных пленках с роторной плоскостной одноосной анизотропией [85; 86]. Этого можно было ожидать, учитывая, что структурная геометрия рассматриваемых решеток сравнима с геометрией кристаллических пленок [85], но с субмикронными размерами элементов вместо межатомных расстояний. Отметим, что пленки с таким типом магнитной анизотропии демонстрируют резкую переориентацию намагниченности при малом приращении величины магнитного поля [87; 88] и представляют особый интерес для оптически индуцированного переключения намагниченности через передачу углового момента от света к веществу [87–90]. Предполагая

относительно небольшую величину магнитной анизотропии $H_p < H$, условие ФМР в рассматриваемой геометрии возбуждения можно записать в виде [91]:

$$\left(\frac{\omega}{\mu_0}\right)^2 \sim (H + M + H_p \cos^2 \theta) (H + H_p \cos 2\theta), \quad (4.1)$$

что приводит к осциллирующей зависимости с периодом 180° , минимумом при 0° и максимумом при 90° , как это наблюдалось в эксперименте. Здесь ω — частота ФМР, γ — гиромагнитное отношение, M — намагниченность, H_p — поле анизотропии [45]. Сравнивая экспериментальные данные с результатом расчета по уравнению (4.1), можно оценить эффективные поля анизотропии: $\mu_0 H_p = 76$ Э в Py/DVD и 37 Э в Py/CD в предположении намагниченности насыщения пермаллоя $M = M_s = 6.4 \cdot 10^5$ А/м. Это согласуется и с литературными данными [92–95], где периодические магнитные структуры, такие как пленки, нанесенные на решетчатые подложки [93], проявляют одноосную анизотропию с легкой осью, параллельной направлению канавок. Однако в Py/DVD-системах отчетливо видны дополнительные особенности, которые нельзя было описать в таком простом приближении.

Чтобы лучше понять магнитное поведение структуры Py/DVD, автором настоящей диссертационной работы вместе с научным руководителем было проведено численное моделирование, рассматривая меандроподобную структуру со следующими параметрами: намагниченность насыщения пермаллоя $M = M_s = 6 \times 10^5$ А/м, периодичность $d = 740$ нм, высота модуляции $h = 80$ нм, толщина пермаллоя, $\delta = 50$ нм на горизонтальных ступенях (секциях) и различной толщины $w \leq \delta$ у вертикальных стенок. Поскольку осаждение металла на верхнюю часть подложки может привести к образованию вертикальных стенок с уменьшенной толщиной, было проведено дополнительное моделирование для изучения роли уменьшенного значения параметра w . Как было обнаружено, небольшие вариации в диапазоне возможных толщин $0 < w \leq \delta$ существенно не влияют на результаты. Детальное изучение поведения ФМР в структурированных системах с различными параметрами, включая вариации периодичности, толщины пленки и формы модуляции профиля (синусоидальная или прямоугольная) не проводилось. При численном моделировании был использован подход, подробно рассмотренный в [96], и проведено микромагнитное моделирование рассматриваемой структуры с помощью программы MuMax3 [66]. Расчет

основан на решении уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта с параметром затухания 0.007. Рассматриваемая геометрия совпадала с геометрией эксперимента по измерению ФМР: внешнее магнитное поле лежит в плоскости структуры, образуя угол θ , между направлением канавок и полем, который варьировался в диапазоне от 0 до 90° . СВЧ поле величиной 10 Э приложено по оси y перпендикулярно направлению магнитного поля. Сначала была проведен расчет распределений статической намагниченности и эффективных внутренних полей H_i . На рис. 4.3 показаны распределения $|H_i|$ при различных углах θ : когда внешнее магнитное поле перпендикулярно направлению канавок (рис. 4.3(а)); составляет угол 45° (рис. 4.3(б)) или параллельно канавкам (рис. 4.3(в)). При $\theta = 90^\circ$ и 45° , в середине горизонтальных секций наблюдаются максимумы величины H_i в то время как в изломах структуры наблюдаются минимумы величины H_i . Пространственная модуляция величины внутреннего поля H_i уменьшается с уменьшением угла θ , исчезая при параллельной ориентации канавок и внешнего поля, как видно на рис. 4.3(в). Поглощение на частоте 10 ГГц рассчитывается в соответствии с подходом [96] как функция внешнего магнитного поля. В плоской пленке получен один резонансный пик при $H_0 = 1420$ Э, тогда как в структуре Py/DVD можно разрешить несколько пиков, положение которых зависит от ориентации внешнего магнитного поля.

Три основных пика, полученные для структур Py/DVD, показаны на рис. 4.4(а). С увеличением θ , резонансные поля, соответствующие этим пикам, смещаются к значению H_0 , что видно на рис. 4.4(б). Угловые зависимости для положений пика 1 и пика 2 (как отмечено на рисунке) достаточно хорошо соответствуют наблюдаемым в эксперименте основным и дополнительным пикам, как показано на рис. 4.4(в).

Предположим, что пики, наблюдаемые ниже H_0 как в моделировании, так и в эксперименте соответствуют резонансным модам, формируемым ПМСВ [45; 96–98]), распространяющимися в направлении, перпендикулярном вектору намагниченности. Пик 4 может быть связан с ООМСВ. Когда поле H и намагниченность M направлены вдоль канавок ($\theta = 0$) ПМСВ возбуждаются в перпендикулярном направлении, см. рис. 4.5(а), на котором показана амплитуда поперечной компоненты динамической намагниченности $m(t)$. Поскольку пространственная модуляция, определяемая периодом решетки, имеет период

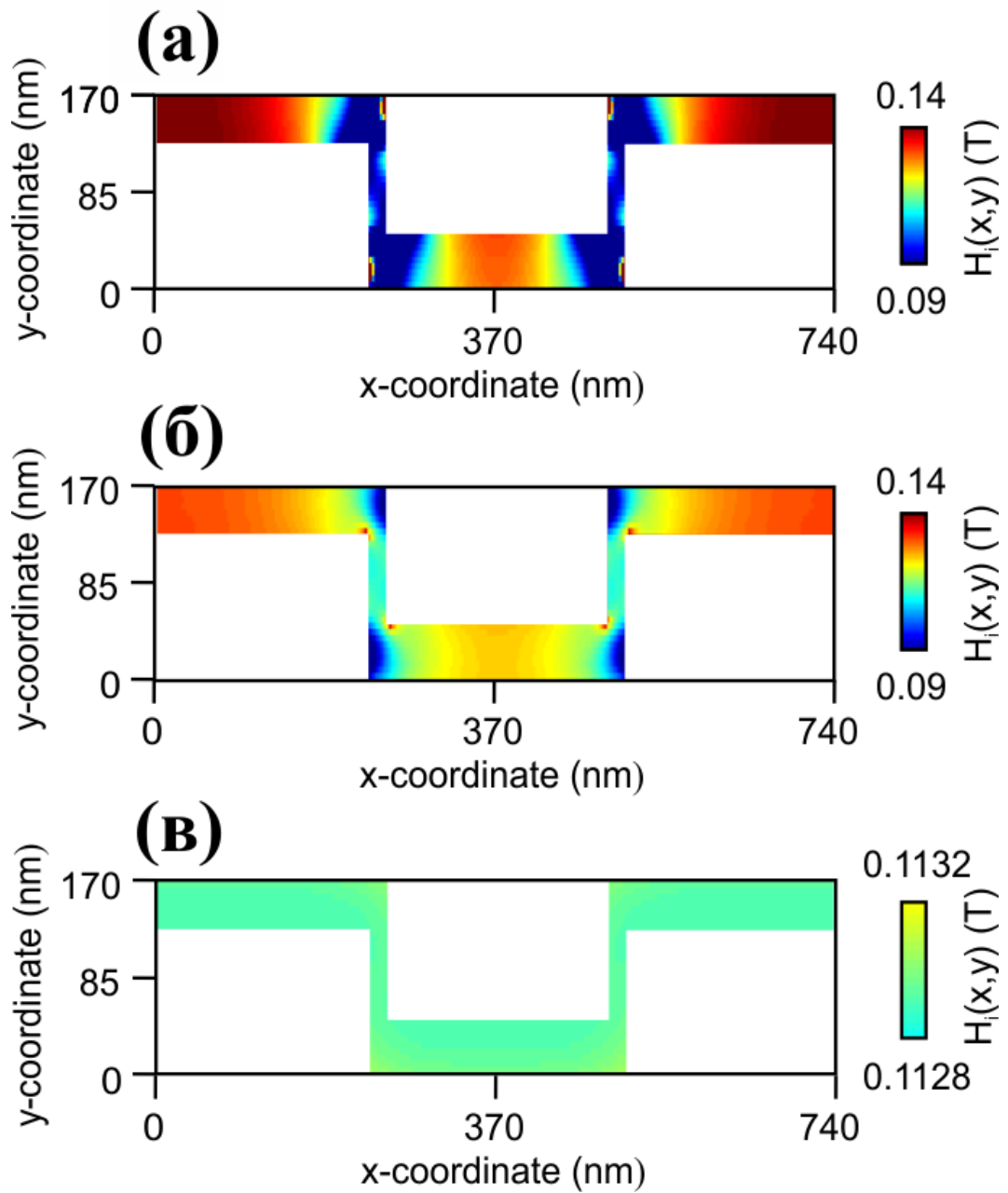


Рис. 4.3 — Распределение внутреннего магнитного поля при различных углах поворота: (а) $\theta = 90^\circ$, (б) $\theta = 45^\circ$ (в) $\theta = 0^\circ$. Рисунок взят из работы [84].

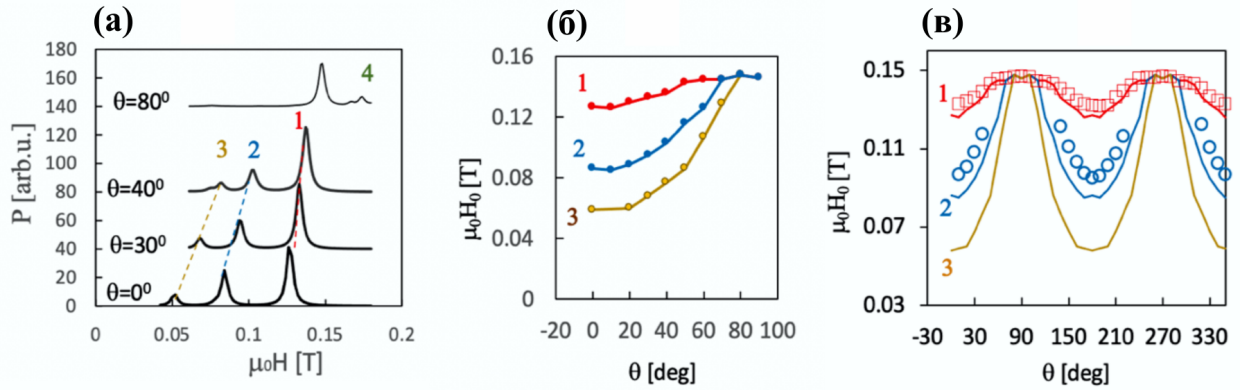


Рис. 4.4 — (а) Моделируемое СВЧ-поглощение (10 ГГц) в зависимости от поля. (б) Зависимость положения пиков от угла ориентации, (в) Сравнение с экспериментом. Экспериментальные данные показаны символами, результаты численного моделирования - сплошными следами. Цифрами 1, 2, 3 обозначены соответствующие пики. Рисунок взят из работы [84].

d в этом направлении, то условие резонанса может быть записано в виде:

$$k = \pi N/d, \quad (4.2)$$

где $N = 1, 2, 3, \dots$ — целое число. Если намагниченность направлена под углом θ относительно направления канавки (рис. 4.5(б)), период модуляции становится равным $d/\cos\theta$, а вектор k резонансной моды находится из условия:

$$k = N \frac{\pi}{d} \cos\theta. \quad (4.3)$$

Далее на рис. 4.5(в) приведем результаты расчета резонансного поля как функцию волнового числа спиновой волны, формирующей резонанс. Все данные укладываются на единую кривую, что подтверждает предположения, сделанные выше. Заметим, что, аналогичные рассуждения можно применить, предполагая вдвое меньший период магнитной модуляции $d/2$ (что соответствует ширине каждого горизонтального сегмента). В этом случае график на рисунке 4.5(в) будет вытянут по оси абсцисс. На последнем этапе численных исследований, направленных на объяснение экспериментальных данных работы [84], были рассчитаны мгновенные значения динамической поперечной компоненты намагниченности M_x , соответствующие пикам 1, 2 и 3 при $\theta = 0$ (см. рис. 4.6(а-в), панели в левой части рисунков). Как видно, эти профили довольно сложны, в частности, внутри вертикальных секций. Однако наличие стоя-

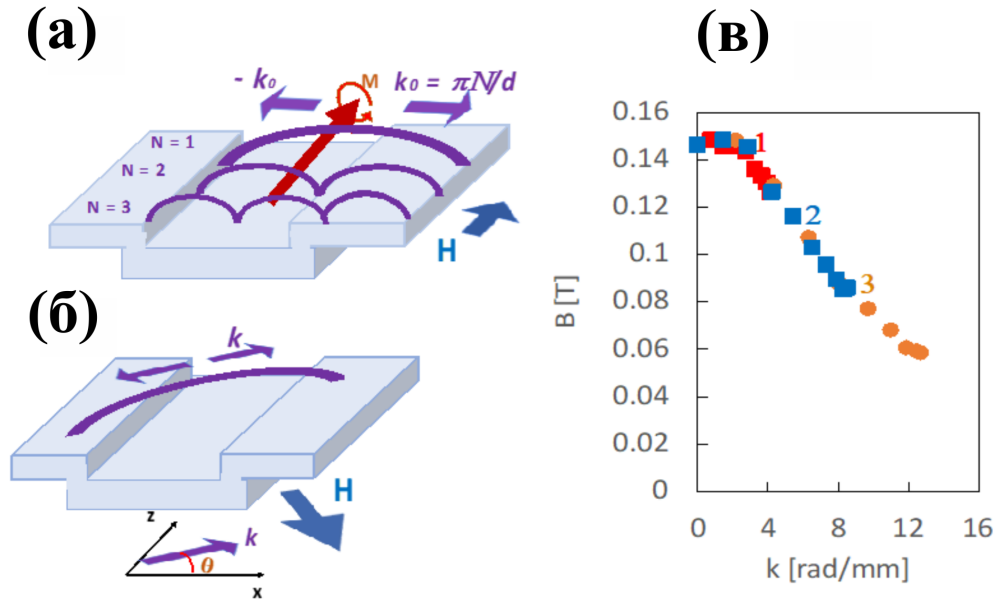


Рис. 4.5 — (а, б) Стоячие моды при (а) перпендикулярной ориентации и (б) произвольном угле; (в) Резонансное поле в зависимости от k , моделирование.

Цифрами 1, 2, 3 обозначены соответствующие наборы данных рис. 4.4.

Рисунок взят из работы [84].

чих волн очевидно, причем волновые числа k спиновых волн определяются как $k = \pi/d$, $k = 2\pi/d$ и $k = 3\pi/d$ для резонансов с номерами 1, 2 и 3, соответственно. Теоретическая кривая и данные эксперимента из работы [84] приведены на рис. 4.6(г), где точками показаны экспериментальные результаты. Значение абсцисс рассчитаны различным образом для каждой из рассмотренных структур. Для системы Py/DVD ($d_{DVD} = 740$ нм) значения волновых векторов вычисляются как

$$k = \frac{\pi}{d_{DVD}} N \cos \theta,$$

, причем $N = 1$ для основного пика (красные кружки на рис. 4.6(г)) и $N = 2$ для второго пика (треугольники на рис. 4.6(г)). Для структуры Py/CD ($d_{CD} = 1600$ нм) расчет абсцисс проводился, используя выражение

$$k = \frac{\pi}{d_{CD}} N \cos \theta,$$

при этом зеленые звездочки на рис. 4.6(г) построены для $N = 1$. Далее рассмотрим результаты, полученные в Py/BR ($d_{BR} = 320$ нм). Точки (синие квадраты на рис. 4.6(г)) соответствуют общей тенденции, если использовать второй пик

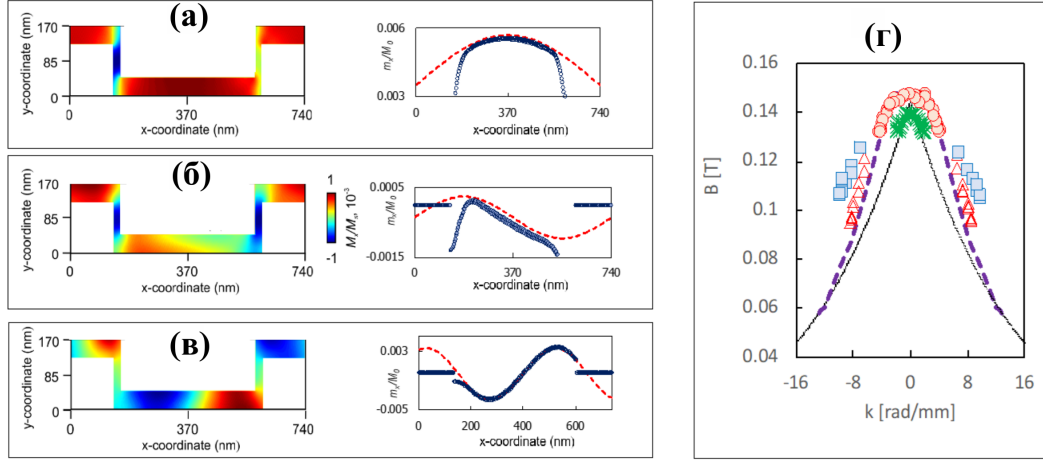


Рис. 4.6 — (а-в) Распределения динамической намагниченности m_x (левые панели) и профили m_x вдоль нижнего горизонтального участка (справа) в условиях резонанса пиков 1, 2 и 3 при $\theta = 0$, (а) $B_0 = 0.052\text{T}$, (б) $B_0 = 0.0835\text{ T}$ и (в) $B_0=0.126\text{T}$. Красные пунктирные следы - синусоидальные профили с периодичностью (а) $2d$, (б) d и (в) $2d/3$. (г) Эксперимент (точки) и теория (пунктирная линия). Py/DVD , основной пик (кружки), дополнительный пик б: (треугольники); Py/CD (звезды), Py/BR (квадраты). Численное моделирование (пунктир) и кривая, полученная исходя из дисперсии ПМСВ (сплошная). Рисунок взят из работы [84].

(показывающий сильную угловую зависимость) и оценить волновое число как

$$k = \frac{\pi}{d_{BR}} N \cos\theta.$$

Пунктирная кривая получена в результате численного микромагнитного моделирования (рис. 4.5(в)). Сплошная кривая построена, используя дисперсионное соотношение для ПМСВ, распространяющейся в ферромагнитной пленке [99] с толщиной $\delta = 50\text{ нм}$:

$$\left(\frac{\omega}{\mu_0}\right)^2 \sim H(H + M) + \frac{M^2}{4} (1 - e^{-2k\delta}). \quad (4.4)$$

Таким образом, в данном разделе диссертационной работы приведен пример использования методики микромагнитного моделирования для объяснения формирования пиков поглощения в спектрах ФМР, полученных в работе [84], для пленок пермаллоя, нанесенных на подложку с периодическим рельефом поверхности, представляющих собой магнито-кристаллическую структуру. Уста-

новлено, что положение основного резонанса сильно зависит от угла между направлением канавок и внешним магнитным полем (которое поддерживается в одной плоскости). Угловая зависимость очень похожа на наблюдаемую в кристаллических пленках с одноосной магнитной анизотропией и плоскостной легкой осью. При меньших полях наблюдаются дополнительные резонансы меньшей величины, которые также показывают аналогичную угловую зависимость.

4.3 Система магнотно-кристаллических ферритовых микроволноводов различной ширины с нанесенными идентичными брэгговскими решетками

Для изготовления полос неидентичных магнотных кристаллов была использована ферримагнитная тонкая пленка ЖИГ [44] толщиной $t = 10$ мкм, намагниченностью насыщения $M_0 = 139$ Гс и шириной линии ферромагнитного резонанса $\Delta H = 0.54$ Э на частоте 9.7 ГГц. ЖИГ выращен методом высокотемпературной жидкофазной эпитаксии на подложке ГГГ[111]. С помощью процедуры химического травления на верхней поверхности пленки ЖИГ была изготовлена периодическая последовательность канавок глубиной $d_g = 1$ мкм, повторяющихся с периодом $D = 200$ мкм. Далее для получения латеральных полос магнотных кристаллов (МК) пленка ЖИГ была структурирована с помощью системы локальной лазерной абляции (ССЛА) на основе волоконного YAG:Nd лазера с модулем 2D гальванометрического сканирования (Cambridge Technology 6240H), работающего в импульсном режиме с длительностью импульса 50 нс и мощностью 50 мДж.

Было подготовлено две серии латеральных МК, длинная ось которых расположена параллельно направлению оси y , и разной шириной: первая структура позволяет возбуждать СВ в более широкой МК (МС2) (рис. 4.7 (а)), тогда как вторая структура способна индуктивно возбуждать СВ в суженной МК (МС1) (рис. 4.7 (б)). Длина участков структур с периодической системой канавок составляет $L_c = 5$ мм (см. рис. 4.7 (а)) и как получается было 25 периодов. Ширина магнотных кристаллов МС1 и МС2 вдоль оси z составила $w_1 = 200$ мкм

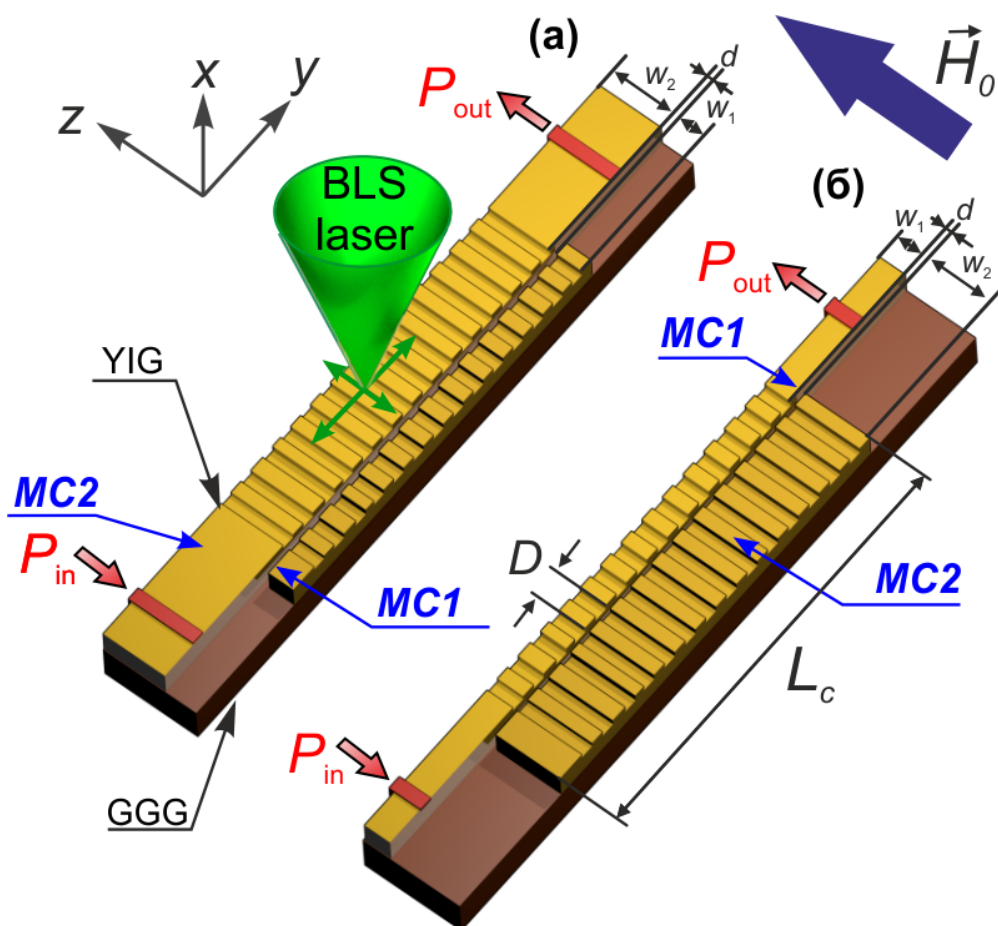


Рис. 4.7 — Изображение исследуемой структуры в случае возбуждения волны в MC_2 (а) и MC_1 (б).

и $w_2 = 500$ мкм, соответственно. Величина бокового зазора d между MC_1 и MC_2 составляла 20 мкм.

Для СВЧ измерений микрополосковая антенна шириной 30 мкм располагалась во входной секции MC_2 или MC_1 (рис. 4.7 (а), рис. 4.7 (б)). Структура была намагничена внешним магнитным полем $H_0 = 1300$ Э, создаваемое электромагнитом GMW 3472-70 и направленным вдоль оси z для возбуждения поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ) [16; 63] во входной области магнетонного кристалла. Методика микроволновой спектроскопии была основана на методе измерения матрицы комплексных S-коэффициентов с помощью векторного анализатора цепей (ВАЦ) Agilent E8362C. Амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) была получена как частотная зависимость абсолютного значения коэффициента S_{21} в случае, когда возбуждение и детектирование сигнала осуществлялось с помощью микрополосковой антенны.

Стационарное пространственное распределение динамической намагниченности изучалось методом МБС, который основан на эффекте неупругого

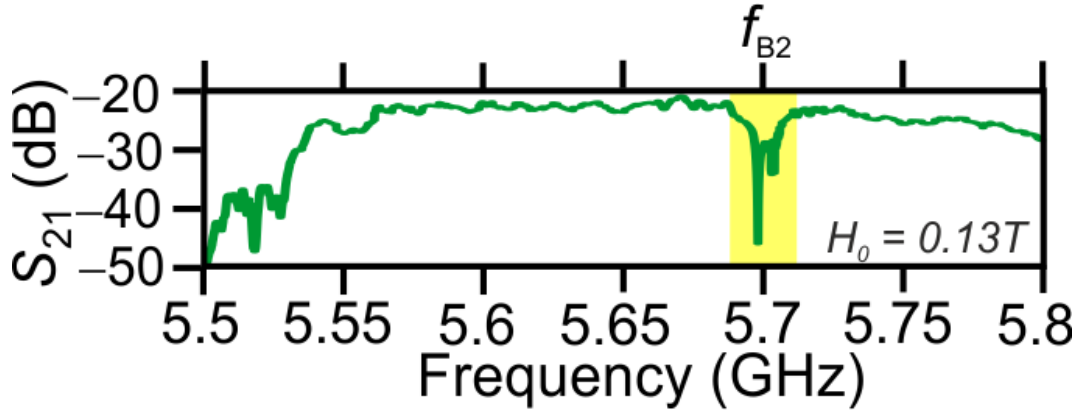


Рис. 4.8 — Частотная зависимость модуля комплексного коэффициента передачи S_{21} при возбуждении и приеме сигнала в структуре MC_2 .

рассеяния света на когерентно возбужденных магнонах [51; 100]. Свет с длиной волны 532 нм и мощностью 1 мВт, генерируемый одночастотным лазером Excelsior (Spectra Physics) EXLSR-532-200-CDRH, фокусировался в пучок диаметром 25 мкм на поверхности исследуемой структуры. Микроволновый сигнал от генератора непрерывных волн Anritsu MG3692C подавался на входную антенну P_1 , которая использовалась для возбуждения ПМСВ. Для получения карт пространственного распределения намагниченности использовалась система точного позиционирования. Эксперимент проводился в конфигурации квазиобратного рассеяния, интенсивность оптического сигнала пропорциональна квадрату динамической намагниченности в пространственной области, где лазерный луч сфокусирован на поверхности пленки ЖИГ: $I_{BLS} \sim (m_x^2 + m_y^2)$.

Для моделирования статических свойств и динамического отклика неидентичных магнетонных кристаллов мы провели микромагнитное моделирование с использованием открытого программного обеспечения MuMax3 с GPU-ускорением [66], которое основано на численном решении уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта [64; 72]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma [\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}] + \frac{\alpha}{M_0} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right], \quad (4.5)$$

где \mathbf{M} - вектор намагниченности, $\alpha = 10^{-5}$ - параметр затухания пленки ЖИГ, $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{\text{demag}} + \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_a$ эффективное магнитное поле, \mathbf{H}_0 - внешнее магнитное поле, $\mathbf{H}_{\text{demag}}$ - поле размагничивания, \mathbf{H}_{ex} - обменное поле, \mathbf{H}_a - поле анизотропии, $\gamma = 2.8$ МГц/Оэ - гиромагнитное отношение.

Для выявления частотного положения запрещенной частотной щели в изготовленных структурах мы проводим микроволновые измерения. На рисунке 4.8 показана АЧХ, измеренная с помощью ВАЦ, когда возбуждение и детектирование сигнала проводилось в $MC2$ (зеленая кривая) и $MC1$ (черная пунктирная кривая). В случае возбуждения $MC2$ два ярко выраженных провала в АЧХ связаны с наличием запрещенной зоны с центральной частотой $f_{Bl} = 5.692$ ГГц и $f_{Br} = 5.708$ ГГц, которые расположены слева и справа от положения частоты запрещенной зоны изолированного волновода $MC2$ $f_{B2} = (f_{Bl} + f_{Br})/2 = 5.7$ ГГц. Чтобы убедиться, что частота f_{B2} является центральной частотой магнотной запрещенной зоны, производилось измерение фазо-частотного отклика и дисперсионной характеристики, обозначенные синей пунктирной кривой на рисунке 24. Как видно из рисунка 24, частота f_{B2} соответствует Брэгговскому волновому числу $k_y = k_B = \pi/D = 157 \text{ cm}^{-1}$. Отсюда следует, что она является центральной частотой первой запрещенной зоны. Когда спиновая волна в $MC1$ возбуждена, хорошо определенные частотные зазоры видны в передаче на частотах $f_{B1} = 5.6$ ГГц и f_{B2} .

Желтая заштрихованная область на рис. 4.8 демонстрирует область вокруг центральных частот запрещенных зон f_{B1} и f_{B2} . Края этих областей определены для частот, на которых пропускание на 3 дБ ниже своего уровня на краях частот запрещенной зоны. Отметим, что эффект расщепления полосовой щели согласуется с механизмом образования встречных мод в спектре двух магнотных кристаллов, расположенных друг на друге [101; 102].

Было проведено моделирование в программе MuMax³ для выявления статических и динамических свойств намагниченности в системе двух МК. Первоначально было рассмотрено методом микромагнитного моделирования равновесное распределение намагниченности в структуре. Для оценки нижней частоты среза спектра ПМСВ были рассчитаны пространственные зависимости внутреннего магнитного поля $H_{\text{int}}(z)$ для значений зазора между МК $0 < d < 20 \mu\text{m}$ (рис. 4.9 (а,б)). Диапазон $0 < z < w_s$, где $w_s = w_1 + w_2 + d$, был использован для рис. 4.9 (а,б).

На рис. 4.9 (а) представлены распределения $H_{\text{int}}(z)$, где желтым цветом отмечена область, соответствующая магнотному кристаллу $MC2$ с шириной w_2 , а синим цветом - область, соответствующая магнотному кристаллу $MC1$ с

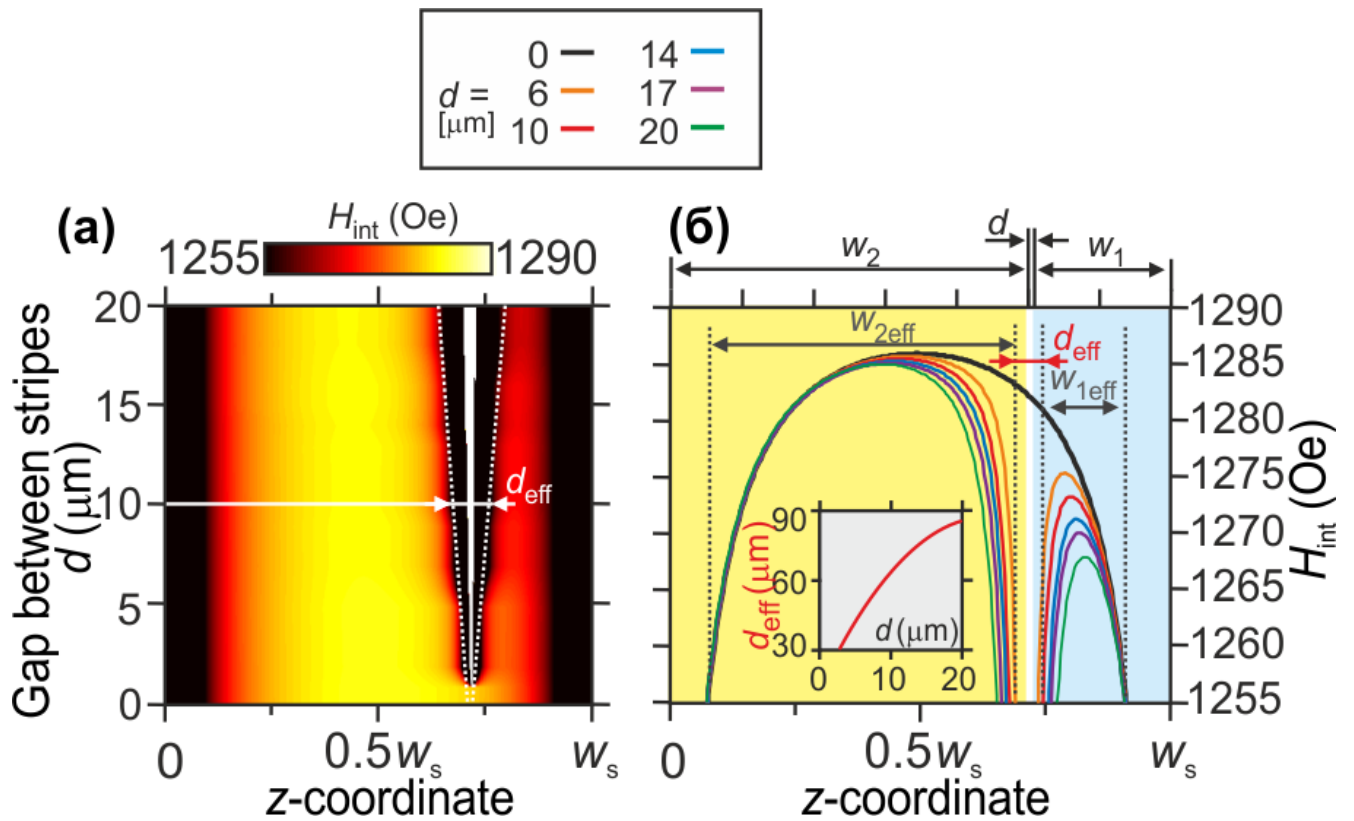


Рис. 4.9 — Карта распределения величины внутреннего магнитного поля вдоль оси z в зависимости от расстояния между магнетонными кристаллами MC_1 и MC_2 (а). Профили внутреннего магнитного поля в зависимости от расстояния между магнетонными кристаллами MC_1 и MC_2 (б).

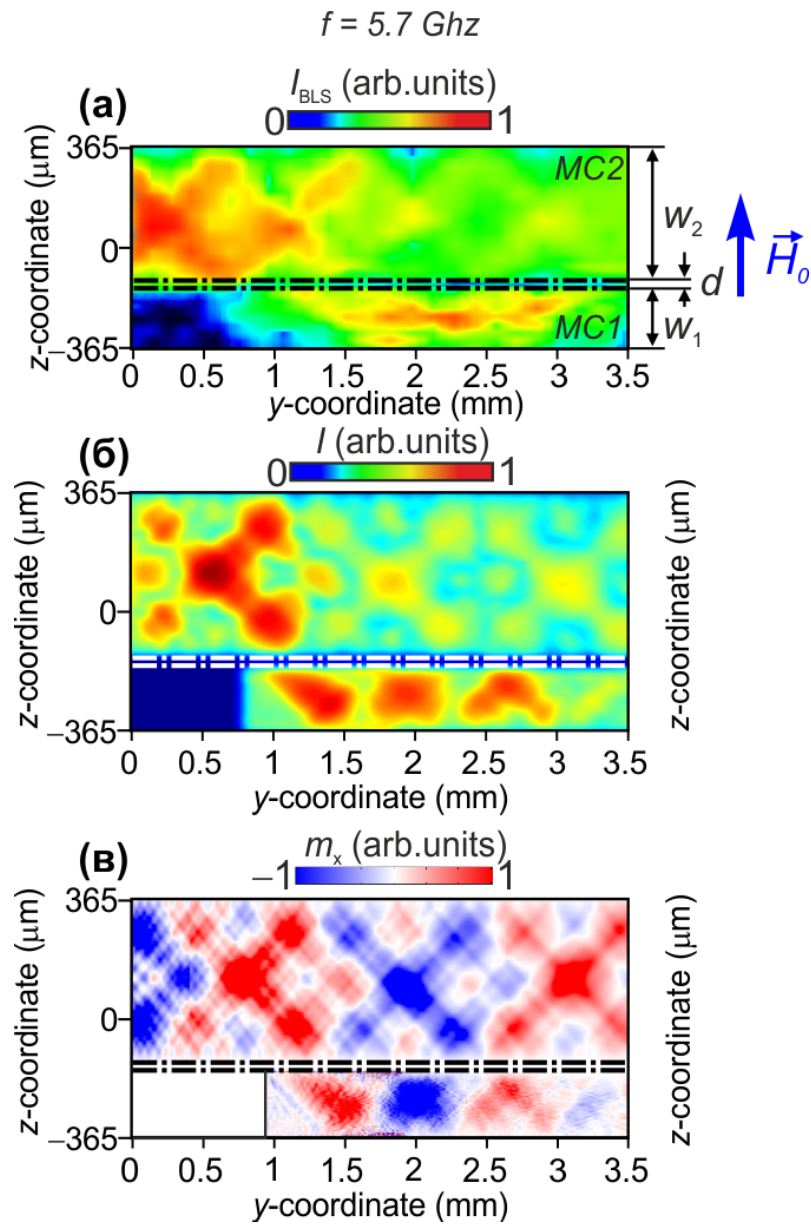


Рис. 4.10 — Случай возбуждения СВ в узком магнонном кристалле MC_2 . Результаты эксперимента МБС: карты пространственного распределения интенсивности $I_{\text{BLS}}(y,z)$ (а). Результаты микромагнитного моделирования: карты распределения величины спиновой волны $I(y,z) = \sqrt{m_x^2 + m_y^2}$ (б) и компоненты намагниченности m_x (в). Область рамки (обозначенная пунктиром) соответствует краям структуры из ЖИГ, а область магнонных кристаллов находится в диапазоне $0.6 < y < 3.5$ мм. Данные получены для $H_0 = 1300$ Э при комнатной температуре.

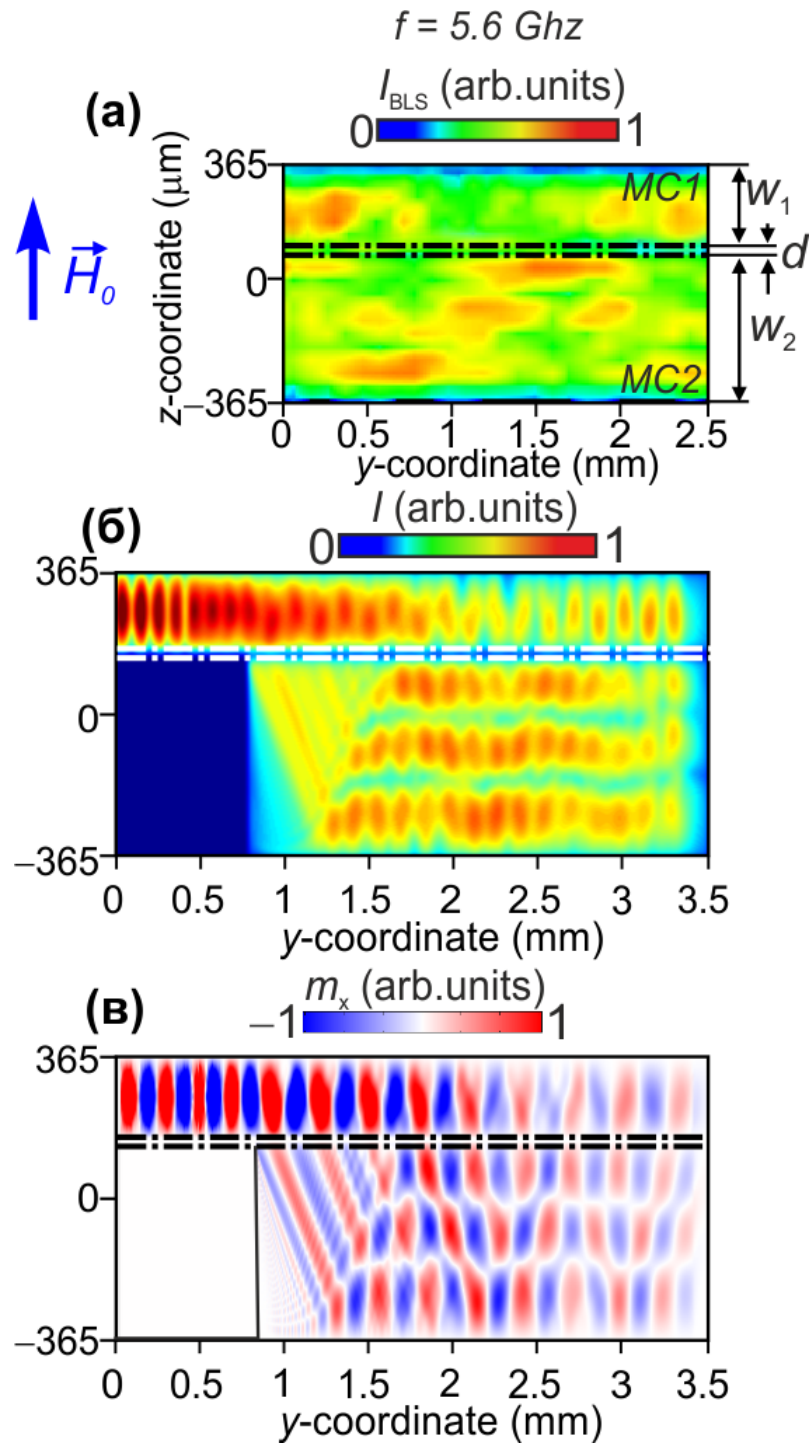


Рис. 4.11 — Случай возбуждения СВ в узком магнонном кристалле MC_1 . Результаты эксперимента МБС: карты пространственного распределения интенсивности $I_{\text{BLS}}(y, z)$ (а). Результаты микромагнитного моделирования: карты распределения величины спиновой волны $I(y, z) = \sqrt{m_x^2 + m_y^2}$ (б) и компоненты намагниченности m_x (в). Область рамки (обозначенная пунктиром) соответствует краям структуры из ЖИГ, а область магнонных кристаллов находится в диапазоне $0.6 < y < 3.5$ мм. Данные получены для $H_0 = 1300$ Э при комнатной температуре.

шириной w_1 . Из этого следует, что с увеличением зазора ширины d уменьшается значение $H_{\text{int}}(z = z_{c1})$, где координата z_{c1} соответствует центру $MC1$.

Варьирование профилей внутреннего магнитного поля приводит к трансформации спектров ПМСВ в $MC1,2$, а также к изменению коэффициента спин-волновой связи для волн, распространяющихся вдоль латеральной структуры [5]. Последнее является следствием изменения величины эффективного зазора d_{eff} и эффективной ширины спин-волновых каналов $w_{1,2\text{eff}}$.

Эти значения эффективной ширины спин-волноводных каналов можно определить как $w_{\text{eff}} = \frac{wd(p)}{d(p)^{-2}}$, где $d(p) = \frac{2\pi}{p[1+2\ln(1/p)]}$ - параметр "пиннинга" зависящий только от соотношения сторон $p = t/w$ [103]. Условие пиннинга приводит к небольшому увеличению эффективной ширины спин-волнового канала, в то время как размагничивание действует как сила, уменьшающая ширину канала [51]. Размагничивающее поле вносит основной вклад в уменьшение ширины спин-волнового канала. Изменение зазора между двумя соседними полосами влияет на эффективную ширину канала. На рисунке 4.9 (а) показано, как меняется эффективный зазор с изменением d , где градации цвета показывают изменение величины H_{int} . Полученный характер изменения эффективного зазора с увеличением d (см. вставку к рис. 4.9 (б)) показывает, что $\frac{\partial d_{\text{eff}}}{\partial d}$ монотонно увеличивается с увеличением зазора.

В связи с этим при изготовлении боковых структур можно использовать эмпирическое правило для выбора величины зазора: $d \sim 2t$, которое лежит в основе того факта, что коэффициент связи ПМСВ практически постоянен при небольшом изменении ширины бокового зазора [80].

4.4 МБС эксперимент и численное моделирование возбуждения и распространения спиновых волн

Для исследования стационарного пространственно-частотного распределения динамической намагниченности в $MC1$ и $MC2$ использовалась пространственно-разрешенная МБС-установка. СВ возбуждается в $MC2$ и $MC1$ на частотах $f_{B2} = 5.7$ ГГц и $f_{B1} = 5.6$ ГГц, соответственно. Уровень мощности входного сигнала составлял $P_0 = -15$ дБмВт, что обеспечивало линейный режим

возбуждения и распространения спин-волнового сигнала вдоль структуры. Эксперимент проводился в импульсном режиме: сигнал имел форму прямоугольных импульсов длительностью 200 нс с периодом повторения 2 мкс. Пространственное сканирование проводилось в области $3.5 \times 0.73 \text{ mm}^2$ при возбуждении $MC2$ и в области $2.5 \times 0.73 \text{ mm}^2$ при возбуждении $MC1$.

На рисунках 4.10 (а) и 2 4.10 (а) показаны пространственные карты распределения интенсивности $I_{\text{BLS}}(y, z)$ для случая СВ возбуждения в широком ($MC2$) и узком ($MC1$) МК на частотах входного сигнала $f_{B2} = 5.7 \text{ ГГц}$ и $f_{B1} = 5.6 \text{ ГГц}$, соответственно. Видно, что в каждом случае мощность передается на соседний магнетонный кристалл.

Чтобы определить механизм, сопровождающий наблюдаемый режим межмодовой связи в латеральной системе неидентичных МК, и изучить пространственно-частотное разделение сигнала, мы провели численное моделирование возбуждения и распространения спиновых волн.

Для уменьшения отражений от границ, как и в работе [104], в нашем численном моделировании мы определили коэффициент затухания на границах $MC1$ и $MC2$ краев α как:

$$\alpha_{c,2}(y) = \alpha(y - y_0)^2,$$

где y_0 соответствует краям вычислительной области в y -направлении.

Карты распределения интенсивности спиновых волн $I(y, z) = \sqrt{m_x^2 + m_y^2}$ (4.10 (б) и рис. 4.11 (б)) и $m_x(y, z)$ -компонента (рис. 4.10 (в) и рис. 4.11 (в)) получены путем численного моделирования. Далее на рис. 4.12 (а,б) представлен одномерный профиль интенсивности спиновых волн внутри $MC1(I_1)$ и $MC2(I_2)$ для данных, полученных экспериментально (рис. 4.10 (а) и рис. 4.11 (а)) и с помощью моделирования MuMax³ (рис. 4.10 (б) и рис. 4.11 (б)). Можно отметить, что результаты микромагнитного моделирования находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными МБС.

На рисунках 4.10 и 4.12 (а) показано, что спин-волновой сигнал распространяется в виде суперпозиции первой и третьей широтных мод [51] в случае, когда возбуждена $MC2$, в то время как одномодовое распространение доминирует над третьемодовым в $MC1$ при $1.5 < y < 2.5 \text{ мм}$. Можно также заключить, что в этой конфигурации имеет место однонаправленная передача сигнала - сигнал из $MC1$ не возвращается обратно в $MC2$. Можно отметить обратную

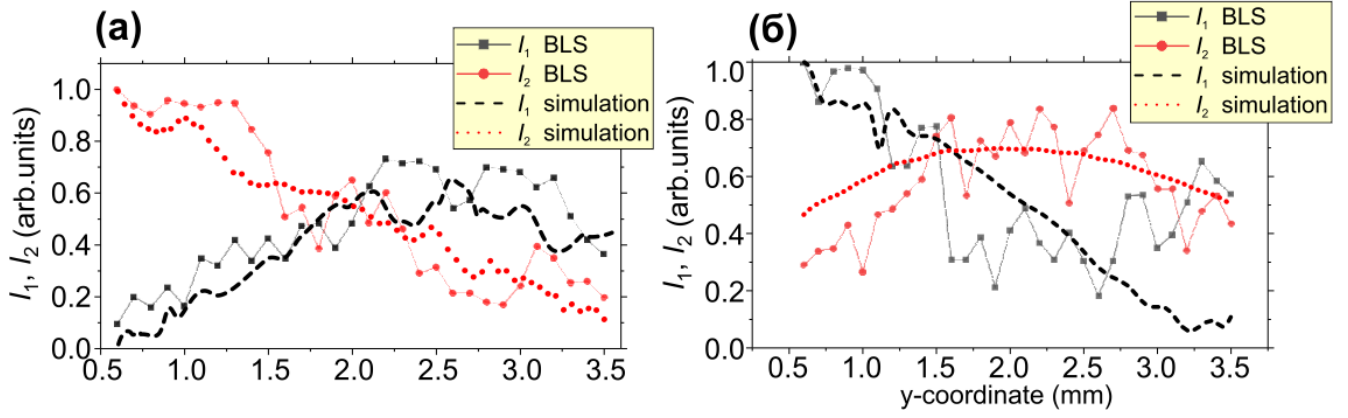


Рис. 4.12 — (a) и (b) показывают одномерный профиль интенсивности спиновых волн внутри $MC1$ (I_1) и $MC2$ (I_2).

ситуацию в случае возбуждения спиновой волны в МК с меньшей шириной ($MC1$). Так, проведя модовое разложение [51] пространственного распределения интенсивности спиновой волны, можно отметить, что в узком волноводе, как это показано на рисунках 4.11 и 4.11 (б), при $0 < y < 1.5$ мм наблюдается преимущественно распространение сигнала с поперечным профилем, близким к первой моде ширины в $MC1$, а в диапазоне $1.5 < y < 3.5$ мм можно выделить хорошо выраженную третью поперечную моду в $MC2$. В этом случае однонаправленный режим не реализуется, поскольку сигнал из $MC2$ возвращается обратно в $MC1$ при $y > 2.5$ мм, как это хорошо видно в данных МБС на рис. 4.11 (а).

4.5 Дисперсионные характеристики спиновых волн в связанных неидентичных полосках магнетонного кристалла и механизм пространственно-частотного разделения сигнала

Теперь мы рассмотрим механизм пространственно-частотного разделения сигналов в латеральной структуре. Поскольку величина внутреннего магнитного поля в $MC1$ меньше, чем в $MC2$, для одного и того же брэгговского волнового числа $k_b = \pi/D$ дисперсионная характеристика СВ, распространяющегося в изолированной $MC1$, смещается в область более низких частот, что схематически показано на рис. 4.13 (а). В этом случае, когда $MC2$ возбуждается сигналом с частотой f_{B2} , которая лежит внутри полосовой щели $MC2$,

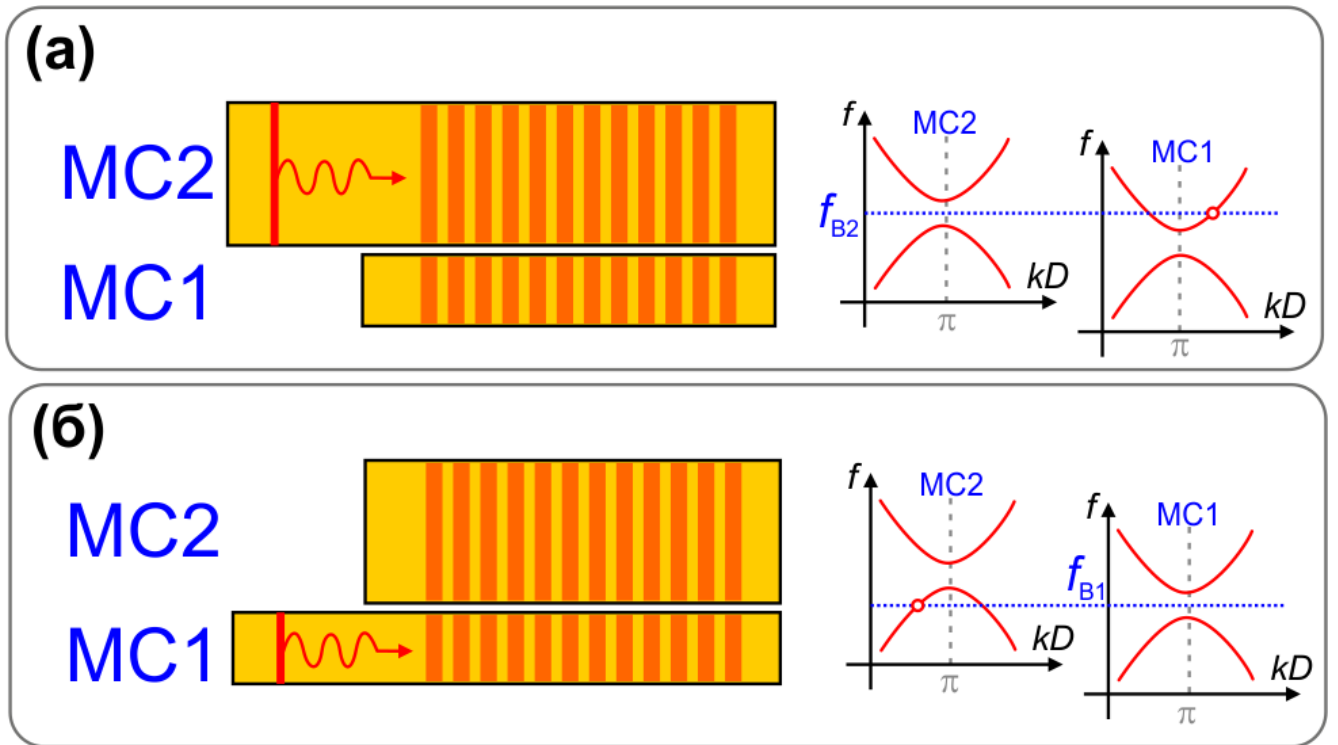


Рис. 4.13 — Схематический эскиз концепции связанных маггонных кристаллов, выполняющих функцию частотно-селективного канализирования спиновых волн: случай возбуждения СВ в $MC2$ на частоте f_{B2} (а) и СВ возбуждения в $MC1$ на частоте f_{B1} (б).

сигнал попадает в полосу разрешенных частот. Таким образом, наблюдается распространение спиновой волны вдоль $MC1$, как видно на рис. 4.10.

С другой стороны, распространение волны вдоль $MC2$ может быть достигнуто, когда СВ возбуждается в $MC1$ на частоте f_{B1} . Этот случай качественно продемонстрирован на эскизе на рис. 4.13 (б).

Чтобы подтвердить это предположение количественно, мы рассчитали спин-волновую дисперсию для отдельных маггонных кристаллов шириной w_1 и w_2 [70; 101; 102]. На рисунке 4.14 (а) показаны расчетные дисперсионные кривые для первой моды ширины с волновым числом $k_z = m\pi/w_2$ ($m = 1$) изолированного МК с шириной w_2 (красная пунктирная кривая) и первой ($n = 1$) и третьей ($n = 3$) мод с волновым числом $k_z = n\pi/w_1$ для маггонного кристалла с шириной w_1 (синие сплошные кривые). Видно, что третья спин-волновая мода имеет более низкую частоту, чем первая, поскольку мы рассматриваем магнитоэлектрическую поверхностную спиновую волну [16; 67].

Видно, что кривые для мод $m = 1$ и $n = 3$ довольно близки друг к другу, что объясняет появление межмодовой связи в неидентичных латеральных

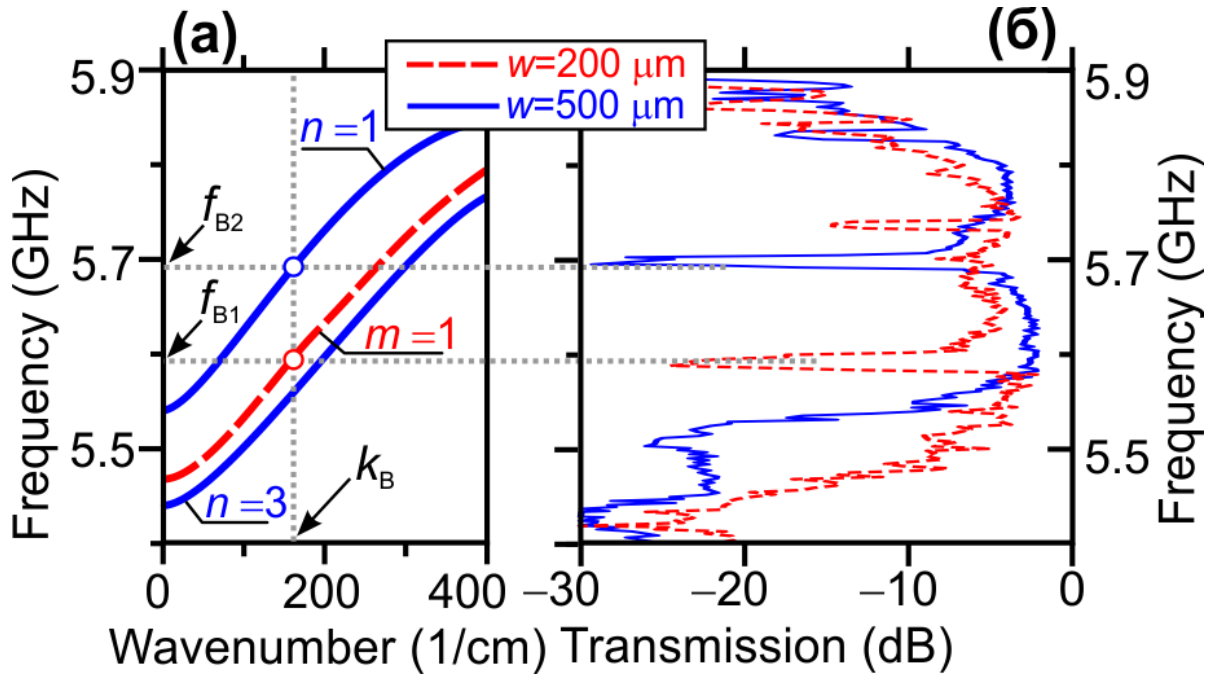


Рис. 4.14 — Экспериментально полученные дисперсионные кривые (а) и амплитудно-частотная характеристика (б) для $MC1$ (красная пунктирная линия) и $MC2$ (синяя сплошная линия).

МК. На рисунке 4.14 (б) показаны АЧХ для изолированных МК с шириной w_2 (красная пунктирная кривая) и w_1 (синяя сплошная кривая).

Видно, что передаточная характеристика $MC2$ имеет провал при $f_{B2} = 5.7$ ГГц, тогда как на частоте $f_{B1} = 5.6$ ГГц провал в $MC1$ смещен в сторону более низких частот. Оба этих провала соответствуют условию брэгговского резонанса $k_B = 157 \text{ см}^{-1}$ для МК с шириной w_1 и w_2 (см. рис. 4.14 (а)).

Далее мы рассмотрим эффективные дисперсионные характеристики спиновых волн в боковых соседних неидентичных МК. Вдоль оси y использовались периодические граничные условия. Используя метод микромагнитного моделирования, мы вычислили величину

$$D_s(k_y, f) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |\theta_2[m_x(y, z_i, t)]|^2 \quad (4.6)$$

где $\theta_2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{T_m} \int_0^{y_m} \tilde{m}_x(y, z_i, t) e^{-i(2\pi ft + k_y y)} dt dy$ - двумерный оператор преобразования Фурье в пространстве и времени, z_i - i -я ячейка и $N = 128$ - число ячеек по ширине МК [70], y_m - максимум y -координаты, \tilde{m}_x - сплайн-интерполяция в пространстве и времени динамического намагничивания m_x -компонента.

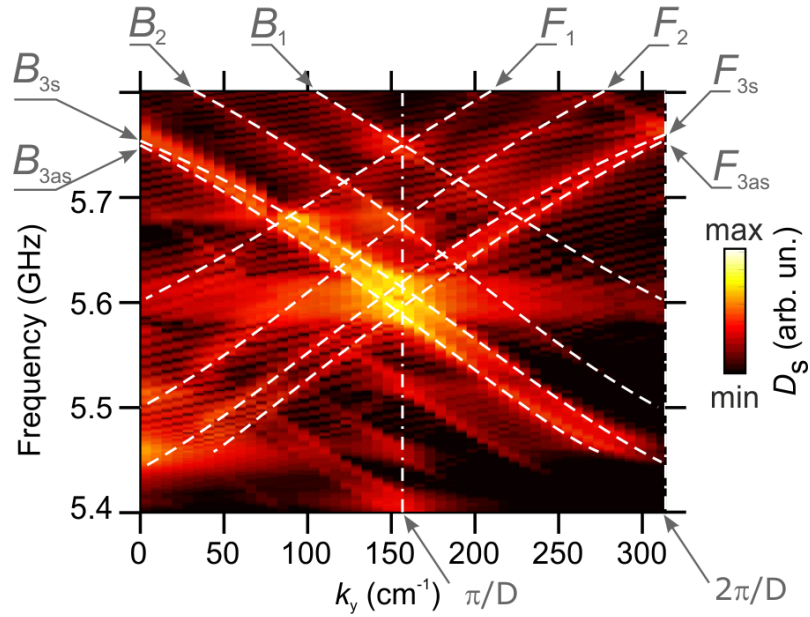


Рис. 4.15 — Цветная карта абсолютного значения двумерного преобразования Фурье D_s в результате микромагнитного моделирования для эффективных дисперсионных кривых спиновых волн, распространяющихся в связанной системе магнитных кристаллов с различной шириной.

Для получения карты $D_s(k_y, f)$, построенной на рис. 4.15, мы собираем временной ряд длиной $T_m = 800$ нс динамической компоненты намагниченности $m_x(t)$, записанной с шагом по времени 1 нс с пространственным распределением $m_x(y)$ вдоль $MC1$. Пунктирные кривые на рис.3е отмечают моды ширины порядка n для прямой F_n и отраженной B_n волн, которые распространяются в положительном и отрицательном направлении оси y , соответственно. Можно отметить расщепление моды третьей ширины на два подмода - симметричный (F_{3s} , B_{3s}) и антисимметричный (F_{3as} , B_{3as}), что свидетельствует о межмодовой связи СВ в соседних МК. В этом случае величина длины связи, равная расстоянию, на которое передается мощность СВ от одного МК к другому, определяется соотношением $L = \pi/|k_{3s} - k_{3as}|$, где k_{3s} и k_{3as} - волновые числа симметричного и антисимметричного подмода.

Для определения режимов работы латерального МК как пространственно-частотного сепаратора и направленного соединителя спин-волнового сигнала были рассчитаны характеристики передачи в каждом из выходных портов структуры, отмеченных на вставке к рис. 4.16. На рис.4а показана частотная зависимость передачи спиновой волны при расположении портов P_1 , P_2 и P_3

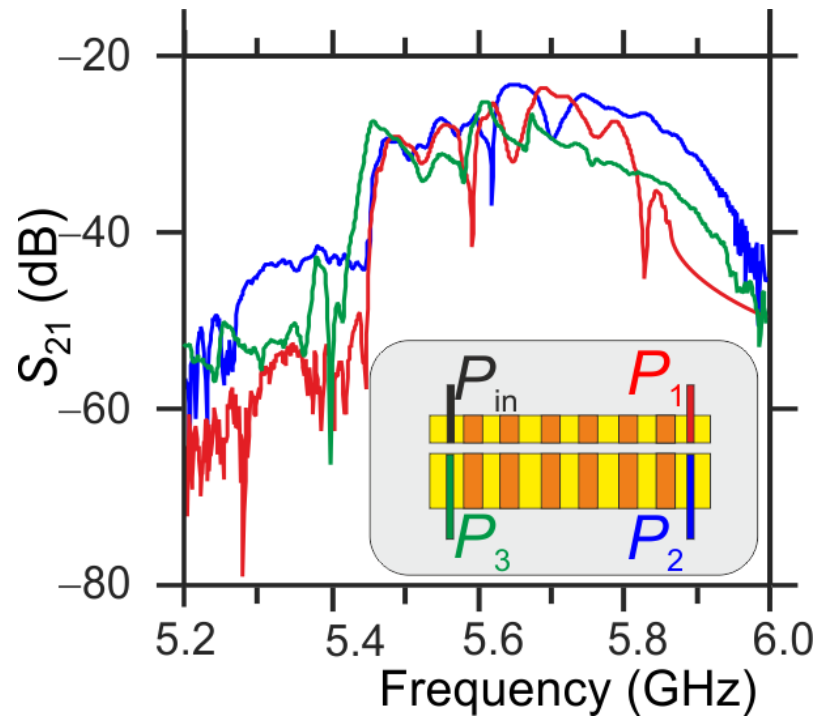


Рис. 4.16 — Частотная зависимость спин-волнового пропускания при расположении портов P_1 , P_2 и P_3 в результате микромагнитного моделирования.

при возбуждении в порте P_{in} . Зеленая кривая на рис.4а соответствует сигналу, отраженному от порта P_3 .

Далее мы проводим измерения методом микроволновой спектроскопии, чтобы исследовать сигнал в положении портов P_1 , P_2 с помощью VNA. На рисунке 4.17 (а) показаны измеренные коэффициенты пропускания для $MC1$ (синяя сплошная кривая) и $MC2$ (красная пунктирная кривая) в случае возбуждения узкого магнитного кристалла ($MC1$). Видно, что в спектре пропускания СВ через каждый МК, из-за наличия полосовой щели, наблюдаются провалы, отмеченные зеленым цветом на рис. 4.16 и рис. 4.17 (а) для $MC1$ и желтым для $MC2$. Таким образом, предложенная структура может действовать как частотно-пространственный демультиплексор, который может выполнять разделение спин-волнового сигнала для нейроморфных спин-волновых вычислений [70] и многоканального разложения сигнала.

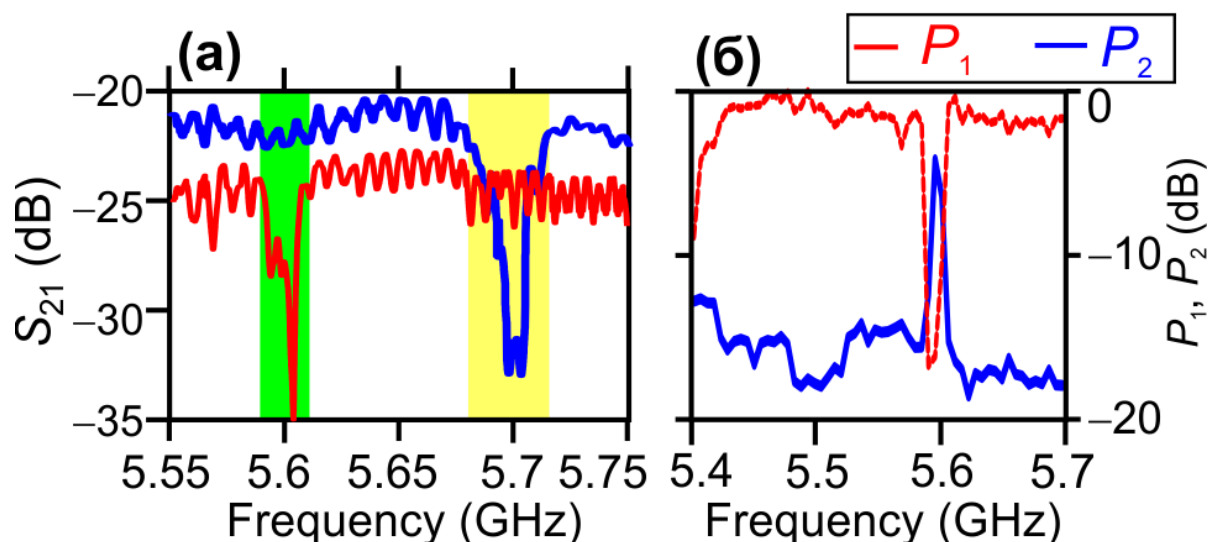


Рис. 4.17 — (а) Экспериментально измеренный (метод микроволновой спектроскопии) коэффициент пропускания для $MC1$ (синяя сплошная кривая) и $MC2$ (красная пунктирная кривая) в случае возбуждения узкого магнетонного кристалла ($MC1$). Зеленая кривая в (а) соответствует сигналу, отраженному обратно в порт $P3$. Значение магнитного поля смещения составляло $H_0 = 0.13$ Т.

4.6 Особенности спектров спиновых волн в системе на основе неидентичных связанных магнетонно-кристаллических волноводов с дефектами

В рамках выполнения диссертационной работы были проведены расчеты коэффициентов передачи в структуре на основе неидентичных латерально связанных магнетонно-кристаллических волноводов с дефектами методом микромагнитного моделирования. Рассматриваемые структуры схематически представлены на рис. 4.18. Каждый магнетонный кристалл по всей длине был разделен на три сегмента: области с длиной сегмента $l_1 = l_3 = 4.7$ мм и область дефекта с длиной $l_2 = 0.6$ мм. Под дефектом будет понимать область структуры, ограниченную с двух концов периодической системой, образованной канавками на поверхности ЖИГ толщиной 10 мкм. Материальные параметры структуры были выбраны равными значениям из предыдущей главы, где рассмотрены аналогичные МК, но без области дефекта. Величина внешнего магнитного поля устанавливалась равной $H_0 = 1200$ Э. Ширина MK_1 составляла $w_1 = 200$ мкм, ширина MK_2 составляла $w_2 = 500$ мкм. За счет диполь-дипольной связи при

зазоре между магنونными кристаллами происходит передача энергии спиновой волны во второй MK_2 . На первом этапе микромагнитного моделирования были получены амплитудно-частотные характеристики для MK_1 и MK_2 , показанные на рис. 4.19а и рис. 4.19б, соответственно. Частотная зависимость спектральной плотности мощности получена в начальной области магنونного кристалла (красная кривая) на расстоянии 200 мкм от входной антенны, в области дефекта (синяя линия) и в конечной области магنونного кристалла (черная кривая). На вставках указаны схематическое положение указанных антенн. Анализируя черные кривые на рис. 4.19 можно желтым выделить частотную область первой полосы непропускания для MK_1 , а зеленым - частотная область непропускания в MK_2 . Видно что ширина полос непропускания, определяемая по амплитудно-частотной характеристике для MK_1 , в два раза превышает ширину полос непропускания для MK_2 . Формирование более высокочастотного пика непрохождения в спектре MK_2 можно связать с формированием резонансов спиновых волн в области дефекта, аналогично механизму описанному в работе [105]. При этом аналогично случаю системы, рассмотренной в предыдущем разделе при возбуждении первой моды спиновой волны в магنونном MK_1 наблюдается распространение волны в MK_2 в виде третьей шириной моды ПМСВ [15], что видно из пространственных распределений m_z компоненты динамической намагниченности, представленных на рис. 4.20. На данном рисунке желтым пунктирным регионом обведена область дефекта в MK_1 и MK_2 . На частоте 5.165 ГГц в наблюдается прохождение сигнала только в MK_1 , поскольку в MK_2 начало спектра прохождения сигнала приходится на частоту 5.175 ГГц. Частота 5.22 ГГц соответствует первому пику непропускания в MK_1 , отмеченному желтым цветом на рис. 4.19. При этом видно, что в MK_1 после перекачки мощности СВ в MK_2 формируется высший тип поперечной моды, в то время как фундаментальная мода испытывает брэгговское отражение от магنونно-кристаллической структуры. Частота 5.27 ГГц соответствует провалу на спектре прохождения СВ для MK_2 , что можно объяснить формированием запрещенной зоны в MK_2 , при этом так как MK_1 и MK_2 разные по ширине, то значения частот запрещенных зон в MK_1 и MK_2 отличаются. При этом на частоте 5.27 ГГц наблюдается формирование 1 явно выраженного максимума интенсивности СВ в области дефекта в MK_2 в направлении оси x . Для частоты входного сигнала 5.33 ГГц можно сделать вывод о непрохождении мощности в MK_1 вви-

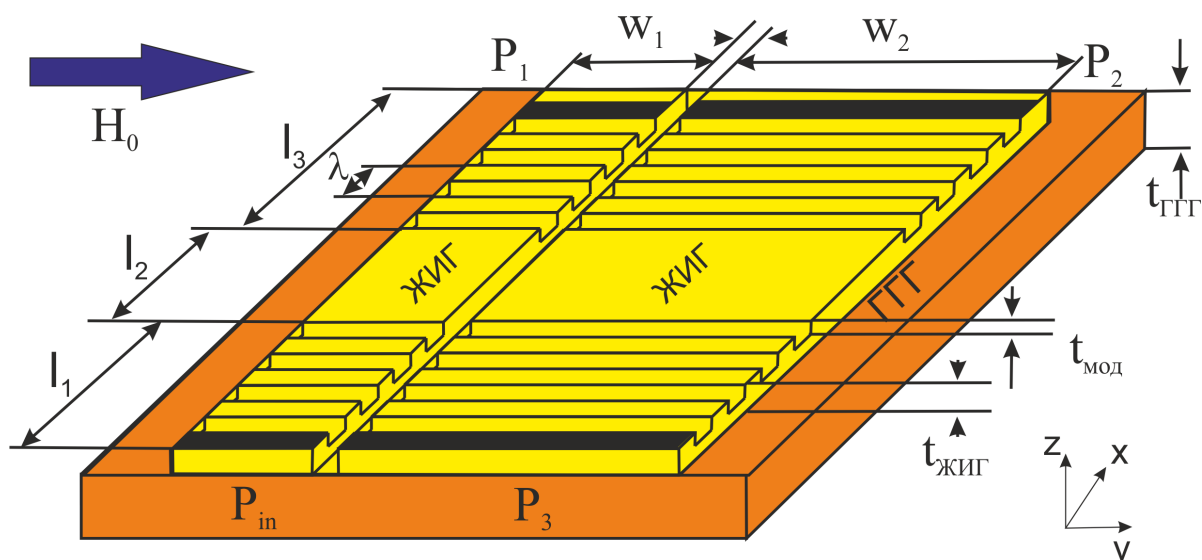


Рис. 4.18 — Схематическое изображение структуры двух неидентичных магнонных кристаллов с одинаковым периодом с расположенными на одном и том же расстоянии областей с дефектом, представляющей собой область без периодичности.

ду образования второй запрещенной зоны для СВ в МК1. Действительно, в случае, когда распределение интенсивности СВ I в области дефекта удовлетворяет условию $I \sim n \times \lambda/2$, где n — целое число, $\lambda = 2\pi/k_x$, где k_x — продольное волновое число третьей поперечной моды для МК2, появляются условия для непрохождения спиновой волны в область выходной антенны МК2, что сопровождается обужением провала, показанным на черной кривой рис. 4.19б. Таким образом, за счёт использования структуры, состоящей из двух неидентичных магнонных кристаллов с дефектом, есть возможность управления модовым составом, а также изменением ширины полосы непропускания, для сигнала на выходных портах структуры.

Далее была рассмотрена система, представляющая собой латерально связанные волноведущие волноводы — планарный волновод и гофрированный волновод с одинаковой шириной (схематическое изображение представлено на рис. 4.21 а). Данные волноводы представляют собой пленки ЖИГ толщиной $t=10$ мкм, которые в эксперименте сформированы на подложке гаддолиний-галлиевого граната (ГГГ) методом жидкофазной эпитаксии. В гофрированном волноводе вводился управляющий параметр в виде области без периодичности. Данные связанные волноводы имеет следующие параметры: длина структуры $l = 6000$ мкм, ширина структуры $w = 500$ мкм, глубина выреза a изменялась

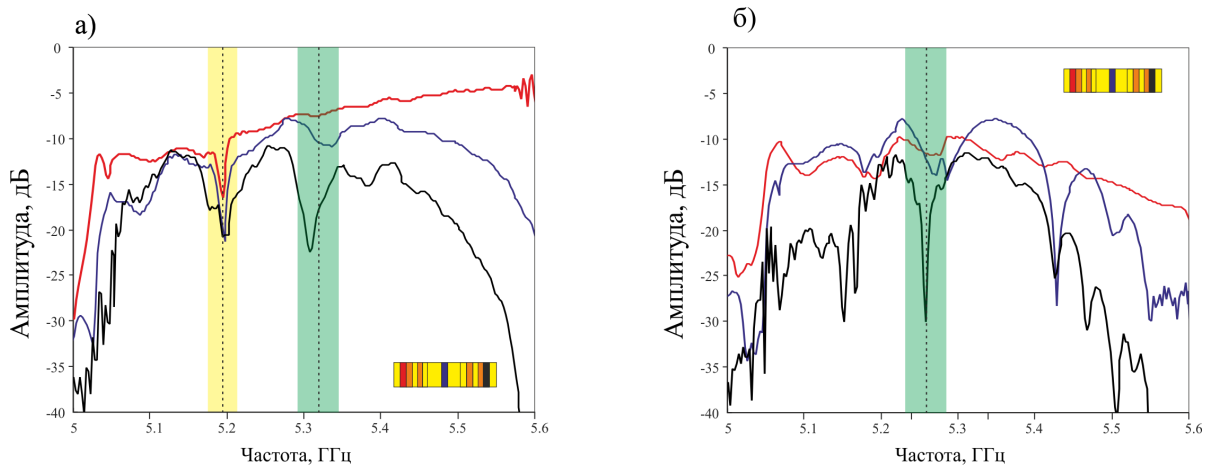


Рис. 4.19 — Амплитудно-частотные характеристики, полученные методом микромагнитного моделирования, для МК1 (а) и МК2 (б), полученные в начальной области магнетонного кристалла (красная кривая), в области дефекта (синяя линия) и в конечной области магнетонного кристалла (черная кривая). На вставках указаны схематическое положение съемных антенн.

от 40 мкм до 60 мкм. Волноведущие структуры располагались вдоль длинной оси волновода и расстояние между ними составляло $d = 15$ мкм. В исследуемом гофрированном волноводе создавалась область без периодически повторяющихся вырезов, в дальнейшем называемая дефектом. Длина дефектного сегмента составляла $l_{def} = 1000$ мкм. Для данной структуры производилась оптимизация параметра перекрытия $L = h + k_G$, где k_G — длина «гребня» гофры, а h — длина канавки. В дальнейшем рассмотрении параметр перекрытия был равен $L = 160$ мкм. Исследуемая система помещалась во внешнее магнитное поле $H_0 = 1200$ Э. При этом в системе возбуждались поверхностные магнитоэлектронные волны.

Данная система исследовалась при помощи микромагнитного моделирования, в котором решалось уравнение Ландау-Лифшица с затуханием Гильберта. На рисунке 4.22 представлены амплитудно-частотные характеристики, полученные для рассматриваемой структуры на выходных портах P_3 (планарный волновод, красная линия) и P_4 (гофрированный волновод с дефектом, синяя линия) при $a = 40$ мкм без введения в систему дефектной области (см. рис 4.22а) и для случая параметра $a = 40$ мкм при введении в систему дефектной области l_{def} (см. рис 4.22б). Исходя из полученных графиков, в системе реализуется режим непрохождения волны в порт P_2 . При этом в системе наблюдается провал на амплитудно-частотной характеристике в частотном диапазоне 5.24-5.28

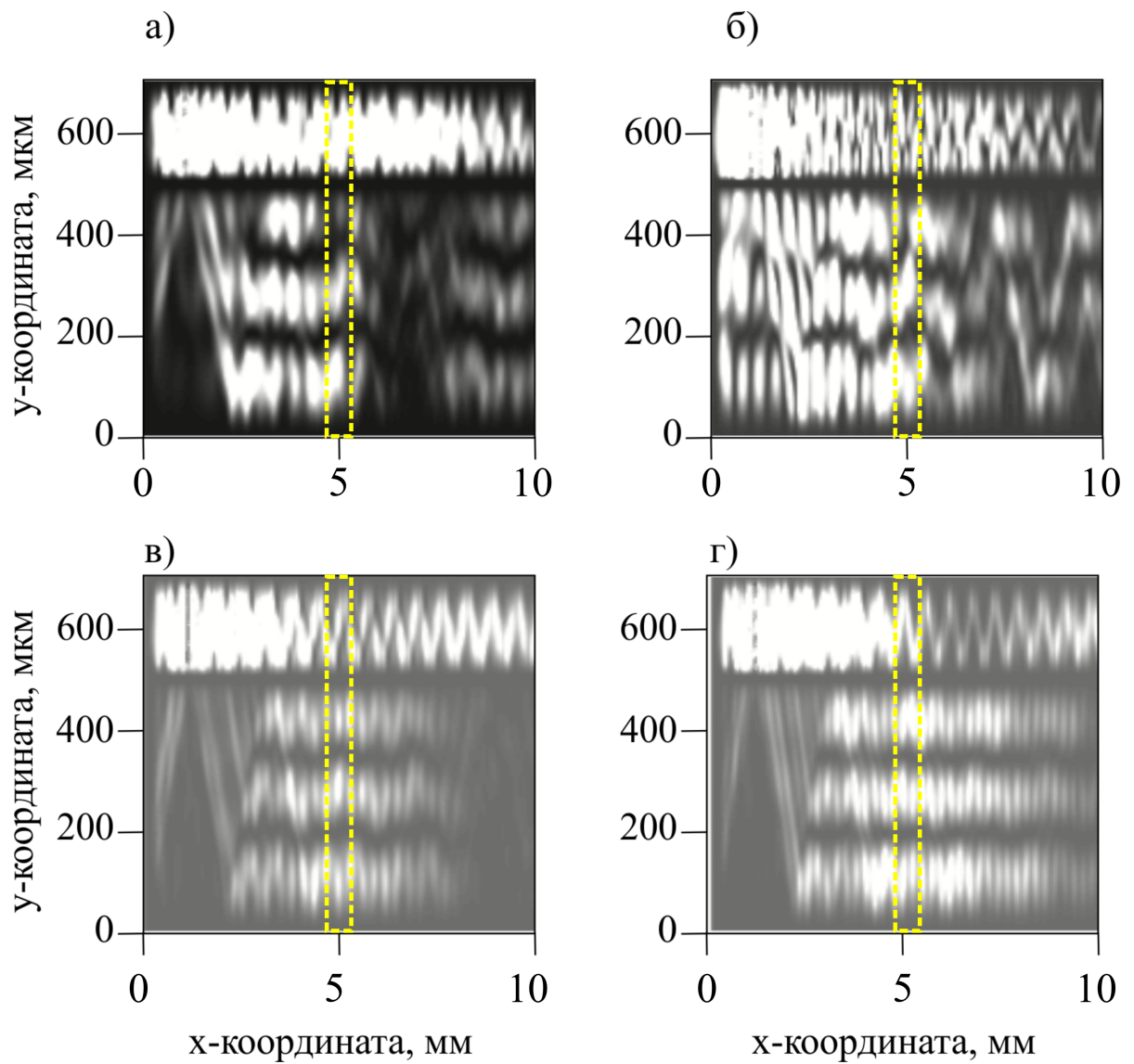


Рис. 4.20 — Карты распределения интенсивности спиновой волны в системе связанных магнетонных кристаллов на частотах возбуждения 5.165 ГГц (а), 5.22 ГГц (б), 5.27 ГГц (в) и 5.33 ГГц (г). Величина внешнего магнитного поля 1200 Э.

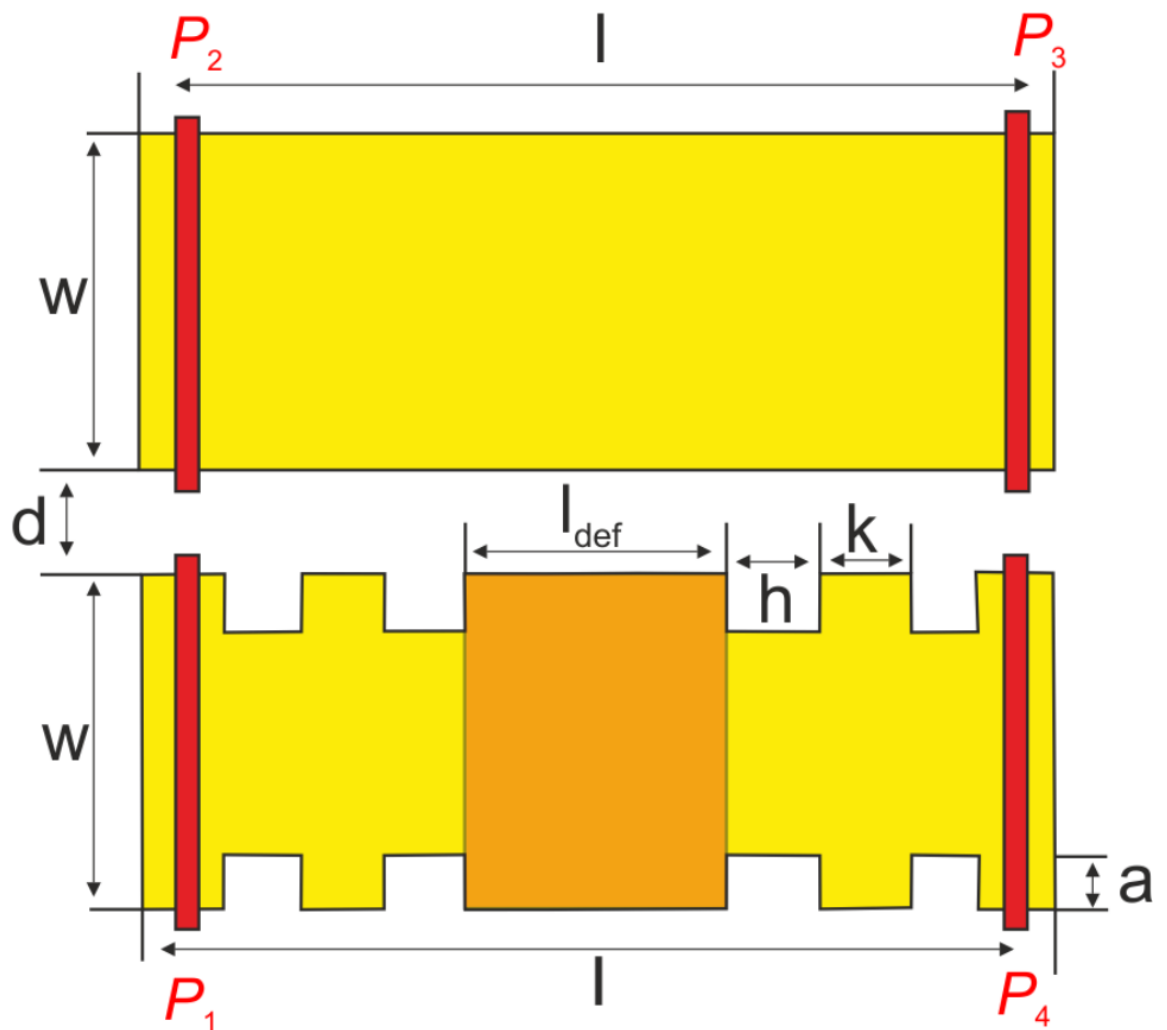


Рис. 4.21 — Изображение исследуемой латеральной структуры планарный волновод/гофрированный волновод без добавления дефектной области (а) и при добавлении в область гофрированного волновода дефектной области (б).

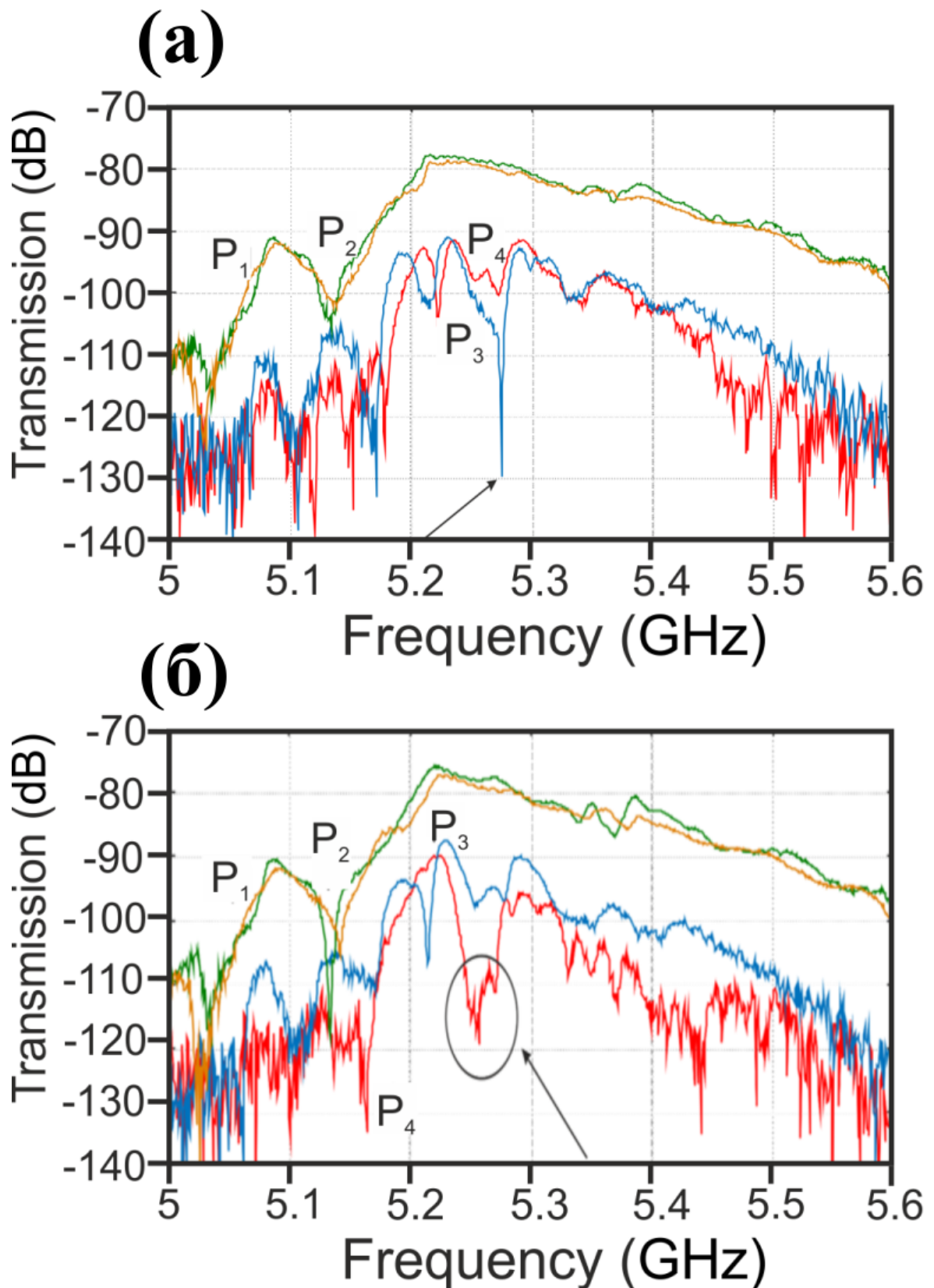


Рис. 4.22 — Амплитудно-частотные характеристики для случаев параметра $a = 40$ мкм (а) без введения в систему дефектной области l_{def} и для случая параметра $a = 40$ мкм (б) при введении в систему дефектной области l_{def} . Для получения амплитудно-частотных характеристик в моделируемой структуре на входной порт P_1 (коричневая линия) подавался сигнал, а на выходных портах P_2 (зеленая линия), P_3 (синяя линия) и P_4 (красная линия) снимался.

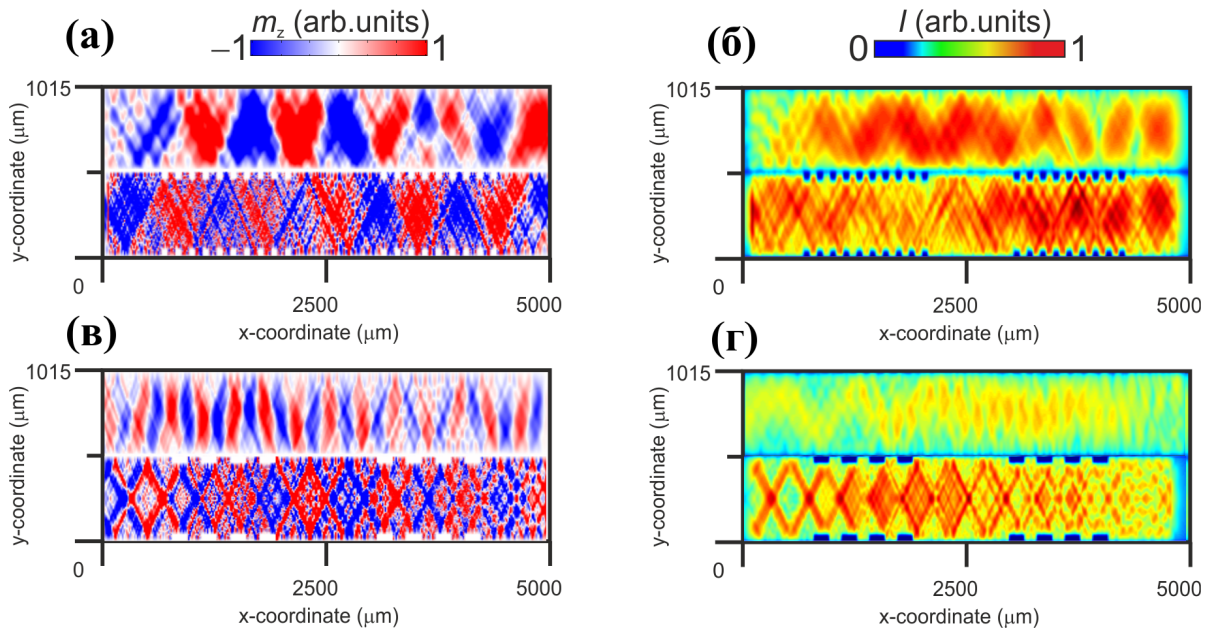


Рис. 4.23 — Пространственные карты распределения m_z компоненты намагниченности и интенсивности СВ в системе без дефектной области на частоте $f = 5.28$ ГГц (а,б) при параметре $a = 40$ мкм и на при параметре $a = 60$ мкм на частоте $f = 5.25$ ГГц (в,г).

ГГц для порта P_4 . Величина провала составляет 30 дБ. Однако на рис. 4.22 (а) для частоты 5.28 ГГц наблюдается узкий провал на амплитудно-частотной характеристике (АЧХ) для P_3 . Для демонстрации представленных на АЧХ режимов были получены карты распределения m_z компоненты намагниченности (фаза спиновой волны) и интенсивности спиновой волны (см. рис. 4.23) для частоты $f=5.25$ ГГц и $f=5.28$ ГГц. Причем на рис. 4.23(в,г) период структуры был увеличен в два раза. Видно, что в последнем случае спиновая волна в системе распространяется преимущественно только в гофрированном волноводе с дефектом. Глубина периодичности также влияет на смещение провалов на АЧХ. При глубине периодичности 40 мкм показано отключение передачи сигнала между портами P_3 и P_4 , а при глубине периодичности 60 мкм показано отключение передачи сигнала между портами P_2 и P_4 . При этом глубина провала относительно среднего уровня мощности может составлять 30 дБ, что при сравнении с аналогичными устройствами без перестройки рабочей полосы частот(например, в акустике) является большим преимуществом.

Таким образом, при введении в латеральную систему волновод-гофрированный волновод дефектной области, наблюдаются режимы распространения спиновой волны при которых может возникать эффективная связь спиновых

волн и наблюдаться перераспределение мощности спиновой волны между выходными портами. Предложенная структура может быть использована в качестве функционального элемента для фильтрации спин-волнового сигнала с возможностью управления путем изменения периода гофрированного волновода и величины модуляции периодичности (глубины гофрировки).

4.7 Выводы по четвертой главе

На примере магنونного кристалла, выполненного в форме профилированной ферромагнитной пленки, показаны методы управления спектром спиновых волн. В меандровом магنونном кристалле выявлено образование резонансных мод спиновых волн, связанных с колебаниями намагниченности в горизонтальных и вертикальных секциях структуры. Для системы неидентичных латерально расположенных и дипольно связанных магنونных кристаллов проведено исследование процессов перераспределения мощности между магنونными кристаллами при возбуждении одного из них.

Выявлено влияние геометрических параметров структуры связанных магنونных кристаллов с различной шириной при изменении расстояния между магنونными кристаллами. С помощью микромагнитного моделирования были получены режимы узкополосного ответвления спиновой волны в системе магنونных кристаллов на частотах брэгговских запрещенных зон при возбуждении конкретного магنونного кристалла.

Проведено экспериментальное исследование методом Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии рассеяния света, при котором были рассмотрены режимы ответвления спин-волнового сигнала. Получены режимы узкочастотного ответвления сигнала при последовательном рассмотрении случаев возбуждения каждого из магنونных кристаллов.

На примере гофрированного микроволновода методом микромагнитных вычислений показано управление спектром спиновых волн и формирование дефектной моды, пространственно локализованной в области с нарушением периодичности в центральной части гофрированного микроволновода.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Для распространяющейся в тонкопленочном ферритовом микроволноводе поверхностной магнитостатической волны предложен метод формирования магнитной неоднородности типа «магнитная яма», основанный на локальном лазерном облучении микроволновода сфокусированным световым пятном. Прохождение спиновой волны через «магнитную яму» сопровождается возникновением на амплитудно-частотной характеристике резонансных частот.
2. Вариация формы и величины неоднородности намагниченности осуществляется путем изменения диаметра сфокусированного пятна и мощности лазерного излучения. В области сформированной в микроволноводе магнитной неоднородности типа «магнитная яма» наблюдается эффект укорочения длины магнитостатической волны. При этом на амплитудно-частотных характеристиках формируются пики поглощения прошедшего сигнала, частоты которых определяются параметрами «магнитной ямы».
3. Методом микромагнитного моделирования показано, что учет многомодового распространения спин-волнового сигнала вдоль ферритового микроволновода с неоднородностью приводит к увеличению коэффициента прохождения сигнала в области выходной антенны. При прохождении поверхностной магнитостатической волны через область неоднородности типа «магнитной ямы» оказывается возможным эффект модовой фильтрации спин-волнового сигнала, заключающийся в перераспределении амплитуд собственных мод ферритового тонкопленочного волновода в выходной секции. Анализ полученных результатов показал, что такая система может использоваться для создания модового делителя сигналов спиновых волн.
4. В тонкопленочном ферромагнитном «U-образном» волноводе реализуется трансформация типов магнитостатических волн вида: «поверхностная-обратная объемная-поверхностная» либо «обратная объемная-

- поверхностная-обратная объемная» с разворотом направления распространения СВ на 180° .
5. Проведено исследование влияния двух факторов - направления внешнего магнитного поля и нагрева лазерным излучением области скругления - на уровень выходного сигнала в «U-образном» микроволноводе методом микромагнитного моделирования и методом мандельштамбриллюэновской спектроскопии. В случае локального нагрева области, лежащей на оси симметрии «U-образной» структуры, наблюдается расширение либо сужение частотной полосы выходного сигнала. При этом расширение полосы сопровождается увеличением мощности выходного сигнала при трансформации волны вида: «обратная объемная-поверхностная-обратная объемная». Сужение частотной полосы выходного сигнала происходит при возбуждении поверхностной магнитостатической волны. И данная структура может использоваться в качестве ключа сигналов спиновых волн в интегральных схемах.
 6. В тонкопленочных параллельно ориентированных магнетонно-кристаллических микроволноводах различной ширины, расположенных на одной подложке, наблюдаются режимы перераспределения мощности магнитостатических волн между микроволноводами вследствие распределенной связи, обусловленной магнитными дипольными полями каждого из микроволноводов.
 7. Режимы перераспределения мощности спин-волнового сигнала между неидентичными магнетонными кристаллами определяются соотношениями их ширин, влияющими на распределение внутренних магнитных полей в каждом магнетонном кристалле.
 8. В системе магнетонных кристаллов с неравными ширинами, в зависимости от возбуждаемого магнетонного кристалла (широкого либо узкого), реализуются режимы узкополосного ответвления спин-волнового сигнала, при этом частотные диапазоны которых совпадают с частотами брэгговских запрещенных зон возбуждаемых магнетонных кристаллов.

Публикации автора по теме диссертации

1. Controlling the properties of spin-wave transport in a semiring magnon microwaveguide / **V. A. Gubanov** [и др.] // Technical Physics. — 2019. — т. 64. — с. 1636—1641.
2. Spin-wave drop filter based on asymmetric side-coupled magnonic crystals / A. V. Sadovnikov [и др.] // Physical Review Applied. — 2018. — т. 9, № 5. — с. 051002.
3. Multimode unidirectional spin-wave coupling in an array of non-identical magnonic crystals near band gap frequencies / **V. A. Gubanov** [и др.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2021. — т. 54, № 24. — с. 245001.
4. **V. A. Gubanov**, *Sheshukova S., Sadovnikov A. V.* Lateral spin-wave transport in a system of nonidentical magnonic-crystal microwave guides // Physics of the Solid State. — 2021. — т. 63, № 9. — с. 1361—1365.
5. Frequency-selective spin-wave propagation in magnonic waveguide with a local laser-heated region / **V. A. Gubanov** [и др.] // Physical Review B. — 2023. — т. 107, № 2. — с. 024427.
6. **V. A. Губанов**, *Кругляк В. В., Садовников А. В.* Управление режимами распространения спиновой волны в волноводе из железо-иттриевого граната посредством локального лазерного нагрева. // Известия РАН. Серия физическая. — 2023. — т. 87, № 3. — с. 417—421.
7. **V. A. Губанов**, *Садовников А. В.* Управление свойствами спиновых волн в реконфигурируемом магнитном микроволноводе с нарушенной трансляционной симметрией // Сборник трудов XIII Всероссийской конференции молодых ученых. Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика. — 2018. — с. 54.
8. Управление свойствами спиновых волн в реконфигурируемом магнитном микроволноводе с нарушенной трансляционной симметрией / **V. A. Губанов** [и др.] // Материалы XXIII Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника». — 2019. — с. 175.

9. **V. A. Gubanov**, *Bessonov V. D., Sadovnikov A. V.* Phase resolution of spin wave propagation in YIG film with linearly varying width // The 4th International Baltic Conference on Magnetism. — 2021. — P. 126.
10. **В. А. Губанов**, *Бессонов В. Д., Садовников А. В.* Исследование фазового распространения ПМСВ в пленке ЖИГ методом БЛС // 7-й Урало-Сибирский семинар «Спектроскопия комбинационного рассеяния света». — 2021. — с. 69.
11. **В. А. Губанов**, *Садовников А. В.* Исследование формирования фазового фронта спиновой волны в пленке ЖИГ // Сборник трудов XVI Всероссийской конференции молодых ученых "Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика". — 2021. — с. 34.
12. **V.A. Gubanov**, *Sadovnikov A. V.* Investigation of the phase propagation of SMSW in a YIG film by the BLS method. // International Conference Functional Materials 2021. — 2021. — P. 99.
13. **В. А. Губанов**, *Бессонов В. Д., Садовников А. В.* Формирование фазового фронта спиновой волны в пленке жиг // Сборник трудов XXIV Международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах». — 2021. — с. 893—895.
14. **V.A. Gubanov**, *Sadovnikov A. V.* Spin-wave propagation and spatial-frequency separation in a lateral non-identical system of coupled magnonic crystals with defect zone // (IEEE Advances in Magnetism 2020-21) AIM. — 2021. — P. 202.

Список литературы

1. The 2021 Magnonics Roadmap / A. Barman [и др.] // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2021. — авг. — т. 33, № 41. — с. 413001. — DOI: [10.1088/1361-648x/abec1a](https://doi.org/10.1088/1361-648x/abec1a). — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-648x/abec1a>.
2. Spintronics of semiconductor, metallic, dielectric, and hybrid structures (100th anniversary of the Ioffe Institute) / P. G. Baranov [и др.] // Physics-Uspokhi. — 2019. — т. 62, № 8. — с. 795.
3. *Krawczyk M., Grundler D.* Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2014. — март. — т. 26, № 12. — с. 123202. — DOI: [10.1088/0953-8984/26/12/123202](https://doi.org/10.1088/0953-8984/26/12/123202). — URL: <https://doi.org/10.1088/0953-8984/26/12/123202>.
4. *Chumak A., Serga A., Hillebrands B.* Magnonic crystals for data processing // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2017. — т. 50, № 24. — с. 244001.
5. Directional multimode coupler for planar magnonics: Side-coupled magnetic stripes / A. V. Sadovnikov [и др.] // Applied Physics Letters. — 2015. — т. 107, № 20. — с. 202405. — DOI: [10.1063/1.4936207](https://doi.org/10.1063/1.4936207). — eprint: <https://doi.org/10.1063/1.4936207>. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4936207>.
6. Spin wave propagation in a uniformly biased curved magnonic waveguide / A. V. Sadovnikov [и др.] // Physical Review B. — 2017. — авг. — т. 96, № 6. — DOI: [10.1103/physrevb.96.060401](https://doi.org/10.1103/physrevb.96.060401). — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.96.060401>.
7. Dielectric magnonics - from gigahertz to terahertz / S. A. Nikitov [и др.] // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. — 2019. — июль. — т. 190, № 10. — DOI: [10.3367/ufnr.2019.07.038609](https://doi.org/10.3367/ufnr.2019.07.038609). — URL: <https://doi.org/10.3367/ufnr.2019.07.038609>.
8. *Гуревич А., Мелков Г.* Магнитные колебания и волны. — 1994.
9. Route toward semiconductor magnonics: Light-induced spin-wave nonreciprocity in a YIG/GaAs structure / A. V. Sadovnikov [et al.] // Physical Review B. — 2019. — Feb. — Vol. 99, no. 5.

10. “3D Magnonic Crystals” In G. Gubbiotti (Eds) “Three-Dimensional Magnonics” / E. N. Beginin [и др.]. — Jenny Stanford Publishing, 2019. — ISBN 9781000024548.
11. Tunable Fano resonances in irregular magnonic structure / A. Grachev [и др.] // IEEE Transactions on Magnetics. — 2021. — с. 1—1. — DOI: [10.1109/TMAG.2021.3089051](https://doi.org/10.1109/TMAG.2021.3089051).
12. Spin wave steering in three-dimensional magnonic networks / E. N. Beginin [и др.] // Applied Physics Letters. — 2018. — март. — т. 112, № 12. — с. 122404. — DOI: [10.1063/1.5023138](https://doi.org/10.1063/1.5023138). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.5023138>.
13. Directional multimode coupler for planar magnonics: Side-coupled magnetic stripes / A. V. Sadovnikov [et al.] // Applied Physics Letters. — 2015. — Nov. — Vol. 107, no. 20. — P. 202405.
14. Magnonic crystal-semiconductor heterostructure: Double electric and magnetic fields control of spin waves properties / M. Morozova [et al.] // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2020. — Nov. — Vol. 514. — P. 167202.
15. *O’Keeffe T. W., Patterson R. W.* Magnetostatic surface-wave propagation in finite samples // Journal of Applied Physics. — 1978. — сент. — т. 49, № 9. — с. 4886—4895. — DOI: [10.1063/1.325522](https://doi.org/10.1063/1.325522). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.325522>.
16. *Vajpai S. N.* Excitation of magnetostatic surface waves: Effect of finite sample width // Journal of Applied Physics. — 1985. — июль. — т. 58, № 2. — с. 910—913. — DOI: [10.1063/1.336164](https://doi.org/10.1063/1.336164). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.336164>.
17. Tunneling of Dipolar Spin Waves through a Region of Inhomogeneous Magnetic Field / S. O. Demokritov [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2004. — июль. — т. 93, вып. 4. — с. 047201. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.93.047201](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.047201). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.047201>.
18. *А. В. Вашковский, А. В. Стальмахов, В. А. Тюлюкин.* Волновые пучки магнитостатических волн в неоднородных магнитных полях // Письма в ЖТФ. — 1988. — т. 14, № 14. — с. 1294—1298. — URL: <http://mi.mathnet.ru/pjtf2206>.

19. *Б. А. Калинин, Н. Г. Ковшиков, Н. В. Кожусь.* Локальные измерения сверхвысокочастотных потерь в ферродиелектрических пленках // Тез. докл. Всес. Школы-семинара "Новые магнитные материалы для микроэлектроники". Донецк. — 1982. — с. 319—321.
20. *Fetisov Y. K., Makovkin A. V.* Modulation of magnetostatic surface wave in garnet film by optical pulses // JAP. — 1996. — т. 79, № 8. — с. 5721. — DOI: [10.1063/1.362230](https://doi.org/10.1063/1.362230). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.362230>.
21. Optically reconfigurable magnetic materials / M. Vogel [и др.] // Nature Physics. — 2015. — май. — т. 11, № 6. — с. 487—491. — DOI: [10.1038/nphys3325](https://doi.org/10.1038/nphys3325). — URL: <https://doi.org/10.1038/nphys3325>.
22. Graded index lenses for spin wave steering / N. J. Whitehead [и др.] // Phys. Rev. B. — 2019. — сент. — т. 100, вып. 9. — с. 094404. — DOI: [10.1103/PhysRevB.100.094404](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.094404). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.100.094404>.
23. Control of spin-wave propagation using magnetisation gradients / M. Vogel [и др.] // Scientific reports. — 2018. — т. 8, № 1. — с. 1—10. — DOI: [10.1038/s41598-018-29191-2](https://doi.org/10.1038/s41598-018-29191-2).
24. Reconfigurable heat-induced spin wave lenses / O. Dzyapko [и др.] // Applied Physics Letters. — 2016. — т. 109, № 23. — с. 232407. — DOI: [10.1063/1.4971829](https://doi.org/10.1063/1.4971829). — eprint: <https://doi.org/10.1063/1.4971829>. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4971829>.
25. Field-Controlled Phase-Rectified Magnonic Multiplexer / C. S. Davies [и др.] // IEEE Transactions on Magnetics. — 2015. — нояб. — т. 51, № 11. — с. 1—4. — DOI: [10.1109/tmag.2015.2447010](https://doi.org/10.1109/tmag.2015.2447010). — URL: <https://doi.org/10.1109/tmag.2015.2447010>.
26. *Landau L. D., Lifschitz E. M.* On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies // Phys. Zs. Sowjet. — 1935. — Vol. 8. — P. 153.
27. *Зависляк И., Тычинский А.* Физические основы функциональной микроэлектроники // Зависляк ИВ, Тычинский АВ—Киев: УМК ВО. — 1989.
28. *Gilbert T. L.* A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field // Phys. Rev. — 1955. — Vol. 100. — P. 1243.

29. A Luneburg lens for spin waves / N. J. Whitehead [и др.] // Applied Physics Letters. — 2018. — нояб. — т. 113, № 21. — с. 212404. — DOI: [10.1063/1.5049470](https://doi.org/10.1063/1.5049470). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.5049470>.
30. *Demokritov S. O., Hillebrands B., Slavin A. N.* Brillouin light scattering studies of confined spin waves: linear and nonlinear confinement // Physics Reports. — 2001. — Vol. 348, no. 6. — P. 441–489.
31. *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.
32. Micro-focused Brillouin light scattering: imaging spin waves at the nanoscale / T. Sebastian [et al.] // Frontiers in Physics. — 2015. — Vol. 3. — P. 35.
33. *Ustinov A. B., Kalinikos B. A.* A microwave nonlinear phase shifter // Applied Physics Letters. — 2008. — т. 93, № 10. — с. 102504. — DOI: [10.1063/1.2980022](https://doi.org/10.1063/1.2980022).
34. Magnon spintronics / A. V. Chumak [и др.] // Nature Physics. — 2015. — июнь. — т. 11, № 6. — с. 453–461. — DOI: [10.1038/nphys3347](https://doi.org/10.1038/nphys3347). — URL: <https://doi.org/10.1038/nphys3347>.
35. Reconfigurable nanoscale spin-wave directional coupler / Q. Wang [и др.] // Science Advances. — 2018. — янв. — т. 4, № 1. — e1701517. — DOI: [10.1126/sciadv.1701517](https://doi.org/10.1126/sciadv.1701517). — URL: <https://doi.org/10.1126/sciadv.1701517>.
36. *Kruglyak V. V., Demokritov S. O., Grundler D.* Magnonics // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2010. — июнь. — т. 43, № 26. — с. 264001. — DOI: [10.1088/0022-3727/43/26/264001](https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/26/264001). — URL: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/26/264001>.
37. Nonlinear Spin-Wave Logic Gates / A. B. Ustinov [и др.] // IEEE Magnetics Letters. — 2019. — т. 10. — с. 1–4. — DOI: [10.1109/LMAG.2019.2950638](https://doi.org/10.1109/LMAG.2019.2950638).
38. Realization of a spin-wave multiplexer / K. Vogt [и др.] // Nature Communications. — 2014. — апр. — т. 5, № 1. — DOI: [10.1038/ncomms4727](https://doi.org/10.1038/ncomms4727). — URL: <https://doi.org/10.1038/ncomms4727>.

39. *Chumak A. V., Serga A. A., Hillebrands B.* Magnon transistor for all-magnon data processing // Nature Communications. — 2014. — авг. — т. 5, № 1. — DOI: [10.1038/ncomms5700](https://doi.org/10.1038/ncomms5700). — URL: <https://doi.org/10.1038/ncomms5700>.
40. *Neisser M., Wurm S.* ITRS lithography roadmap: 2015 challenges // Advanced Optical Technologies. — 2015. — янв. — т. 4, № 4. — DOI: [10.1515/aot-2015-0036](https://doi.org/10.1515/aot-2015-0036). — URL: <https://doi.org/10.1515/aot-2015-0036>.
41. Route toward semiconductor magnonics: Light-induced spin-wave nonreciprocity in a YIG/GaAs structure / A. V. Sadovnikov [и др.] // Phys. Rev. B. — 2019. — февр. — т. 99, вып. 5. — с. 054424. — DOI: [10.1103/PhysRevB.99.054424](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.99.054424). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.99.054424>.
42. Magnon Straintronics to Control Spin-Wave Computation: Strain Reconfigurable Magnonic-Crystal Directional Coupler / A. V. Sadovnikov [и др.] // IEEE Magnetics Letters. — 2019. — т. 10. — с. 1–5. — DOI: [10.1109/LMAG.2019.2943117](https://doi.org/10.1109/LMAG.2019.2943117).
43. Spin waves in YIG based magnonic networks: design and technological aspects / Y. Khivintsev [и др.] // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2021. — с. 168754. — DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2021.168754>. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885321009823>.
44. *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. — июль. — т. 229, № 3. — с. 81–144. — DOI: [10.1016/0370-1573\(93\)90107-o](https://doi.org/10.1016/0370-1573(93)90107-o). — URL: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(93\)90107-o](https://doi.org/10.1016/0370-1573(93)90107-o).
45. *Gurevich A. G., Melkov G. A.* Magnetization Oscillations and Waves //. — 1996.
46. *Ishak W. S.* Magnetostatic wave technology: A review // Proceedings of the IEEE. — 1988. — т. 76, № 2. — с. 171–187.
47. Manipulation of the Dzyaloshinskii–Moriya Interaction in Co/Pt Multilayers with Strain / N. S. Gusev [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2020. — апр. — т. 124,

- вып. 15. — с. 157202. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.124.157202](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.157202). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.124.157202>.
48. Thermally controlled confinement of spin wave field in a magnonic YIG waveguide / P. Borys [и др.] // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2020. — март. — т. 498. — с. 166154. — DOI: [10.1016/j.jmmm.2019.166154](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.166154). — URL: <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.166154>.
49. *Dunaev S., Fetisov Y.* Effect of pulsed optical heating on magnetostatic wave propagation in ferrite film // IEEE Trans on Mag. — 1995. — т. 31, № 6. — с. 3488—3490. — DOI: [10.1109/20.489545](https://doi.org/10.1109/20.489545). — URL: <https://doi.org/10.1109/20.489545>.
50. Control of Spin-Wave Propagation using Magnetisation Gradients / M. Vogel [и др.] // Scientific Reports. — 2018. — июль. — т. 8, № 1. — DOI: [10.1038/s41598-018-29191-2](https://doi.org/10.1038/s41598-018-29191-2). — URL: <https://doi.org/10.1038/s41598-018-29191-2>.
51. *Demokritov S.* Brillouin light scattering studies of confined spin waves: linear and nonlinear confinement // Physics Reports. — 2001. — июль. — т. 348, № 6. — с. 441—489. — DOI: [10.1016/s0370-1573\(00\)00116-2](https://doi.org/10.1016/s0370-1573(00)00116-2). — URL: [https://doi.org/10.1016/s0370-1573\(00\)00116-2](https://doi.org/10.1016/s0370-1573(00)00116-2).
52. *Damon R. W., Eshbach J.* Magnetostatic modes of a ferromagnet slab // Journal of Physics and Chemistry of Solids. — 1961. — Vol. 19, no. 3/4. — P. 308—320.
53. Surface spin waves propagation in tapered magnetic stripe / D. V. Kalyabin [и др.] // Journal of Applied Physics. — 2019. — нояб. — т. 126, № 17. — с. 173907. — DOI: [10.1063/1.5099358](https://doi.org/10.1063/1.5099358). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.5099358>.
54. Excitation of short-wavelength spin waves in magnonic waveguides / V. Demidov [и др.] // Applied Physics Letters. — 2011. — т. 99, № 8. — с. 082507. — DOI: [10.1063/1.3631756](https://doi.org/10.1063/1.3631756).
55. Generation of propagating backward volume spin waves by phase-sensitive mode conversion in two-dimensional microstructures / T. Brächer [и др.] // Applied Physics Letters. — 2013. — т. 102, № 13. — с. 132411. — DOI: [10.1063/1.4800005](https://doi.org/10.1063/1.4800005). — eprint: <https://doi.org/10.1063/1.4800005>. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4800005>.

56. Diffraction of spin waves from a submicrometer-size defect in a microwaveguide / D. R. Birt [и др.] // Applied Physics Letters. — 2009. — сент. — т. 95, № 12. — с. 122510. — DOI: [10.1063/1.3237168](https://doi.org/10.1063/1.3237168). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.3237168>.
57. Tunneling of Dipolar Spin Waves through a Region of Inhomogeneous Magnetic Field / S. O. Demokritov [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2004. — июль. — т. 93, вып. 4. — с. 047201. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.93.047201](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.047201). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.047201>.
58. Resonant and nonresonant scattering of dipole-dominated spin waves from a region of inhomogeneous magnetic field in a ferromagnetic film / M. P. Kostylev [и др.] // Phys. Rev. B. — 2007. — нояб. — т. 76, вып. 18. — с. 184419. — DOI: [10.1103/PhysRevB.76.184419](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.76.184419). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.76.184419>.
59. Modern Techniques for Characterizing Magnetic Materials / под ред. Y. Zhu. — Springer-Verlag, 2005. — DOI: [10.1007/b101202](https://doi.org/10.1007/b101202). — URL: <https://doi.org/10.1007/b101202>.
60. Phase-sensitive Brillouin light scattering spectroscopy from spin-wave packets / A. A. Serga [и др.] // Applied Physics Letters. — 2006. — авг. — т. 89, № 6. — с. 063506. — DOI: [10.1063/1.2335627](https://doi.org/10.1063/1.2335627). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2335627>.
61. *Demidov V. E., Urazhdin S., Demokritov S. O.* Control of spin-wave phase and wavelength by electric current on the microscopic scale // Applied Physics Letters. — 2009. — т. 95, № 26. — с. 262509. — DOI: [10.1063/1.3279152](https://doi.org/10.1063/1.3279152). — eprint: <https://doi.org/10.1063/1.3279152>. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.3279152>.
62. Excitation of coherent propagating spin waves by pure spin currents / V. E. Demidov [и др.] // Nature Communications. — 2016. — янв. — т. 7, № 1. — DOI: [10.1038/ncomms10446](https://doi.org/10.1038/ncomms10446). — URL: <https://doi.org/10.1038/ncomms10446>.
63. *Damon R., Eshbach J.* Magnetostatic modes of a ferromagnet slab // Journal of Physics and Chemistry of Solids. — 1961. — май. — т. 19, № 3/4. — с. 308—320. — DOI: [10.1016/0022-3697\(61\)90041-5](https://doi.org/10.1016/0022-3697(61)90041-5). — URL: [https://doi.org/10.1016/0022-3697\(61\)90041-5](https://doi.org/10.1016/0022-3697(61)90041-5).

64. *Landau Lev Davidovich ; Lifshitz E.* On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies // *Phys. Z. Sowjet.* — 1935. — № 8. — с. 153.
65. *Gilbert T. L.* A Lagrangian Formulation of the Gyromagnetic Equation of the Magnetization Field // *Physical Review D.* — 1955. — т. 100. — с. 1243.
66. The design and verification of MuMax3 / A. Vansteenkiste [и др.] // *AIP Advances.* — 2014. — окт. — т. 4, № 10. — с. 107133. — DOI: [10.1063/1.4899186](https://doi.org/10.1063/1.4899186). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4899186>.
67. *Prabhakar A., Stancil D.* Spin Waves. — Springer US, 2009. — DOI: [10.1007/978-0-387-77865-5](https://doi.org/10.1007/978-0-387-77865-5). — URL: <https://doi.org/10.1007/978-0-387-77865-5>.
68. Magnon-phonon interactions in magnon spintronics (Review article) / D. A. Bozhko [и др.] // *Low Temperature Physics.* — 2020. — т. 46, № 4. — с. 383—399. — DOI: [10.1063/10.0000872](https://doi.org/10.1063/10.0000872). — eprint: <https://doi.org/10.1063/10.0000872>. — URL: <https://doi.org/10.1063/10.0000872>.
69. Spin-wave intermodal coupling in the interconnection of magnonic units / A. V. Sadovnikov [и др.] // *Applied Physics Letters.* — 2018. — апр. — т. 112, № 14. — с. 142402. — DOI: [10.1063/1.5027057](https://doi.org/10.1063/1.5027057). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.5027057>.
70. Neuromorphic Calculations Using Lateral Arrays of Magnetic Microstructures with Broken Translational Symmetry / A. V. Sadovnikov [и др.] // *JETP Letters.* — 2018. — сент. — т. 108, № 5. — с. 312—317. — DOI: [10.1134/s0021364018170113](https://doi.org/10.1134/s0021364018170113). — URL: <https://doi.org/10.1134/s0021364018170113>.
71. Controlling the Properties of Spin-Wave Transport in a Semiring Magnon Microwaveguide / V. A. Gubanov [и др.] // *Technical Physics.* — 2019. — нояб. — т. 64, № 11. — с. 1636—1641. — DOI: [10.1134/s1063784219110136](https://doi.org/10.1134/s1063784219110136). — URL: <https://doi.org/10.1134/s1063784219110136>.
72. *Gilbert T. L., Kelly J. M.* "Anomalous rotational damping in ferromagnetic sheets" in *Conf. Magnetism and Magnetic Materials*, Pittsburgh, PA, June 14–16 // *American Institute of Electrical Engineers.* — 1955. — с. 253—263.

73. Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics / S. A. Nikitov [и др.] // Phys. Usp. — 2015. — т. 58, № 10. — с. 1002—1028. — DOI: [10.3367/UFNe.0185.201510m.1099](https://doi.org/10.3367/UFNe.0185.201510m.1099). — URL: <https://ufn.ru/en/articles/2015/10/h/>.
74. Magnetization oscillations and waves driven by pure spin currents / V. Demidov [и др.] // Physics Reports. — 2017. — февр. — т. 673. — с. 1—31. — DOI: [10.1016/j.physrep.2017.01.001](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2017.01.001). — URL: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2017.01.001>.
75. Low damping and microstructural perfection of sub-40nm-thin yttrium iron garnet films grown by liquid phase epitaxy / C. Dubs [и др.] // Phys. Rev. Materials. — 2020. — февр. — т. 4, вып. 2. — с. 024416. — DOI: [10.1103/PhysRevMaterials.4.024416](https://doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.4.024416). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevMaterials.4.024416>.
76. Growth and ferromagnetic resonance properties of nanometer-thick yttrium iron garnet films / Y. Sun [и др.] // Applied Physics Letters. — 2012. — т. 101, № 15. — с. 152405. — DOI: [10.1063/1.4759039](https://doi.org/10.1063/1.4759039). — eprint: <https://doi.org/10.1063/1.4759039>. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4759039>.
77. Spin excitations in laser-molecular-beam epitaxy-grown nanosized YIG films: towards low relaxation and desirable magnetization profile / L. V. Lutsev [и др.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2020. — май. — т. 53, № 26. — с. 265003. — DOI: [10.1088/1361-6463/ab7ca7](https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab7ca7). — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab7ca7>.
78. Spin-wave filters based on thin Y₃Fe₅O₁₂ films on Gd₃Ga₅O₁₂ and Si substrates for microwave applications / L. V. Lutsev [и др.] // Journal of Applied Physics. — 2020. — т. 127, № 18. — с. 183903. — DOI: [10.1063/5.0007338](https://doi.org/10.1063/5.0007338). — eprint: <https://doi.org/10.1063/5.0007338>. — URL: <https://doi.org/10.1063/5.0007338>.
79. *Zsolt Marcell Temesvari Dora Marosa P. K.* Review of Mobile Communication and the 5G in Manufacturing // Procedia Manufacturing. — 2019. — т. 32. — с. 600—612. — DOI: <https://doi.org/10.1016/j.promfg.2019.02.259>. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S235197891930294X> ; 12th International Conference Interdisciplinarity in Engineering, INTER-ENG 2018, 4â5 October 2018, Tirgu Mures, Romania.

80. Magnon Straintronics: Reconfigurable Spin-Wave Routing in Strain-Controlled Bilateral Magnetic Stripes / A. V. Sadovnikov [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — июнь. — т. 120, вып. 25. — с. 257203. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.120.257203](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.257203). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.257203>.
81. *Nikitov S., Tailhades P., Tsai C.* Spin waves in periodic magnetic structures—magnonic crystals // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* — 2001. — нояб. — т. 236, № 3. — с. 320—330. — DOI: [10.1016/S0304-8853\(01\)00470-X](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(01)00470-X). — URL: [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(01\)00470-X](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(01)00470-X).
82. Modified dispersion law for spin waves coupled to a superconductor / I. A. Golovchanskiy [и др.] // *Journal of Applied Physics.* — 2018. — дек. — т. 124, № 23. — с. 233903. — DOI: [10.1063/1.5077086](https://doi.org/10.1063/1.5077086). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.5077086>.
83. Spin-Wave Drop Filter Based on Asymmetric Side-Coupled Magnonic Crystals / A. V. Sadovnikov [и др.] // *Phys. Rev. Applied.* — 2018. — май. — т. 9, вып. 5. — с. 051002. — DOI: [10.1103/PhysRevApplied.9.051002](https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.9.051002). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.9.051002>.
84. Ferromagnetic resonance in permalloy metasurfaces / N. Noginova [и др.] // *Applied Magnetic Resonance.* — 2021. — т. 52, № 7. — с. 749—758.
85. Exquisite growth control and magnetic properties of yttrium iron garnet thin films / C. Tang [и др.] // *Applied Physics Letters.* — 2016. — т. 108, № 10.
86. Interfacial orbital preferential occupation induced controllable uniaxial magnetic anisotropy observed in Ni/NiO (110) heterostructures / Y.-J. Zhang [и др.] // *npj Quantum Materials.* — 2017. — т. 2, № 1. — с. 17.
87. Magnetic pseudoresonance in manganite thin films / V. Atsarkin [и др.] // *Applied Magnetic Resonance.* — 2014. — т. 45. — с. 809—816.
88. *Vasilevskaya T., Volodin S., Sementsov D.* Ferromagnetic resonance and bistability field in a uniaxial magnetic film // *Technical Physics.* — 2011. — т. 56. — с. 1373—1377.

89. *Durach M., Noginova N.* Spin angular momentum transfer and plasmogalvanic phenomena // *Physical Review B*. — 2017. — т. 96, № 19. — с. 195411.
90. *Bliokh K. Y., Bekshaev A. Y., Nori F.* Optical momentum and angular momentum in complex media: from the Abraham–Minkowski debate to unusual properties of surface plasmon-polaritons // *New Journal of Physics*. — 2017. — т. 19, № 12. — с. 123014.
91. Magnetic anisotropy in strained manganite films and bicrystal junctions / V. Demidov [и др.] // *Journal of Applied Physics*. — 2013. — т. 113, № 16.
92. Crossover in the surface anisotropy contributions of ferromagnetic films on rippled Si surfaces / M. Liedke [и др.] // *Physical Review B*. — 2013. — т. 87, № 2. — с. 024424.
93. Tunable magnetic anisotropy in permalloy thin films grown on holographic relief gratings / J. Berendt [и др.] // *Applied Physics Letters*. — 2014. — т. 104, № 8.
94. Uniaxial magnetic anisotropy in nanostructured Co/Cu (001): from surface ripples to nanowires / R. Moroni [и др.] // *Physical review letters*. — 2003. — т. 91, № 16. — с. 167207.
95. Strong uniaxial magnetic anisotropy in Co films on highly ordered grating-like nanopatterned Ge surfaces / S. A. Mollick [и др.] // *Nanotechnology*. — 2018. — т. 29, № 12. — с. 125302.
96. Collective and localized modes in 3D magnonic crystals / E. Beginin [и др.] // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2019. — т. 492. — с. 165647.
97. *Vysotskii S., Nikitov S., Filimonov Y. A.* Magnetostatic spin waves in two-dimensional periodic structures (magnetophoton crystals) // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. — 2005. — т. 101. — с. 547–553.
98. *Sokolovskyy M. L., Krawczyk M.* The magnetostatic modes in planar one-dimensional magnonic crystals with nanoscale sizes // *Journal of Nanoparticle Research*. — 2011. — март. — т. 13, № 11. — с. 6085–6091. — DOI: [10.1007/s11051-011-0303-5](https://doi.org/10.1007/s11051-011-0303-5). — URL: <https://doi.org/10.1007/s11051-011-0303-5>.
99. *Stancil D. D.* Theory of magnetostatic waves. — Springer Science & Business Media, 2012.

100. Observation of Spontaneous Coherence in Bose-Einstein Condensate of Magnons / V. E. Demidov [и др.] // Physical Review Letters. — 2008. — янв. — т. 100, № 4. — DOI: [10.1103/physrevlett.100.047205](https://doi.org/10.1103/physrevlett.100.047205). — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.100.047205>.
101. Band gap formation and control in coupled periodic ferromagnetic structures / M. A. Morozova [и др.] // Journal of Applied Physics. — 2016. — т. 120, № 22. — с. 223901. — DOI: [10.1063/1.4971410](https://doi.org/10.1063/1.4971410). — eprint: <https://doi.org/10.1063/1.4971410>. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4971410>.
102. *Graczyk P., Zelent M., Krawczyk M.* Co- and contra-directional vertical coupling between ferromagnetic layers with grating for short-wavelength spin wave generation // New Journal of Physics. — 2018. — май. — т. 20, № 5. — с. 053021. — DOI: [10.1088/1367-2630/aabb48](https://doi.org/10.1088/1367-2630/aabb48). — URL: <https://doi.org/10.1088/1367-2630/aabb48>.
103. Effective dipolar boundary conditions for dynamic magnetization in thin magnetic stripes / K. Y. Guslienko [и др.] // Physical Review B. — 2002. — окт. — т. 66, № 13. — DOI: [10.1103/physrevb.66.132402](https://doi.org/10.1103/physrevb.66.132402). — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.66.132402>.
104. *Venkat G., Fangohr H., Prabhakar A.* Absorbing boundary layers for spin wave micromagnetics // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2018. — март. — т. 450. — с. 34–39. — DOI: [10.1016/j.jmmm.2017.06.057](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.06.057). — URL: <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.06.057>.
105. Spin-wave spectrum of a magnonic crystal with an isolated defect / V. V. Kruglyak [и др.] // Journal of Applied Physics. — 2005. — т. 99. — URL: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:118881358>.

Список иллюстраций

1.1	Распределение m_z компоненты СВ для первой широтной моды (а,б) и суперпозиции первой и третьей широтных мод (в,г) возбуждения СВ в случае индуцированного лазером теплового ландшафта внутри ЖИГ волновода (желтая круговая область). В левой части - СВ с волновыми числами k_+ , в правой - СВ с волновыми числами k_- . Моделирование проводилось при частоте возбуждения $f=7.35$ ГГц.	15
1.2	Схематическое изображение экспериментальной установки радиофизического эксперимента	17
1.3	Схематичное изображение экспериментальной установки Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии	18
1.4	Схематичное изображение модернизированной экспериментальной установки Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии для получения фазового разрешения	19
1.5	длительность импульсов при $I_{SW} \sim I_{mod}$ (а) и $I_{SW} < I_{mod}$ (б).	20
2.1	Схематическое изображение исследуемой структуры и области лазерного нагрева. На вставке показано распределение температуры нагрева, полученное инфракрасной камерой в области пленки ЖИГ 2.3×2.3 мм ²	25
2.2	(а) Амплитудно-частотная характеристика фазового модулятора и полоса рабочих частот для эксперимента, обозначенная зеленым цветом; (б) эскиз пересечения длительностей импульсов СВ и модулятора	26
2.3	График зависимости коэффициента поглощения оптического излучения К от длины волны оптического излучения для пленок ЖИГ толщинами 10 мкм (синяя пунктирная линия), 5 мкм (красная сплошная линия) и 200 нм (черная пунктирная линия).	28

- 2.4 Двумерные карты распределения I_{phase} (а,в), полученные из эксперимента МБС и карты распределения m_z (б,г) компоненты, полученные из микромагнитного моделирования. Все данные получены на частоте $f = 7.35$ ГГц. Левая колонка - случай без локального нагрева, правая колонка - случай создания нагреваемой области внутри волновода ЖИГ - в качестве примера на 2.4 (г) отмечена желтая круглая область. 30
- 2.5 Двумерные карты распределения I_{SW} (а,в), полученные из эксперимента МБС и карты распределения $I = m_z^2$ (б,г) компоненты, полученные из микромагнитного моделирования. Все данные получены на частоте $f = 7.35$ ГГц. Левая колонка - случай без локального нагрева, правая колонка - случай создания нагреваемой области внутри волновода ЖИГ. 31
- 2.6 Распределение компоненты m_z для профиля намагниченности соответствующее экспериментальному распределению тепла. . . . 32
- 2.7 Распределение m_z компоненты СВ для первой широтной моды (а,б) и суперпозиции первой и третьей широтных мод (в,г) возбуждения СВ в случае индуцированного лазером теплового ландшафта внутри ЖИГ волновода (желтая круговая область). В левой части - СВ с волновыми числами k_+ , в правой - СВ с волновыми числами k_- . Моделирование проводилось при частоте возбуждения $f=7.35$ ГГц. 33
- 2.8 Результаты микромагнитного моделирования - распределение m_z компоненты (а) и интеграла m_z вдоль оси y (б) для диаметра нагретой области равного 1000 мкм. На вставке представлены профили СВ в нагретой области для следующих случаев уменьшения намагниченности: $\delta = 0.95$ (синий круг), $\delta = 0.98$ (красный круг) и $\delta = 0.99$ (зеленый круг). 35
- 2.9 Амплитудно-частотные характеристики, полученные для диаметров пятна $d = 1000$ мкм (а) и $d = 1500$ мкм (б). Цветом отмечено разное значение величины нагрева: $\delta = 0.95$ -синяя сплошная линия, $\delta = 0.98$ - красная сплошная линия и $\delta = 0.99$ - зеленая сплошная линия. 36

- 2.10 Карты распределения m_z компоненты намагниченности СВ для выбранных частот, представленных на рисунке 2.9: а) $\delta = 1$, $f=7.26$ ГГц, $d=0$ мкм; б) $\delta = 0.9$, $f=7.26$ ГГц, $d=500$ мкм; в) $\delta = 0.9$, $f=7.26$ ГГц, $d=1000$ мкм; г) $\delta = 0.9$, $f=7.31$ ГГц, $d=1000$ мкм; д) $\delta = 0.9$, $f=7.345$ ГГц, $d=1000$ мкм; е) $\delta = 0.9$, $f=7.35$ ГГц, $d=1500$ мкм. 37
- 2.11 Передаточные характеристики, полученные методом микромагнитного моделирования на выходной антенне P_{out} для различных значений нагрева. вставка: спектры пропускания для различных значений δ : $\delta = 0.95$, $\delta = 0.98$ и $\delta = 0.99$ 39
- 2.12 Передаточные характеристики, полученные методом микроволновой спектроскопии для различных величин нагрева. 40
- 2.13 Величины провалов Δ на передаточных характеристиках (а) и средний уровень передачи ϵ (б) в случаях разного размера областей лазерного нагрева от $d/w = 0.125$ до 0.75 как функция намагниченности в результате локального лазерного нагрева. 41
- 2.14 Распределение m_z компоненты намагниченности с различным уменьшением намагниченности относительно нормального значения M_0 при $d/w = 0.25$: $\delta = 1$ (без нагрева) на $f_1 = 7.18$ ГГц (а), $\delta = 0.99$ на $f_1 = 7.18$ (б) и $\delta = 0.98$ на $f_2 = 7.31$ ГГц (в). 43
- 2.15 Рассчитанные карты $|\psi|^2$ и $Re(\psi)$ для режима первой ширины (а) и суперпозиции режима первой и третьей ширины (б). 44
- 3.1 Схематическое изображение структуры с нарушением трансляционной симметрии типа "подкова" с прилагаемым лазерным излучением. 50
- 3.2 (а) Схематическое изображение введенной криволинейной координаты ξ в рассматриваемой структуре. Карты распределения внутреннего магнитного поля в случае приложения внешнего магнитного поля вдоль оси x (0 градусов) (а) и отклонения на 30 градусов (б) и 90 градусов (в). 50

- 3.3 (а) Профили распределения внутреннего магнитного поля H_{int} вдоль криволинейной координаты ξ для двух ориентаций внешнего магнитного поля - вдоль оси x (красная линия), отклонения на 30 градусов от оси x (зеленая линия) и вдоль оси y (синяя линия). (б) Карта распределения соотношения внутренних магнитных полей H_{int} при изменении направления внешнего магнитного поля H_0 от 0 градусов (ориентирован вдоль оси x) до 90 градусов (ориентирован вдоль оси y) при значениях криволинейной координаты $\xi = 0.5$ и $\xi = 0$ 51
- 3.4 (а) Мощность спин волнового сигнала в области входной антенны P_1 и выходной антенны P_2 в полукольцевом магнетронном микроволноводе радиусом $r = 2w$; пространственное распределение интенсивности СВ на частоте $f = 5.24$ ГГц (б) и $f = 5.3$ ГГц (в). 53
- 3.5 Полученные методом микромагнитного моделирования Амплитудно-частотные характеристики для случая возбуждения ПМСВ (а) и для случая возбуждения ООМСВ (б). Синяя линия характерна для случая без приложения локального лазерного нагрева в области скругления, красная линия - при приложении локального лазерного нагрева в области скругления. 55
- 3.6 Карты распределения интенсивности СВ, полученные экспериментальным методом МБС (а-в) и при помощи микромагнитного моделирования (г-е) при изменении отклонении направления внешнего магнитного поля на - 15°(а,г), 0°(г,д), 15°(в,е). 57
- 3.7 Распределение внутреннего магнитного поля для случая возбуждения ПМСВ и ООМСВ (красная и синяя линия) без приложения локального лазерного нагрева (линия 1 и 3) и в случае приложения локального лазерного нагрева (линия 2 и 4). . 58

- 3.8 Полученные методом Мандельштам бриллюэновской спектроскопии частотно-пространственные карты распределения интенсивности спиновой волны при возбуждении ПМСВ без приложения (а) и с приложением локального лазерного нагрева (б); при возбуждении ООМСВ без приложения (в) и с приложением локального лазерного нагрева (г). 60
- 3.9 Полученные методом Мандельштам бриллюэновской спектроскопии частотно-пространственные карты распределения интенсивности спиновой волны при возбуждении ПМСВ без приложения (а) и с приложением локального лазерного нагрева (б); при возбуждении ООМСВ без приложения (в) и с приложением локального лазерного нагрева (г). 61
- 3.10 Карты распределения интенсивности спиновой волны, полученные методом Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии при возбуждении ПМСВ для случая без приложения локального лазерного нагрева (а) и при приложении локального лазерного нагрева (б); при возбуждении ООМСВ для случая без приложения локального лазерного нагрева (в) и с приложением локального лазерного нагрева (г). 62
- 3.11 Полученные методом Мандельштам бриллюэновской спектроскопии частотно-пространственные карты распределения интенсивности спиновой волны при возбуждении ПМСВ без приложения (а) и с приложением локального лазерного нагрева (б); при возбуждении ООМСВ без приложения (в) и с приложением локального лазерного нагрева (г). 63
- 3.12 Полученные методом микромагнитного моделирования распределения m_z компоненты намагниченности на частоте $f = 5.1$ GHz с приложением локального лазерного нагрева. 64
- 3.13 Описание дисперсионных характеристик в случае возбуждения ПМСВ(а) и в случае возбуждения ООМСВ (б) для системы, когда рассматривается «П-образный» волновод. 65
- 4.1 (а) Профили структур P_y/DVD , P_y/BR и P_y/CD . (б) Ориентация образца в экспериментах по измерению ФМР. Рисунок взят из работы [84]. 71

- 4.2 (а) Типичные спектры ФМР и (б) положение главного пика как функция θ в структуре P_y/DVD . Пунктирная линия - подгонка по уравнению (4.1). (в) Положения пиков в P_y/CD (звездочки) и P_y/DVD (кружки), основной пик (закрытые символы), дополнительный компонент (открытые символы). (г) Позиции двух пиков в P_y/BR в зависимости от угла. Рисунок взят из работы [84]. 72
- 4.3 Распределение внутреннего магнитного поля при различных углах поворота: (а) $\theta = 90^\circ$, (б) $\theta = 45^\circ$ (в) $\theta = 0^\circ$. Рисунок взят из работы [84]. 75
- 4.4 (а) Моделируемое СВЧ-поглощение (10 ГГц) в зависимости от поля. (б) Зависимость положения пиков от угла ориентации, (в) Сравнение с экспериментом. Экспериментальные данные показаны символами, результаты численного моделирования - сплошными следами. Цифрами 1, 2, 3 обозначены соответствующие пики. Рисунок взят из работы [84]. 76
- 4.5 (а, б) Стоячие моды при (а) перпендикулярной ориентации и (б) произвольном угле; (в) Резонансное поле в зависимости от k , моделирование. Цифрами 1, 2, 3 обозначены соответствующие наборы данных рис. 4.4. Рисунок взят из работы [84]. 77
- 4.6 (а-в) Распределения динамической намагниченности m_x (левые панели) и профили m_x вдоль нижнего горизонтального участка (справа) в условиях резонанса пиков 1, 2 и 3 при $\theta = 0$, (а) $B_0 = 0.052\text{T}$, (б) $B_0 = 0.0835\text{ T}$ и (в) $B_0=0.126\text{T}$. Красные пунктирные следы - синусоидальные профили с периодичностью (а) $2d$, (б) d и (в) $2d/3$. (г) Эксперимент (точки) и теория (пунктирная линия). P_y/DVD , основной пик (кружки), дополнительный пик б: (треугольники); P_y/CD (звезды), P_y/BR (квадраты). Численное моделирование (пунктир) и кривая, полученная исходя из дисперсии ПМСВ (сплошная). Рисунок взят из работы [84]. 78
- 4.7 Изображение исследуемой структуры в случае возбуждения волны в MC_2 (а) и MC_1 (б). 80

- 4.8 Частотная зависимость модуля комплексного коэффициента передачи S_{21} при возбуждении и приеме сигнала в структуре MC_2 . 81
- 4.9 Карта распределения величины внутреннего магнитного поля вдоль оси z в зависимости от расстояния между магнетонными кристаллами MC_1 и MC_2 (а). Профили внутреннего магнитного поля в зависимости от расстояния между магнетонными кристаллами MC_1 и MC_2 (б). 83
- 4.10 Случай возбуждения СВ в узком магнетонном кристалле MC_2 . Результаты эксперимента МБС: карты пространственного распределения интенсивности $I_{BLS}(y,z)$ (а). Результаты микромагнитного моделирования: карты распределения величины спиновой волны $I(y,z) = \sqrt{m_x^2 + m_y^2}$ (б) и компоненты намагниченности m_x (в). Область рамки (обозначенная пунктиром) соответствует краям структуры из ЖИГ, а область магнетонных кристаллов находится в диапазоне $0.6 < y < 3.5$ мм. Данные получены для $H_0 = 1300$ Э при комнатной температуре. . 84
- 4.11 Случай возбуждения СВ в узком магнетонном кристалле MC_1 . Результаты эксперимента МБС: карты пространственного распределения интенсивности $I_{BLS}(y,z)$ (а). Результаты микромагнитного моделирования: карты распределения величины спиновой волны $I(y,z) = \sqrt{m_x^2 + m_y^2}$ (б) и компоненты намагниченности m_x (в). Область рамки (обозначенная пунктиром) соответствует краям структуры из ЖИГ, а область магнетонных кристаллов находится в диапазоне $0.6 < y < 3.5$ мм. Данные получены для $H_0 = 1300$ Э при комнатной температуре. . 85
- 4.12 (а) и (б) показывают одномерный профиль интенсивности спиновых волн внутри MC_1 (I_1) и MC_2 (I_2). 88
- 4.13 Схематический эскиз концепции связанных магнетонных кристаллов, выполняющих функцию частотно-селективного канализирования спиновых волн: случай возбуждения СВ в MC_2 на частоте f_{B2} (а) и СВ возбуждения в MC_1 на частоте f_{B1} (б). 89

- 4.14 Экспериментально полученные дисперсионные кривые (а) и амплитудно-частотная характеристика (б) для $MC1$ (красная пунктирная линия) и $MC2$ (синяя сплошная линия). 90
- 4.15 Цветная карта абсолютного значения двумерного преобразования Фурье D_s в результате микромагнитного моделирования для эффективных дисперсионных кривых спиновых волн, распространяющихся в связанной системе магнетонных кристаллов с различной шириной. 91
- 4.16 Частотная зависимость спин-волнового пропускания при расположении портов P_1 , P_2 и P_3 в результате микромагнитного моделирования. 92
- 4.17 (а) Экспериментально измеренный (метод микроволновой спектроскопии) коэффициент пропускания для $MC1$ (синяя сплошная кривая) и $MC2$ (красная пунктирная кривая) в случае возбуждения узкого магнетонного кристалла ($MC1$). Зеленая кривая в (а) соответствует сигналу, отраженному обратно в порт P_3 . Значение магнетонного поля смещения составляло $H_0 = 0.13$ Т. 93
- 4.18 Схематическое изображение структуры двух неидентичных магнетонных кристаллов с одинаковым периодом с расположенными на одном и том же расстоянии областей с дефектом, представляющей собой область без периодичности. . . 95
- 4.19 Амплитудно-частотные характеристики, полученные методом микромагнитного моделирования, для МК1 (а) и МК2 (б), полученные в начальной области магнетонного кристалла (красная кривая), в области дефекта (синяя линия) и в конечной области магнетонного кристалла (черная кривая). На вставках указаны схематическое положение съемных антенн. . . 96
- 4.20 Карты распределения интенсивности спиновой волны в системе связанных магнетонных кристаллов на частотах возбуждения 5.165 ГГц (а), 5.22 ГГц (б), 5.27 ГГц (в) и 5.33 ГГц (г). Величина внешнего магнетонного поля 1200 Э. 97

- 4.21 Изображение исследуемой латеральной структуры планарный волновод/гофрированный волновод без добавления дефектной области (а) и при добавлении в область гофрированного волновода дефектной области (б). 98
- 4.22 Амплитудно-частотные характеристики для случаев параметра $a = 40$ мкм (а) без введения в систему дефектной области l_{def} и для случая параметра $a = 40$ мкм (б) при введении в систему дефектной области l_{def} . Для получения амплитудно-частотных характеристик в моделируемой структуре на входной порт P_1 (коричневая линия) подавался сигнал, а на выходных портах P_2 (зеленая линия), P_3 (синяя линия) и P_4 (красная линия) снимался. 99
- 4.23 Пространственные карты распределения m_z компоненты намагниченности и интенсивности СВ в системе без дефектной области на частоте $f = 5.28$ ГГц (а,б) при параметре $a = 40$ мкм и на при параметре $a = 60$ мкм на частоте $f = 5.25$ ГГц (в,г). . . 100