

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

На правах рукописи



Грачев Андрей Андреевич

**Управление спектром спиновых волн в латеральных
гетероструктурах**

1.3.4. — Радиофизика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

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

Саратов — 2021

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Трансформация спектра дипольных спиновых волн в магنونных кристаллах под действием распределённых упругих деформаций	15
1.1 Численное моделирование распределённых упругих деформаций и спектра собственных мод в одиночном магنونном кристалле с пьезоэлектрическим слоем	16
1.2 Микромагнитное моделирование и экспериментальное исследование процессов распространения дипольных спиновых волн в магنونном кристалле с пьезоэлектрическим слоем	23
1.3 Влияние упругих деформаций на спектр дипольных спиновых волн в латеральной системе магنونных кристаллов. Экспериментальное исследование.	27
1.4 Численное моделирование спектра собственных мод в латеральных магنونных кристаллах с пьезоэлектрическим слоем	32
1.5 Выводы по первой главе	38
Глава 2. Эффекты гибридизации дипольных спиновых волн и электромагнитных волн в двух латеральных поперечно-ограниченных магнитных микроволноводах с сегнетоэлектрическим слоем	40
2.1 Описание структуры и экспериментальное исследование	41
2.2 Численное моделирование спектра собственных мод латеральной структуры	44
2.3 Выводы по второй главе	50

Глава 3. Трансформация спектра дипольных спиновых волн в латеральной системе трех магнитных микроволноводов с помощью изменения ориентации внешнего магнитного поля и распределённых упругих деформаций	51
3.1 Экспериментальное исследование латеральной системы ЖИГ-микроволноводов	52
3.2 Микромагнитное моделирование латеральной структуры при изменении угла подмагничивания	56
3.3 Исследование процессов трансформации спектра собственных мод латеральной структуры при изменении угла подмагничивания	61
3.4 Формирование волноводных каналов в поперечно-ограниченном ферритовом микроволноводе	68
3.5 Управляемая дипольная связь в латеральных ферритовых микроволноводах	75
3.6 Выводы по третьей главе	90
Заключение	92
Список литературы	95
Список рисунков	111

Введение

В настоящее время традиционным [1; 2] подходом для генерации, передачи и обработки информационных сигналов является использование систем, построенных на основе полупроводниковых транзисторов в качестве базовых элементов. Носителем информационных сигналов в этом случае является электрический ток с электронной или дырочной составляющей. Уменьшение топологических норм и соответствующее увеличение количества транзисторов в интегральных схемах возможно только при решении ряда принципиальных проблем - проблемы выделения тепла из-за омических потерь и проблемы организации внутренних межэлементных связей в интегральных схемах [3; 4].

Решением проблемы преодоления ограничений полупроводниковых технологий занимается магноника [4–13] – новое направление в физике конденсированного состояния вещества, использующее эффекты процессов переноса магнитного момента или спина электрона вместо переноса заряда, открывающее новые возможности применения спиновых волн (СВ) для построения элементной базы приборов обработки, передачи и хранения информации в микроволновом и терагерцевом диапазонах [14–24]. Исследование спин-волновых явлений в микро- и наноразмерных ферромагнетиках представляет фундаментальный интерес для понимания процессов распространения и преобразования волн в средах с пониженной размерностью (одномерных и двумерных) и распределенными неоднородностями – в периодических, модулированных и дискретных средах [25–35].

Как известно, монокристаллы и монокристаллические плёнки железиттриевого граната (ЖИГ) [36–39] отличаются рекордно низкой величиной константы затухания и на протяжении многих лет являются одним из основных объектов для экспериментального исследования спин-волновых явлений, базовым материалом для спин-волновых устройств магноники. На основе массивов микроструктур из ЖИГ оказывается возможным создание магнонных сетей для создания устройств обработки сигналов. При этом информация передается с помощью волноводов СВ, а логические операции реализованы на основе принципов спин-волновой интерференции [40–53]. В работе [54] проведено экспериментальное исследование характеристик магнитостатических волн в струк-

турах ЖИГ/пермаллой в 130 нм ЖИГ плёнке. Обнаружено, что групповая скорость стоячих волн в ЖИГ/Пермаллой значительно выше, чем в чистом ЖИГ. Профили спиновых волн, полученные в результате численного моделирования, позволяют предположить, что обменная связь между слоями ЖИГ и пермаллой приводит к возможности управления свойствами спиновых волн. Многослойные структуры исследуются экспериментально в работе [55] в эпитаксиальной композитной гетероструктуре ЖИГ (35 нм) / Pt (5 нм), выращенной поверх подложки гадолиний-галлиевого граната (ГГГ). Хотя эти плёнки характеризуются большим затуханием по сравнению с пленками, выращенными непосредственно на ГГГ, они позволяют оценить влияние компенсации потерь на распространение спиновых волн при приложении постоянного тока к слою платины. Для создания конкурентоспособных спин-волновых устройств необходимо реализовать элементы магноники с характерным размером элементов в десятки нанометров. Такое уменьшение размеров приводит к новым физическим явлениям, в том числе к возникновению магнитных одномерных объектов [56–61]. Размеры элементов становятся сравнимыми с длиной волны спиновых возбуждений, и на первый план выходит необходимость учета краевых эффектов, возникающих при генерации, распространении и детектировании спиновых волн. При этом отдельный интерес представляет исследование процессов управления СВ в латеральных магнитных структурах на основе ферритовых микроволноводов.

Последние достижения в области создания микро- и наноразмерных магнитных структур на основе изоляционных материалов открывают перспективную альтернативу КМОП (комплементарная структура металл-оксид-полупроводник) технологиям при обработке сигналов. Использование для обработки сигналов магнонных сетей [62–73] позволяет расширить функциональность элементарных узлов вычислительных систем, а также снизить энергопотребление. Микро- и наноразмерные магнитные структуры выступают в качестве многообещающей базы для создания магнонных интегральных схем [74–76], что позволяет преодолеть ограничения КМОП-электроники [77]. В качестве носителей информации в магнонных схемах могут быть использованы квазичастицы, связанные с электронными возбуждениями магнитных материалов, известных как СВ или магноны; однако, возможность перестройки магнонных устройств с помощью магнитного поля медленная и требует значительного энергопотребления. Напротив, электрическая настройка потенциально намного быстрее и более

уместна для приложений на основе потребления энергии. Возможность управлять трансфером СВ как электрическим, так и магнитным полем позволит развивать более эффективные магنونные устройства [71; 78; 79]. В развивающейся сфере информационных технологий появляются всё новые и новые области, такие как BigData и blockchain, в связи с этим наблюдается тенденция увеличения мощностей вычислительных устройств [80—82]. Данное положение стимулирует исследования в этой области, а также приводит к необходимости поиска новых технологий обработки информации, одной из которых должна стать - стрейнтроника. Наибольший интерес для магнонной стрейнтроники [79; 83—93] представляют синтетические мультиферроидные структуры с двумерными деформациями в виде магнитострикционных и пьезоэлектрических слоев, механически связанных друг с другом. Недавние теоретические и экспериментальные исследования показывают, что деформация может быть использована для создания энергоэффективных сложных двухмерных и трёхмерных пьезоэлектрических материалов и структур на основе полупроводников [94—96], сегнетоэлектриков, [97—104] пьезоэлектрических кристаллов или керамики [105—111]. Было также показано, что можно индуцировать сдвиг частоты ферромагнитного резонанса из-за влияния преобразования электрического поля в магнитное поле [105; 112]. Влияние электрического поля на магнитную конфигурацию обусловлено модификацией эффективного внутреннего магнитного поля. Последнее изменяется из-за обратной магнитострикции (эффект Виллари) в результате локальной деформации магнитной пленки. Экспериментально показано, что спин-волновая связь может эффективно использоваться для управления переносом магнонов [113], что привело к созданию класса спин-волновых устройств, таких как, двухканальные направленные ответвители [113; 114], спин-волновые сплиттеры [35; 64]. Эта демонстрация использования спин-волновой связи открывает возможность как для исследования нелинейной динамики СВ [28; 115], так и для механизмов управления спин-волновой связью. В качестве пьезоэлектриков широко используют керамики на основе цирконата-титаната свинца (ЦТС), кристаллы PMN-PT и PZN-PT с большим пьезомодулем, кристаллы нитрида алюминия, лангатата, ниобата лития и другие, отличающиеся высоким отношением пьезомодуля к диэлектрической проницаемости и низкими акустическими потерями. Расширение области использования ЖИГ пленок для создания на их основе различных функциональных элементов магнонных сетей стало

возможным, вследствие исследования свойств СВ, распространяющихся вдоль нерегулярных магнитных микроволноводов с нарушенной трансляционной симметрией [76]. В синтетических композитных мультиферроидных структурах, состоящих из пленки ЖИГ и слоя сегнетоэлектрика или пьезоэлектрика, оказывается возможным управлять спектром магнитостатических волн с помощью изменения как магнитного, так и электрического полей [78; 79]. Магнотно-кристаллические структуры являются функционально более гибкими и обладают большими возможностями для управления линейными и нелинейными характеристиками, чем регулярные спиновые волноводы [25; 116]. Именно поэтому в настоящее время эффекты спиновой динамики в магнотных кристаллах активно исследуются в связи с возможностью построения на их основе широкого ряда устройств записи, хранения и обработки информации. Вопросы создания и оптимизации параметров одномерных магнотных кристаллов с пространственной вариацией толщины регулярного спинового волновода изучены достаточно подробно в [24; 26]. Гораздо более сложным объектом для изучения является регулярные волноводы с периодическим изменением ширины из-за неоднородных внутренних статических полей. Известен ряд работ, в которых численными методами исследуются такого типа магнотные кристаллы (1D-МК) на основе пленок пермаллоя [117; 118]. Поэтому отработка физических принципов создания латеральных микро- и наноструктур на основе магнотной стрейнтроники и их экспериментальные исследования являются одними из приоритетных направлений развития магноники.

Целью данной работы является выявление закономерностей трансформации спектра спин-волновых возбуждений в планарных связанных магнитных микроволноводах и магнотных кристаллах под действием упругих деформаций и при изменении ориентации внешнего магнитного поля.

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

1. Численное моделирование влияния эффектов неоднородных деформаций на магнитные свойства синтетической мультиферроидной гетероструктуры.
2. Численное моделирование влияния неоднородного внутреннего магнитного поля на характеристики распространения спиновых волн в магнитных микроволноводах и магнотных кристаллах. Оптимизация геомет-

- рических параметров ферритовых микроволноводов и пьезослоя для повышения эффективности перекачки мощности спиновых волн.
3. Оценка эффективности управления спектром дипольных спиновых волн при создании распределённых упругих деформаций и при изменении ориентации внешнего магнитного поля в синтетических мультиферроидных структурах на основе планарных магнитных микроволноводов и магнонных кристаллов с помощью радиофизических измерений.
 4. Построение пространственного распределения амплитуды дипольных спиновых волн методом Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии магнитных материалов для определения величины пространственной перекачки мощности СВ в гетероструктурах на основе магнитных микроволноводов и магнонных кристаллов.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В гетероструктуре магнонный кристалл - пьезоэлектрик приложении постоянного электрического поля к пьезоэлектрическому слою вдоль его толщины вызывает сдвиг частотной полосы непропускания в низкочастотную (высокочастотную) область благодаря уменьшению (увеличению) величины внутреннего эффективного магнитного поля в области контакта магнонного кристалла и пьезослоя вследствие эффекта обратной магнитострикции, возникающего на интерфейсе магнонный кристалл - пьезослой.
2. В параллельно ориентированных магнонных кристаллах с пьезоэлектрическим слоем, расположенным над одним из них, осуществляется перестройка двух частотных полос непропускания для спиновых волн, волновое число которых близко к брэгговскому волновому числу одиночного магнонного кристалла. При этом происходит трансформация спектра собственных мод связанных магнонных кристаллов, что также проявляется в изменении ширины частотных полос непропускания вплоть до исчезновения одной из них.
3. В параллельно ориентированных ферритовых микроволноводах шириной w , толщины t , расстояние между которыми d лежит в интервале $2d < t < 6d$, при величине ширины сегнетоэлектрического слоя, равной $2w + d$, гибридизация дипольных спиновых волн, распространяющихся в параллельно ориентированных ферритовых микроволноводах

и электромагнитных волн, распространяющихся в слое сегнетоэлектрика, расположенном над микроволноводами, приводит к увеличению периода пространственной перекачки гибридных электромагнитно-спиновых волн в микроволноводах.

4. При распространении спиновых волн в трёх параллельно ориентированных магнитных микроволноводах осуществляется эффект полной перекачки мощности спиновой волны только в случае направления магнитного поля вдоль микроволноводов. При этом изменение направления внешнего магнитного поля относительно оси микроволноводов приводит к изменению отношения величины мощности дипольных спиновых волн на выходе боковых и центрального микроволноводов.

Научная новизна:

1. С помощью экспериментальных и численных методов выявлены механизмы управления электрическим полем пространственных и передаточных характеристик дипольных спиновых волн в одиночном магнетонном кристалле с пьезоэлектрическим слоем и двух параллельно ориентированных магнетонных кристаллах с пьезоэлектрическим слоем, размещенным на одном из них.
2. Экспериментально показана возможность осуществления перестройки частотой полосы в спектре спиновых волн вследствие распределённых упругих деформаций, возникающих на интерфейсе магнетонный кристалл - пьезослой.
3. Установлено, что в параллельно ориентированных магнетонных кристаллах с пьезоэлектрическим слоем, расположенным над одним из них, осуществляется перестройка двух частотных полос непропускания для спиновых волн, волновое число которых близко к брэгговскому волновому числу одиночного магнетонного кристалла.
4. На основе результатов численного моделирования дана интерпретация физического явления трансформации спектра собственных мод связанных магнетонных кристаллов, что также проявляется в изменении ширины частотных полос непропускания вплоть до исчезновения одной из них.
5. Проведены экспериментальное и численное исследования режимов формирования пространственных структур при распространении гибридных

- ных электромагнитно-спиновых волн в параллельно ориентированных ферритовых микроволноводах с сегнетоэлектрическим слоем. При выполнении измерений методом Мандельштам–Бриллюэновской спектроскопии на частотах вблизи ферромагнитного резонанса с помощью методики селекции модовых паттернов обнаружено резкое увеличение пространственных масштабов перекачки мощности между микроволноводами.
6. С помощью метода Мандельштам–Бриллюэновской спектроскопии магнитных материалов продемонстрирована возможность управления дипольной спин-волновой связью в трёх связанных магнитных микроволноводах при изменении ориентации внешнего магнитного поля.
 7. Численно показана трансформация спектра собственных мод и изменения их дисперсии в трёх параллельно ориентированных магнитных микроволноводах при изменении угла подмагничивания.
 8. Предложена новая конфигурация синтетической мультиферроидной структуры, реализующая процессы распределённых упругих деформаций. Выявлены механизмы управления дипольной связью спиновых волн путем создания упругих деформаций, локализованных в области максимумов напряженности электрического поля.
 9. Показано, что путем изменения абсолютной величины и знака напряженности электрического поля можно управлять свойствами распространяющихся спиновых волн и пространственным распределением интенсивности динамической намагниченности в латеральной структуре

Научная и практическая значимость

Рассмотренные в работе магнитно-кристаллические и латеральные гетероструктуры найдут применение в создании класса устройств обработки информации, таких как системы демультимплексирования с частотно-пространственной селективностью, направленные ответвители, делители и фильтры СВЧ-сигнала, управляемых одновременно электрическим и магнитным полем.

Степень достоверности

Достоверность полученных экспериментальных результатов определяется их воспроизводимостью, применением современной высокоточной аппаратуры и методов измерений, соответствием с численными расчётами. Достоверность результатов расчётов обеспечивается использованием адекватных математиче-

ских моделей, широко апробированных и хорошо зарекомендовавших себя численных методов исследования. Достоверность также подтверждается отсутствием противоречий с известными опубликованными работами.

Апробация работы.

Основные результаты работы докладывались на всероссийских и международных конференциях и симпозиумах:

- IEEE INTERNATIONAL MAGNETIC CONFERENCE (INTERMAG, 2020, 2021)
- MMM 2020 Virtual Conference
- VII Euro-Asian symposium "Trends in Magnetism" (Екатеринбург, 2019);
- Moscow international symposium on magnetism (MISM 2017), (Москва, 2017);
- International symposium "Spin Waves (Санкт-Петербург, 2018);
- Международный симпозиум «Нанозфизика и нанозлектроника» (Нижний Новгород, 2019, 2021);
- Всероссийская конференция молодых учёных «Нанозлектроника, нанозфотоника и нелинейная физика» (Саратов, 2015-2020 гг.);
- Международная школа-конференция «Хаотические автоколебания и образование структур» (ХАОС-2016), (Саратов, 2016);

Результаты диссертации использовались при выполнении научных проектов, поддержанных грантами РНФ (16-19-10283, 20-79-10191) и РФФИ (16-29-14021, 16-37-00217, 18-29-27026, 18-37-00482, 18-37-20005, 19-29-03034, 19-37-80004, 19-37-90145)

Личный вклад. Защищаемые результаты диссертационной работы получены соискателем лично. Все приводимые в диссертации результаты численных расчётов получены лично соискателем. Экспериментальные исследования генерации и распространения спиновых волн в поперечно ограниченных магнитных гетероструктурах были выполнены совместно с научным руководителем.

Публикации.

Основные результаты по теме диссертации изложены в 12 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 международ-

ных реферативных базах данных и системах цитирования Web of Science и/или Scopus.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы. Полный объем диссертации **117** страниц текста с **47** рисунками. Список литературы содержит **147** наименований.

В первой главе выявлены закономерности управления спектром дипольных спиновых волн в одиночных и латеральных гетероструктурах, образованных из двух магнетонных кристаллов с пьезоэлектрическим слоем, размещенным на одном из них. В разделе 1.1 рассмотрено влияние распределённых упругих деформаций создаваемых пьезоэлектрическим слоем на распределение внутреннего магнитного поля в одиночном магнетонном кристалле с пьезоэлектрическим слоем. На основе метода конечных элементов (МКЭ) создана трёхмерная модель рассматриваемой мультиферроидной структуры. Показана трансформация величины внутреннего магнитного поля вдоль магнетонного кристалла под действием упругих деформаций. В разделе 1.2 показано микромагнитное моделирование процессов генерации и распространения дипольных спиновых волн в одиночном магнетонном кристалле с пьезоэлектрическим слоем. Показано экспериментальное радиофизическое исследование на основе векторного анализатора цепей трансформации амплитудно-частотных и дисперсионных характеристик мультиферроидной структуры. В разделе 1.3 отражены радиофизические измерения амплитудно-частотных и дисперсионных характеристик системы латеральных магнетонных кристаллов с пьезоэлектрическим слоем, размещенным на одном из них. В разделе 1.4 приведены результаты расчёта дисперсионных характеристик с помощью микромагнитного моделирования и расчётов спектра собственных мод и дисперсионных характеристик на основе метода конечных элементов. Основные выводы главы 1 приводятся в разделе 1.5.

Во второй главе экспериментально продемонстрировано эффективное управление связью и периодом пространственной перекачки гибридных электромагнитно-спиновых волн (ЭМСВ) в системе латеральных мультиферроиков, образованных из параллельно ориентированных ферритовых микроволноводов с сегнетоэлектрическим слоем. В разделе 2.1 показано экспериментальное исследование распространения гибридных ЭМСВ в структуре при изменении внешнего электрического поля, прикладываемого к сегнетоэлектрическому слою. В разделе 2.2 приведены расчеты электродинамических характеристик распро-

странения ЭМСВ в латеральной мультиферроидной структуре конечной ширины демонстрирующие, что энергетический обмен между пленками обусловлен особенностями межмодовой связи волн. Основные выводы главы 2 приводятся в разделе 2.3.

Третья глава посвящена демонстрации управления спектром дипольных спиновых волн, распространяющихся в латеральных массивах ЖИГ-микроволноводов с помощью изменения ориентации угла внешнего магнитного поля и влияния распределённых упругих деформаций. В разделе 3.1 рассматривается структура, состоящая из трёх микроволноводов расположенных параллельно друг другу. Далее в разделе описывается экспериментальное исследование рассматриваемой структуры, выполненное методом Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии магнитных материалов. Раздел 3.2 посвящён численным расчётам исследуемой структуры из раздела 3.1. С помощью микромагнитного моделирования, основанного на решении уравнения Ландау-Лифшица с затуханием Гильберта были получены амплитудно-частотные характеристики поверхностных и обратных-объёмных магнитостатических волн при изменении угла подмагничивания φ . В разделе 3.3 рассмотрена задача о поиске спектра собственных мод дипольных спиновых волн в латеральных микроволноводах с использованием метода конечных элементов. Построена двумерная модель латеральной структуры и численно решена полная система уравнений Максвелла, с учетом изменении угла подмагничивания φ . В разделе 3.4 произведено численное моделирование исследования спектра спиновых волн в управляемых деформациями магнитной гетероструктуре, представляющей собой ферритовый микроволновод с пьезоэлектрическим слоем. Проведено исследование спектра собственных мод в слоистой структуре ЖИГ-пьезоэлектрик конечной ширины, показано формирование волноводных каналов на интерфейсе микроволновод-пьезоэлектрический слой. Разделе 3.5 посвящён выявлению особенностей распространения дипольных спиновых волн в латеральной системе трёх ферритовых микроволноводов с пьезоэлектрическим слоем. Показано исследование спектра собственных мод в слоистой структуре ЖИГ-пьезоэлектрик конечной ширины. На основе микромагнитного моделирования были получены амплитудно-частотные характеристики поверхностных магнитостатических волн. Показано экспериментальное исследование влияния локальных упругих деформаций на стационарное распределение интенсивности дипольных спиновых волн в латеральной

системе и проведено сравнение с микромагнитным моделированием. Основные выводы главы 3 приводятся в разделе 3.6.

В **заключении** указываются основные результаты и выводы диссертационной работы.

Глава 1. Трансформация спектра дипольных спиновых волн в магнонных кристаллах под действием распределённых упругих деформаций

За последние несколько лет периодические магнитные структуры, магнонные кристаллы (МК), стали предметом значительного интереса в научном сообществе из-за возможности создания заранее заданных свойств передачи спиновых волн [5; 25; 74]. Одной из основных причин изучения МК в настоящее время является их перспективное применение для создания логических систем [15; 74] с использованием волновой природы спиновых возбуждений. С другой стороны, связанные ферритовые структуры привлекают широкое внимание исследователей из-за возможности их использования в качестве многоканальных систем [12; 28]. Основная особенность конструкций, состоящих из двух ферритовых микроволноводов - это совместное распространение симметричной и антисимметричной мод. Интерференция этих мод приводит к периодической передаче сигнала между микроволноводами [113]. Комбинация идеи спин-волновой связи и характерного спин-волнового спектра МК приводит к повышению эффективности связи в латеральных структурах и возможности реализации спин-волновых направленных ответвителей [27; 30]. В настоящее время активно ведутся исследования по возможности управления спектром спиновых волн в ферритовых микроволноводах с помощью воздействия распределённых упругих деформаций на слой феррита [79; 105; 112].

В первой главе диссертационной работы будут выявлены закономерности управления спектром дипольных спиновых волн в одиночных и латеральных гетероструктурах, образованных из двух магнонных кристаллов с пьезоэлектрическим слоем, размещенным на одном из них. С помощью радиофизических методов исследования, будет продемонстрировано управление электрическим полем пространственных и передаточных характеристик дипольных спиновых волн в одиночных и латеральных гетероструктурах. На основе метода конечных элементов будет произведена оценка влияния распределённых упругих деформаций на величины внутренних магнитных полей в магнонных кристаллах. На основе результатов численного моделирования будет дана физическая интер-

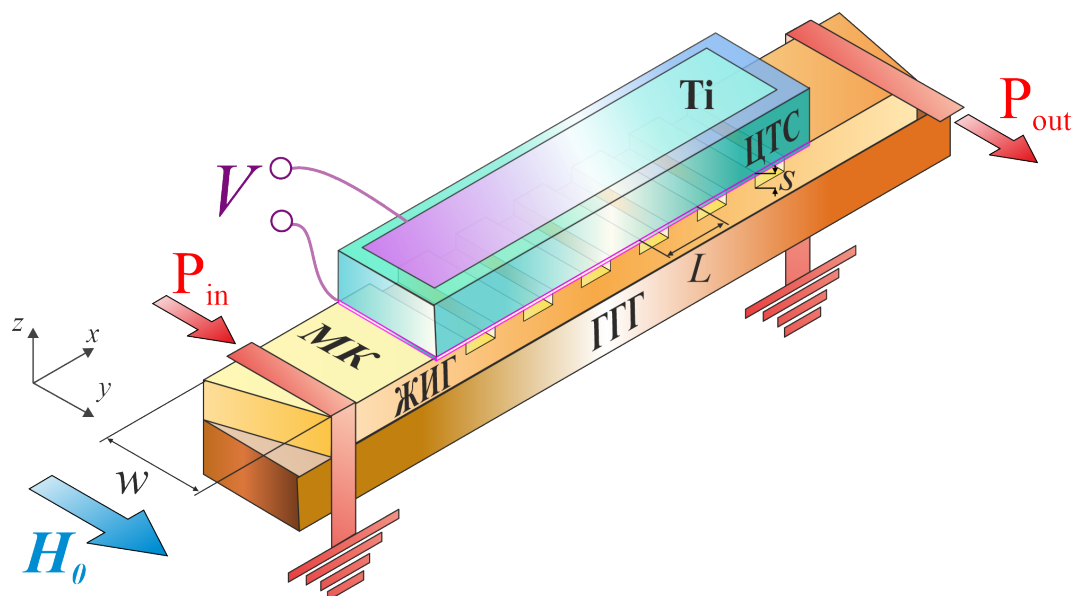


Рисунок 1.1 — Схематическое изображение магнного кристалла с пьезоэлектрическим слоем ЦТС

претация физического явления трансформации спектра собственных мод связанных магнных кристаллов.

1.1 Численное моделирование распределённых упругих деформаций и спектра собственных мод в одиночном магнном кристалле с пьезоэлектрическим слоем

Для начала рассмотрим структуру показанную на рис. 1.1, представляющую собой полосу ЖИГ-микроволновода, толщиной $t = 7.7$ мкм и шириной $w = 720$ мкм, выращенную методом жидкофазной эпитаксии на подложке ГГГ (толщина 500 мкм). Намагниченность насыщения слоя ЖИГ $M_0 = 139$ Гс. Длина магнитного микроволновода составляет $L = 9$ мм. С помощью прецизионного ионно-лучевого травления на поверхности ЖИГ-микроволновода сформирована система канавок с периодом $L = 200$ мкм, таким образом ЖИГ полоска представляет МК. Глубина канавки составляла $s = 1$ мкм. На верхней части МК расположен пьезоэлектрический слой ЦТС, толщиной 200 мкм. На нижней части ЦТС-слоя напылён титановый электрод, толщиной 100 нм и с помощью метода лазерного скрайбирования сформирована система электродов типа 'встречные штыри', показанная на рис 1.1. На верхней части ЦТС слоя

напылён электрод из хрома, толщиной 1 мкм, не оказывающий существенного влияния на распространение СВ в магнетонном кристалле.

При экспериментальном исследовании, возбуждение СВ будет осуществляться с помощью микрополосковой линии передачи с микроволновыми преобразователем, шириной 30 мкм и длиной 2 мм. Выходной преобразователь будет находиться на расстоянии 8 мм от входного преобразователя. Структура была помещена в однородное статическое магнитное поле $H_0 = 730$ Э, направленное вдоль оси y для эффективного возбуждения поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ).

Для описания физических процессов, определяющих физические характеристики при управлении спин-волновыми сигналами путем создания локальных упругих деформаций была разработана численная модель на основе метода конечных элементов (МКЭ). На первом этапе выполнялся расчет упругих деформаций, вызываемых внешним электрическим полем в слое пьезоэлектрика. Далее, рассчитывались профили внутреннего магнитного поля в МК. Затем, полученные профили внутреннего магнитного поля использовались в микромагнитном моделировании [119] и расчёте спектров собственных мод поперечноограниченном МК с помощью МКЭ [120–123]. На этапе решения магнитострикционной задачи [124] предполагалось, что магнитострикционный эффект может быть смоделирован с использованием линейных связанных уравнений, если отклик материала состоит из небольших отклонений от положения рабочей точки (точки смещения), при этом связь между механическим напряжением \mathbf{S} , магнитным полем \mathbf{H} и плотностью магнитного потока \mathbf{B} выражается как:

$$\begin{cases} \mathbf{S} = c_H \varepsilon - e_{HS}^T \mathbf{H} \\ \mathbf{B} = e_{HS} \varepsilon + \mu_0 \mu_{rS} \mathbf{H} \end{cases}, \quad (1.1)$$

где μ_0 – магнитная проницаемость свободного пространства, а μ_{rS} – относительная магнитная проницаемость при постоянной деформации; e_{HS} – матрица пьезомагнитной связи (знак "Т" означает операцию транспонирования); ε – матрица деформаций. При этом напряжение в магнитострикционном материале описывается соотношением:

$$\mathbf{S} = c_H [\varepsilon_{el} - \varepsilon_{me}(\mathbf{M})], \quad (1.2)$$

где матрица жесткости c_H определяется двумя параметрами: модулем Юнга ($E = 2 \times 10^{12}$ Па) и коэффициентом Пуассона ($\nu = 0.29$). Соотношение для магнитоэластической деформации ε_{me} представляется как квадратичная изотропная функция намагниченности \mathbf{M} :

$$\varepsilon_{me} = \frac{3}{2} \frac{\lambda_S}{M_s^2} \text{dev}(\mathbf{M} \otimes \mathbf{M}), \quad (1.3)$$

где тензорное произведение двух векторов определяется как $(\mathbf{M} \otimes \mathbf{M})_{ij} = M_i M_j$, а $\lambda_S = -2.2 \times 10^{-6}$ - магнитоэластичность насыщения, которая представляет собой максимальную магнитоэластическую деформацию, достигаемую при намагниченности насыщения M_0 . Отметим, что магнитоэластическая деформация представлена девиаторным тензором. Это связано с тем, что деформация может быть связана с вращением магнитного домена, при этом такой процесс не должен изменять объем материала.

Нелинейная намагниченность в магнитоэластическом материале находится из следующего нелинейного неявного соотношения:

$$\mathbf{M} = M_0 L(|\mathbf{H}_{\text{eff}}|) \frac{\mathbf{H}_{\text{eff}}}{|\mathbf{H}_{\text{eff}}|} \quad (1.4)$$

где L - функция Ланжевена, и представлена в виде: $L = \text{cth} \left(\frac{3\chi_m |\mathbf{H}_{\text{eff}}|}{M_0} \right) - \frac{M_0}{3\chi_m |\mathbf{H}_{\text{eff}}|}$, где χ_m - магнитная восприимчивость в начальной линейной области. Для кубических кристаллов эффективное поле в материале определяется выражением:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_0 + \frac{3}{\mu_0 M_0^2} \left[\lambda_{100} S_{\text{ed}} + (\lambda_{111} - \lambda_{100}) \sum_{i \neq j} (S_{\text{ed}})_{ij} (\mathbf{e}_i \otimes \mathbf{e}_j) \right] \mathbf{M} \quad (1.5)$$

где \mathbf{H}_0 - приложенное магнитное поле. Второй член в уравнении 1.5 представляет собой вклад механического напряжения в эффективное магнитное поле и, следовательно, на намагниченность материала, что называется эффектом Виллари. Девиаторный тензор напряжений связан с деформацией как: $S_{\text{ed}} = \text{dev}(c_H \varepsilon)$.

Кроме того, намагниченность и магнитное поле связаны друг с другом и с плотностью магнитного потока соотношением: $\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H}_0 + \mathbf{M})$.

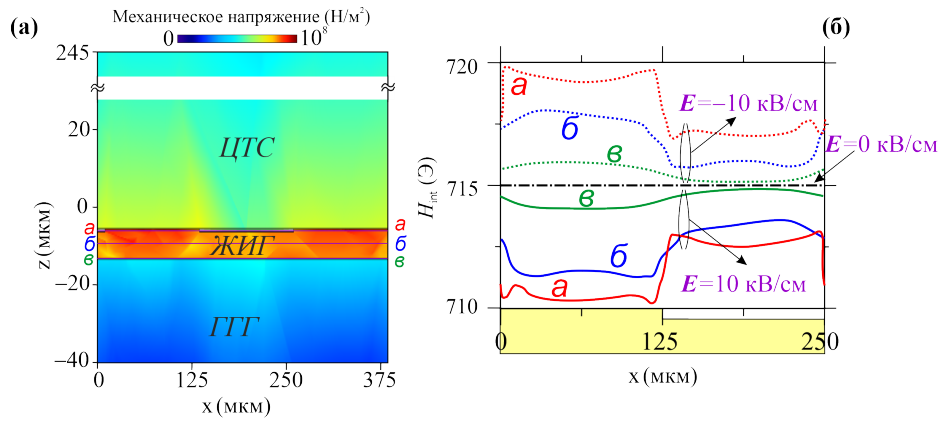


Рисунок 1.2 — (а) Распределение компоненты тензора механических напряжений S_{yy} в случае приложения к электроду $V = 500$ В. (б) Профили внутреннего магнитного поля $|H_{int}(x)|$ при $E = 10$ кВ/см (сплошные кривые) и $E = -10$ кВ/см (штриховые кривые) при $H_0 = 730$ Э.

На рисунке 1.2(а) представлено распределение модуля механических напряжений в случае приложения положительного значения напряжения к электроду. Видно, что деформация пьезоэлектрического слоя возникает в области электрода, которая вследствие обратного пьезоэффекта передается ЖИГ плёнке, который в свою очередь так же деформируется. Из-за обратного эффекта обратной магнитострикции в МК изменяется внутреннее магнитное поле. Далее была произведена оценка влияния деформации пьезоэлектрического слоя на внутреннее магнитное поле магнетонного кристалла. При данных расчётах были использованы следующие магнитострикционные константы для ЖИГ плёнки при комнатной температуре: $\lambda_{100} = -1.4 \times 10^{-6}$ и $\lambda_{111} = -2.4 \times 10^{-6}$, равные относительным магнитострикционным удлинениям вдоль соответствующих осей y и z ; при этом магнитострикция насыщения $\lambda_S = -2.2 \times 10^{-6}$. На рис. 1.2(б) показаны распределения внутреннего магнитного поля $|H_{int}(x)|$ вдоль длины магнетонного кристалла при величине внешнего электрического поля $E = 0$ кВ/см (черная штрих-пунктирная линия), $E = 10$ кВ/см (сплошные цветные кривые) и $E = -10$ кВ/см (пунктирные кривые) в разных сечений магнетонного кристалла (указаны буквами 'а', 'б', 'в' на рис. 1.2(б)). Следует отметить, что приложение электрического поля к слою ЦТС приводит к деформациям в ЖИГ слое и вследствие обратного эффекта обратной магнитострикции, приводящую к трансформации распределения внутреннего магнитного поля в МК. При этом приложение положительного электрического поля приводит к уменьшению величины внутреннего магнитного поля $|H_{int}(x)|$, а приложение отрицательного

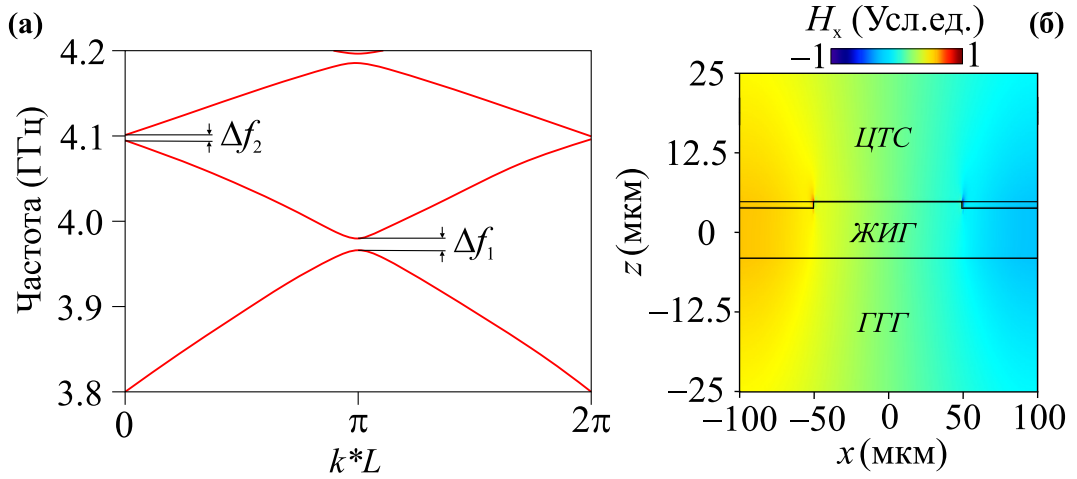


Рисунок 1.3 — (а) Дисперсионные характеристики магнного кристалла, рассчитанные методом МКЭ. (б) Распределение H_z - компоненты на частоте запрещённой зоны.

электрического поля приводит к увеличению величины $|H_{int}(x)|$. В системе также наблюдается более сильное изменение величины $|H_{int}(x)|$ происходит в области столбика, где непосредственно наблюдается контакт слоя ЦТС с плёнкой ЖИГ, создавая в МК периодический потенциал в распределении внутреннего магнитного поля $|H_{int}(x)|$. Данный результат далее будет использоваться в расчёта спектров собственных мод и при микромагнитном моделировании.

Далее, перейдём к расчётам электродинамических характеристик магнного кристалла с пьезоэлектрическим слоем. С помощью МКЭ была разработана программа математического моделирования для расчётов дисперсионных характеристик МК с учётом влияния упругих деформаций. В данном случае моделирование будет проводится в частотной области и полагаем, что все компоненты электромагнитного поля зависят от частоты по закону $e^{j\omega t}$. В этом случае из уравнений Максвелла для вектора напряженности электрического поля \mathbf{E} следует известное уравнение второго порядка:

$$\nabla \times (\hat{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{E}) - k^2 \varepsilon \mathbf{E} = 0, \quad (1.6)$$

где $k = \omega/c$ – волновое число в вакууме, $\omega = 2\pi/f$ – круговая частота, f – частота электромагнитной волны, $\varepsilon = 14$ – эффективное значение диэлектрической проницаемости для ЖИГ плёнки.

Далее запишем тензор магнитной проницаемости в приближении безграничной тонкой пленки ЖИГ плёнки для касательного намагничивания в виде 1.7:

$$\hat{\mu} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu(f) & i\mu_a(f) \\ 0 & -i\mu_a(f) & \mu(f) \end{vmatrix}, \quad (1.7)$$

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

где $f_M = \gamma 4\pi M_0 = 4.9$ ГГц, $f_M = \gamma H_{int}(x)$, $\gamma = 2.8$ МГц/Э – гиромагнитное отношение в ЖИГ плёнке.

С помощью МКЭ были рассчитаны электродинамические характеристики мультиферроидной структуры. На рис. 1.3(б) показано распределение компоненты H_x магнитного поля, соответствующее волновому числу Брэгговской запрещённой зоны $k_b = \pi/L$. Далее были построены дисперсионные характеристики прямых и встречных волн в МК (см. рис. 1.3(а)). На рисунке также отмечены частотные диапазоны Δf_1 и Δf_2 , соответствующие первой и второй Брэгговским запрещённым зонам. Для рассмотрения случая влияния упругих деформаций пьезоэлектрического слоя, в столбике магнетонного кристалла будет изменяться величина внутреннего магнитного поля, с учетом полученных ранее результатов статического распределения, что будет соответствовать воздействию внешнего электрического поля.

На рисунке 1.4 приведены зависимости изменения ширины (левая ось) и положения (правая ось) для первой (см. рис. 1.4(а)) и второй (см. рис. 1.4(б)) Брэгговских запрещённых зон при изменении величины внешнего электрического поля (изменения величины внутреннего магнитного поля в столбике магнетонного кристалла) в диапазоне $E = \pm 20$ кВ/см. Положение запрещенной зоны определялось следующим отношением: $f_n = \frac{f_{nu} - f_{nd}}{2}$, где f_{nu} – верхняя частота запрещённой зоны, f_{nd} – нижняя частота запрещённой зоны, $n = 1, 2, \dots$. Видно, что наблюдается уменьшение ширины первой (Δf_1) и второй (Δf_2) Брэгговских запрещённых зон. Следует отметить, что в численном счёте наблюдается точка полного закрытия первой Брэгговской запрещённой зоны, связанной с выравниванием дисперсионных характеристик в столбике и канавке магнетонного кристалла. Данный эффект наблюдается с изменением глубины канавки s (величины s указаны на рис. 1.4) при этом точка закрытия запрещённой зо-

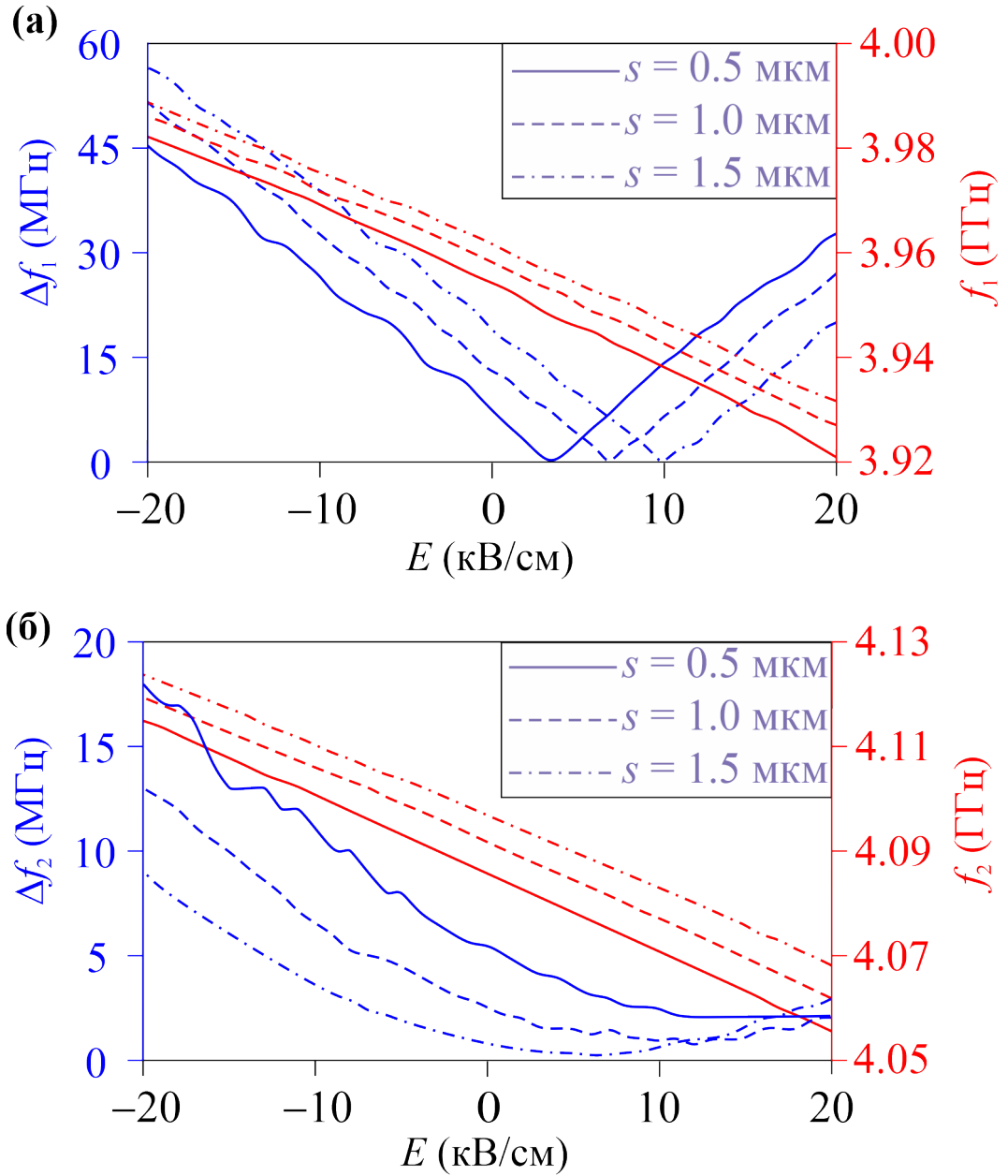


Рисунок 1.4 — Зависимость ширины запрещенной зоны (левая ось) и положения запрещенной зоны (правая ось) от электрического поля E для первой f_1 (а) и второй f_2 (б) запрещенных зон

ны смещается в область более высокой величины E . При изменении величины внешнего электрического поля происходит монотонное положительное частотное смещение положения Брэгговской запрещённой зоны f_n , при ($n = 1, 2, \dots$).

1.2 Микромагнитное моделирование и экспериментальное исследование процессов распространения дипольных спиновых волн в магнетонном кристалле с пьезоэлектрическим слоем

Далее, для демонстрации процессов генерации и распространения спиновых в рассматриваемом МК, а также управлением спин-волновым транспортом с помощью распределённых упругих деформаций, было использовано микромагнитное моделирование на основе метода конечных разностей во временной области. В частности, использовался свободно распространяемый программный код `muMax3` поддерживающего технологии параллельных вычислений CUDA. Данный метод основан на численном решении уравнения Ландау–Лифшица (ЛЛ) с затуханием Гильберта [125–127]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma [\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}] + \frac{\alpha}{M_0} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right], \quad (1.8)$$

где \mathbf{M} – вектор намагниченности, $M_0 = 139$ Гс – намагниченность насыщения плёнки ЖИГ, $\alpha = 10^{-5}$ – феноменологически введенный Гильбертом параметр затухания, $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{\text{demag}} + \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_a(E)$ – эффективное магнитное поле, \mathbf{H}_0 – внешнее магнитное поле, $\mathbf{H}_{\text{demag}}$ – поле размагничивания, \mathbf{H}_{ex} – обменное поле, $\mathbf{H}_a(E)$ – поле анизотропии, включающее в себя учёт внешнего электрического поля, $\gamma = 2.8$ МГц/Э – гиромагнитное отношение в плёнке ЖИГ. Для уменьшения отражений сигнала от границ расчетной области в численном моделировании были введены регионы ($0 < x < 0.6$ мм и $8.4 < x < 9.0$ мм) с уменьшающимися в геометрической прогрессии параметром затухания α . Для учета изменения внутреннего магнитного поля при воздействии локальных упругих деформаций, внутреннее магнитное в магнетонном кристалле задавалось в виде периодической функции: $H_{\text{int}} = \sin(2\pi x/L)$

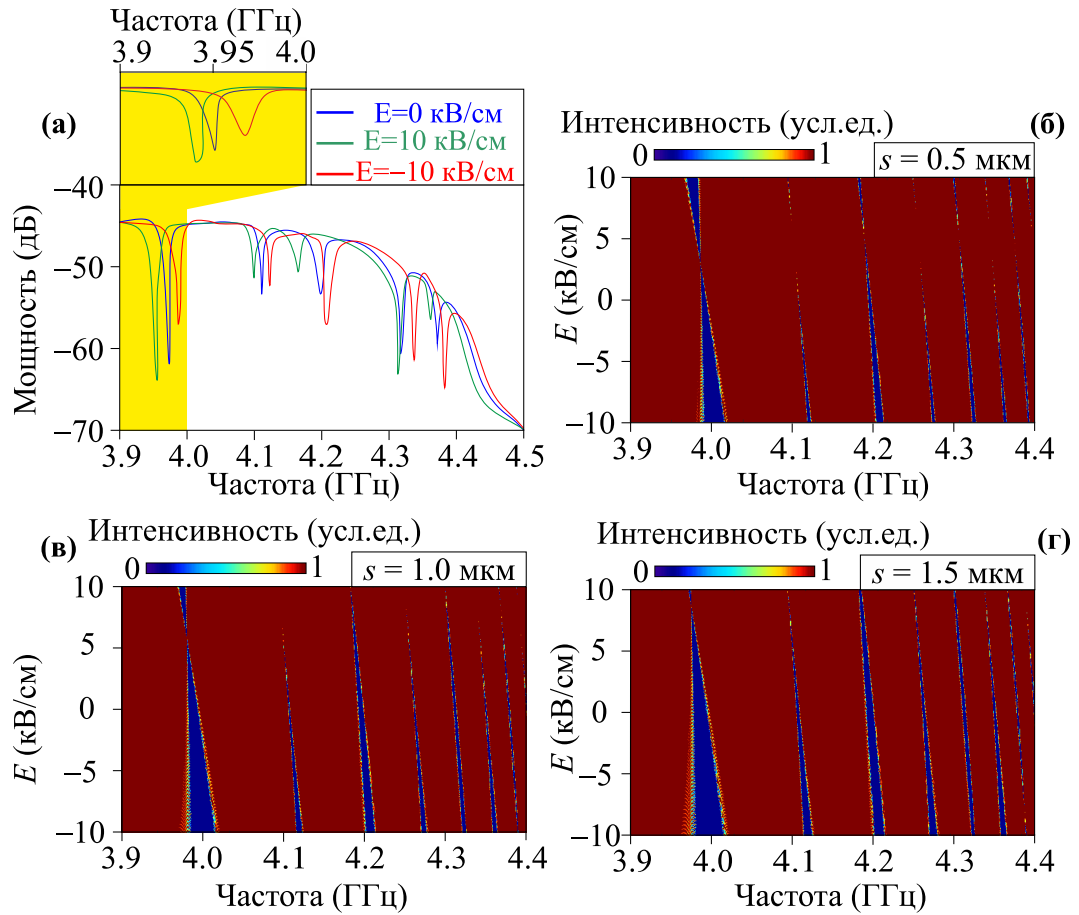


Рисунок 1.5 — (а) Частотная зависимость спектральной плотности мощности выходного сигнала $P(f)$, рассчитанные с помощью микромагнитного моделирования. Пространственные карты передаточных характеристик магنونного кристалла в зависимости от величины электрического поля E для различной глубин s

Был проведен расчет спектральной плотности мощности выходного сигнала $P(f)$ вдоль оси y в сечении $x = 7$ мм, соответствующей области выходной антенны обозначенной P_{out} на рис. 1.1. Для этого входной сигнал задавался в виде $h_z(t) = h_0 \text{sinc}(2\pi f_c t)$, центральная частота $f_c = 7$ ГГц, $h_0 = 0.1$ Э. Затем значение динамической намагниченности $m_z(x, y, t)$ в области выходной секции P_{out} записывалось с шагом $\Delta t = 75$ фс в течение времени $T = 500$ нс. В результате чего оказывалось возможным с помощью двойного преобразования Фурье построить частотную зависимость динамической намагниченности на выходе $P_{out}(f)$ МК.

На рисунке 1.5(а) показано распределение спектральной плотности мощности в выходной секции МК, соответствующее прохождению спиновых волн в МК при изменении величины внешнего электрического поля, приложенному к слою пьезоэлектрика. Приложение положительного электрического поля (зеленая кривая на рис. 1.5(а)) смещает Брэгговскую запрещенную зону в низкочастотную область, а приложение отрицательного электрического поля (красная кривая на рис. 1.5(а)) смещает Брэгговскую запрещенную зону в высокочастотную область. При этом изменяется как ширина Δf , так и глубина ΔS Брэгговской запрещенной зоны. Далее были построены пространственные карты (см. рис. 1.5(б-г)) частотной зависимости закодированной цветом спектральной плотности мощности СВ при изменении величины внешнего электрического поля. Получены результаты имеют хорошее соответствие рассмотренными ранее численными данными. Видно, что приложение электрического поля изменяется наклон области непрохождения энергии СВ, при этом изменяется и ширина данной области. Стоит отметить, что на данных картах присутствуют области закрытия запрещенных зон в определённых диапазонах электрического поля, как в случаях МКЭ-моделирования. Данные карты построены для различных глубин канавки магнетонного кристалла $s = 0.5$ мкм (см. рис. 1.5(б)), $s = 1$ мкм (см. рис. 1.5(в)), $s = 1.5$ мкм (см. рис. 1.5(г)), при изменении s наблюдается смещение в более низкую область E точки закрытия частотной полосы непрохождения спиновых волн.

С помощью радиофизических измерений, на основе векторного анализатора цепей E8362C PNA, были измерены амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) коэффициента прохождения (S_{21}) ПМСВ для одиночного магнетонного кристалла с пьезоэлектрическим слоем. Сплошная синяя кривая на рис. 1.6(а)

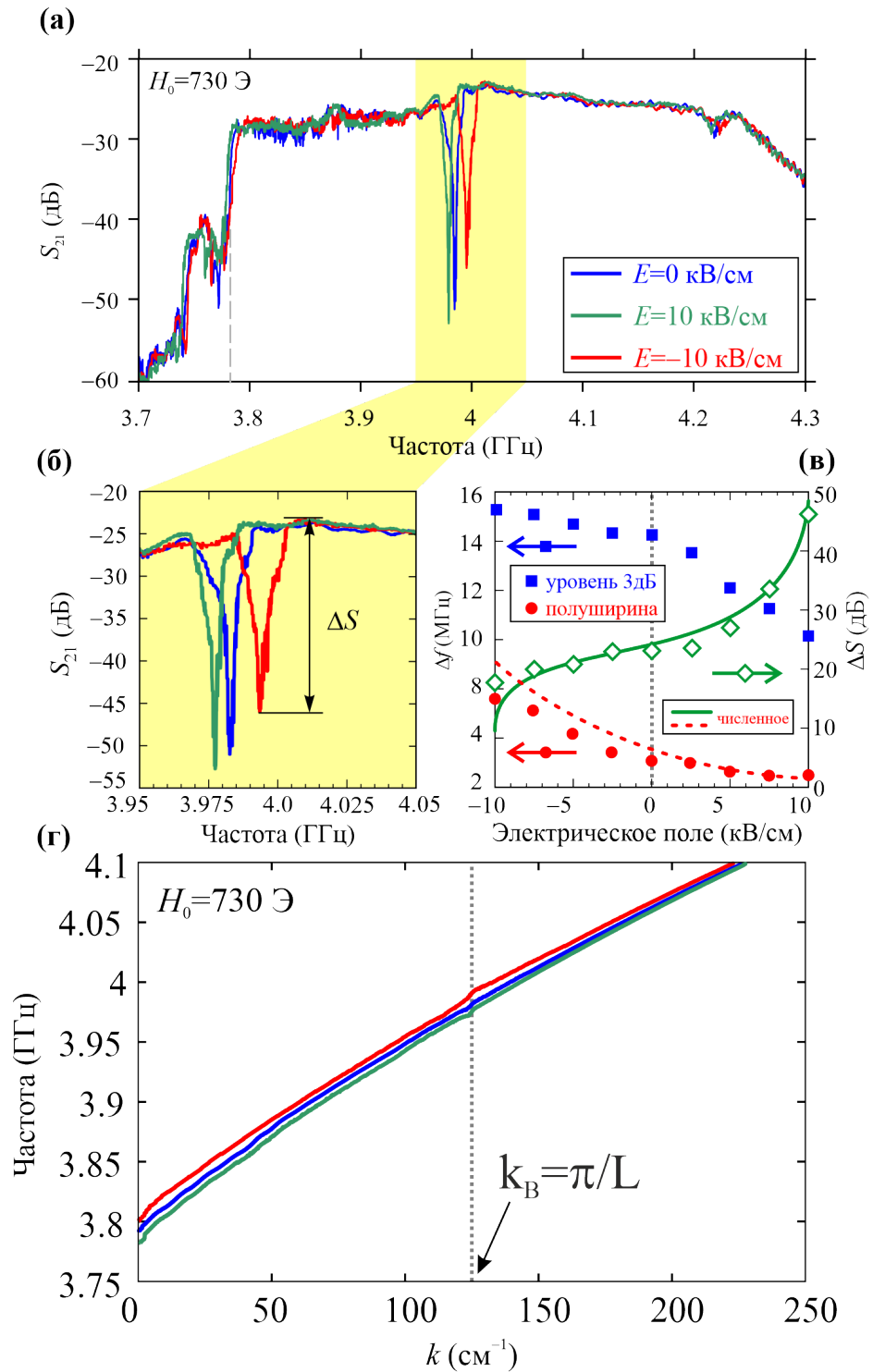


Рисунок 1.6 — (а) АЧХ коэффициента прохождения (S_{21}) и дисперсионные (г) характеристики ПМСВ, распространяющиеся в МК, измеренные с помощью векторного анализатора цепей, в случае $E = 0$ кВ/см (синяя сплошная кривая), $E = 10$ кВ/см (зеленая сплошная кривая) и $E = -10$ кВ/см (красная сплошная кривая) (в) Зависимость ширины Брэгговской запрещенной зоны (левая ось) и глубины Брэгговской запрещенной зоны (правая ось), как функция электрического поля E

показывает измеренную АЧХ для ПМСВ, в случае величины внешнего электрического поля $E = 0$ кВ/см. Видно, что в на АЧХ формируется ярко выраженный провал мощности ПМСВ ($f_B = 3.98$ ГГц), связанный с Брэгговской запрещённой зоной в магном кристалле. Частота f_b соответствует волновому числу Брэгга $k_B = \pi/L$. Частотная ширина запрещённой зоны составляет $\Delta f = 0.04$ ГГц на уровне -30 дБ. Чтобы убедиться, что частотная область обозначенная желтой полосой на рис. 1.6(а) соответствующая центральной частоте Брэгговской запрещённой зоны, измеряя дисперсию ПМСВ в магном кристалле (см. Рис. 1.6(г)). Видно, что приложение положительного значения электрического поля (см. зелёную кривую на рис. 1.6(а)) сдвигает частотное положение запрещённой зоны на величину $f_{B_E} = 5$ МГц. При приложении отрицательного электрического поля (см. красную кривую на рис. 1.6(а)) запрещённая зона сдвигается в низкочастотную область. Данный эффект объясняется уменьшением значения внутреннего магнитного поля, в случае положительной полярности и уменьшением, в случае отрицательной полярности внешнего электрического поля, как и было показано с помощью численного моделирования в предыдущих пунктах данной главы. Следует отметить, что воздействие упругих деформаций на МК приводит не только к частотному сдвигу запрещённой зоны, но и к изменению её ширины (Δf) и глубины (ΔS). На рис. 1.6(в) показана зависимость величин Δf (красные и синие точки на рис. 1.6(в)) и ΔS (зелёные точки на рис. 1.6(в)) при плавном изменении величины внешнего электрического поля E . Видно, что при изменении E от -10 кВ/см до $+10$ кВ/см глубина запрещённой зоны ΔS монотонно уменьшается, в то время, как ширина запрещённой зоны Δf увеличивается, при этом в области $E = 0$ кВ/см, Δf практически не изменяется.

1.3 Влияние упругих деформаций на спектр дипольных спиновых волн в латеральной системе магномных кристаллов.

Экспериментальное исследование.

Далее, перейдём к выявлению особенностей распространения спиновых волн в латеральной системе МК с пьезоэлектрическим слоем. Схема структуры

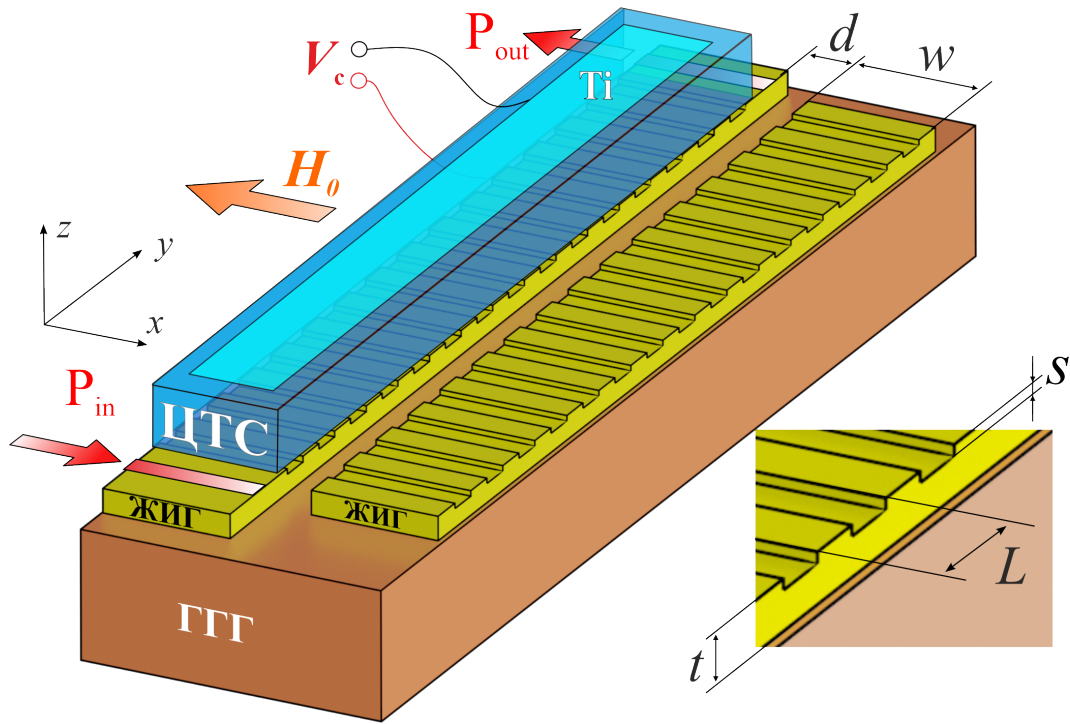


Рисунок 1.7 — Схематическое изображение системы магنونных кристаллов с пьезоэлектрическим слоем ЦТС

показана на рис. 1.7. Рассматриваемая система представляет собой параллельно ориентированные магнитные волноводы, шириной $w = 720$ мкм и расстоянием между плёнками $d = 40$ мкм изготовленные, с помощью метода лазерного скрайбирования из монокристаллической ферритовой пленки ЖИГ толщиной 10 мкм с намагниченностью насыщения $M_0 = 139$ Гс. Два магнитных волновода расположены на одной и той же подложке из ГТГ, толщиной 500 мкм. Длина первого магнитного волновода составляла $L_1 = 9$ мм, а второго составляла $L_2 = 5$ мм. На поверхности обоих магнитных волноводов методом прецессионного ионно-лучевого травления сформирована система периодических канавок с периодом $L = 200$ мкм [68; 128], образующих МК. Глубина канавки составляла $s = 1$ мкм. В качестве пьезоэлектрического материала использовался слой ЦТС толщиной 200 мкм и расположен на одном из МК. Титановый электрод толщиной 1 мкм был помещен на верхнюю сторону ЦТС слоя, что не оказывает существенного влияния на распространение спиновых волн в магнетонном кристалле. На нижнюю сторону ЦТС напылён титановый электрод толщиной 100 нм.

При экспериментальном исследовании, возбуждение спиновых волн в первом магнетонном кристалле производилось с помощью 50Ω микрополосковой линией передачи с СВЧ преобразователем шириной 30 мкм и длиной 2 мм. Выход-

ной преобразователь находится на противоположной стороне первого МК (см. рис. 1.7) на расстояние 8 мм от входного преобразователя. Структура помещена в однородное статическое магнитное поле $H_0 = 1300$ Э, направленное вдоль оси для эффективного возбуждения ПМСВ.

С помощью векторного анализатора цепей были измерены АЧХ коэффициента прохождения (S_{21}) и дисперсия ПМСВ в рассматриваемой структуре. Сплошная синяя линия на рис. 1.8(б) показывает измеренное значение S_{21} для ПМСВ в латеральных МК. Наблюдаются ярко выраженные частотные области (отмеченные зелёными областями на рис. 1.8) падения мощности ПМСВ, соответствующие частотным полосам непрохождения сигнала. Частотная ширина первой Брэгговской запрещенной зоны равна $\Delta f = 0.04$ ГГц на уровне -35 дБ. Следует отметить, что внутри первой и второй зон непрохождения можно различить два провала мощности ПМСВ. Этот эффект можно объяснить механизмом расщепления Брэгговской запрещённой зоны и образованием сдвоенных зон непрохождения сигнала в системе из двух латеральных МК. В данном случае низкочастотная запрещённая зона соответствует полосе непрохождения для антисимметричной моды, а высокочастотная запрещённая зона - полосе непрохождения для симметричной моды [68; 129]. Чтобы убедиться, что диапазоны частот, выделенными зелёным цветом на рис. 1.8 соответствуют центральным частотам Брэгговских запрещённых зон была измерена дисперсия (см. рис. 1.8(а)) двух латеральных МК.

На рис. 1.9 показаны частотные зависимости АЧХ коэффициента прохождения ПМСВ измеренные при различных значениях электрического поля (величины указаны на рисунке). Видно, что приложение положительного электрического поля сдвигает обе Брэгговские запрещённые зоны в низкочастотную область, а при приложении отрицательного электрического поля обе запрещённые зоны сдвигаются в высокочастотную область. При этом, в случае приложения внешнего электрического поля наблюдается закрытие одной из запрещённых зон. Данный эффект можно объяснить неравенством внутренних магнитных полей в магнетонных кристаллах и как следствие трансформация спектра собственных мод и неравенство дисперсий в каждом МК. При этом можно прийти к выводу о том, в рассматриваемой латеральной системе МК перестают быть идентичными.

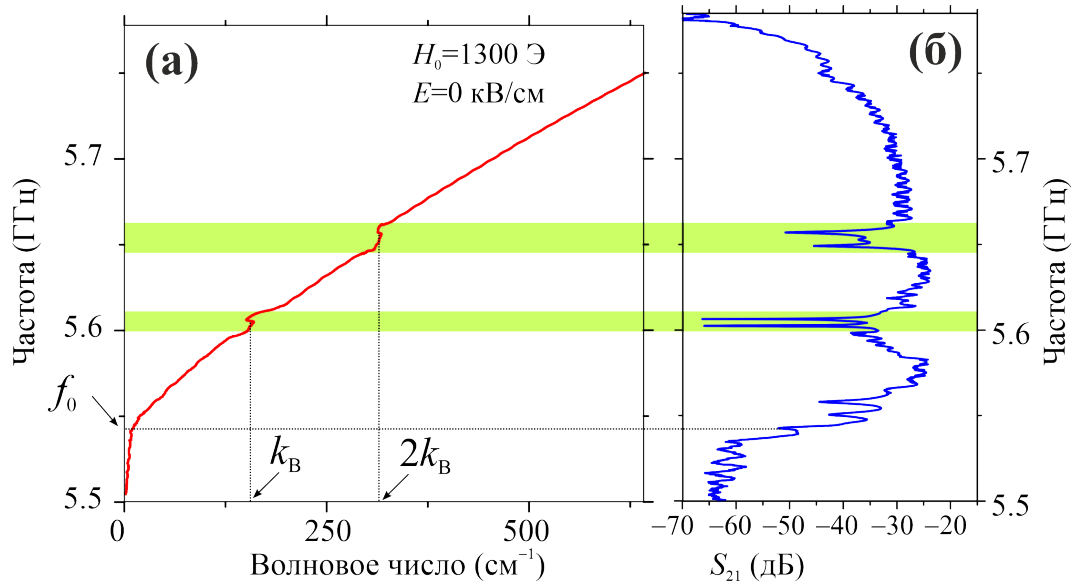


Рисунок 1.8 — Дисперсия (а) и АЧХ коэффициента прохождения (б) для ПМСВ, экспериментально измеренные с помощью векторного анализатора цепей, $k_B = \pi/L$ - волновое число Брэгга, f_0 - нижняя граница полосы пропускания ПМСВ.

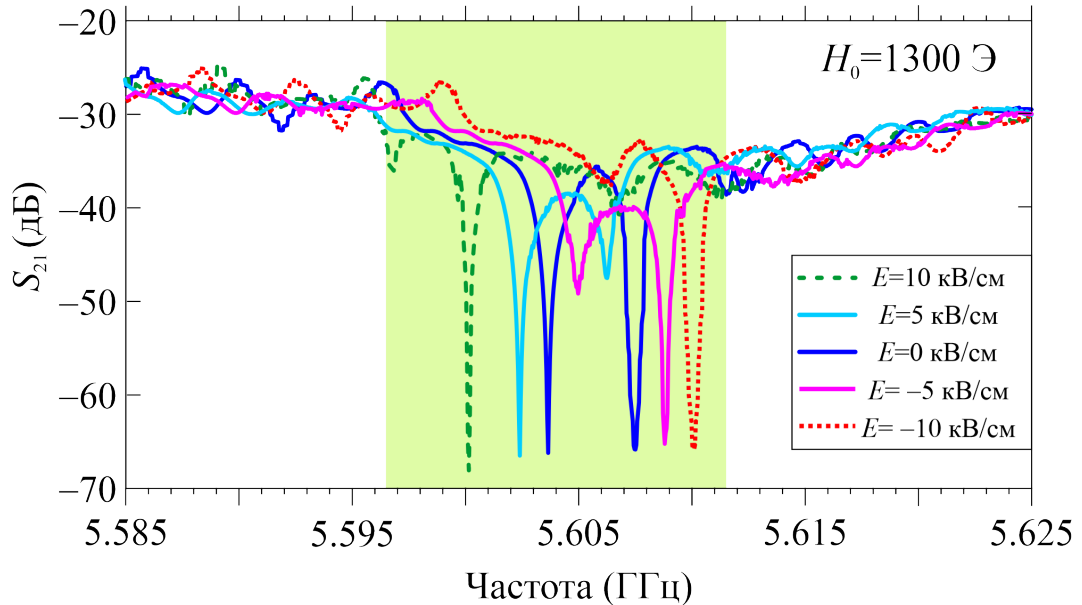


Рисунок 1.9 — АЧХ ПМСВ для различных случаев внешнего электрического поля (величины приложенных электрических полей показаны на правой панели)

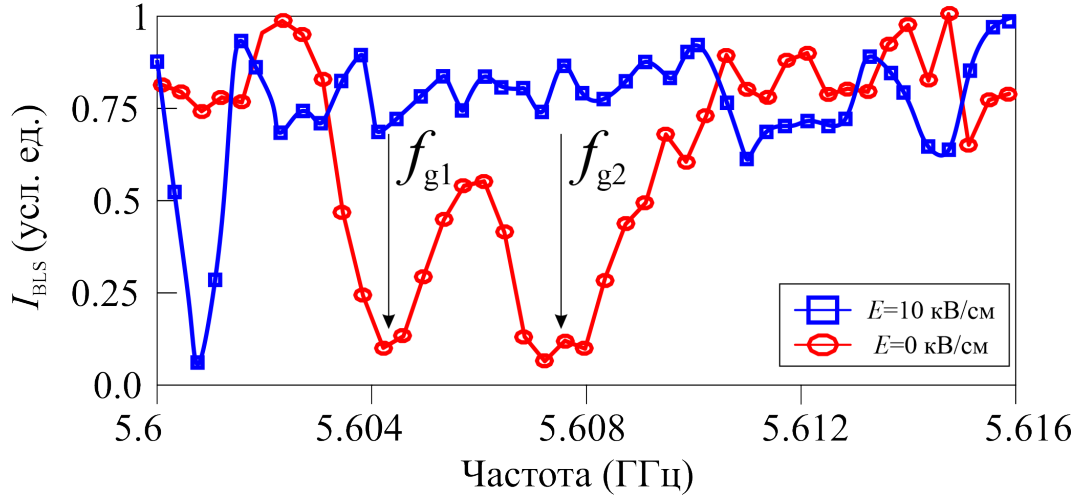


Рисунок 1.10 — Частотная зависимость МБС-сигнала (положения частот запрещенной зоны показаны вертикальными стрелками) в случае $E = 0$ кВ/см (красная сплошная кривая) и $E = 10$ кВ/см (синяя пунктирная кривая).

Для более детального исследования влияния упругих деформаций на распространение дипольных спиновых волн в латеральной системе был использован метод Манделъштамм-Бриллюэновской спектроскопии (МБС) в конфигурации обратного рассеяния [130–132]. 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 как процесс Анти-Стокса. Поскольку в обоих случаях энергия и импульс сохраняются, рассеянный свет (*out*) несет информацию о исследуемой спиновой волне (*sw*). Это описывается следующим образом:

$$h\nu_{out} = h\nu_{in} \mp h\nu_{sw} \quad (1.9)$$

$$\hbar\mathbf{k}_{out} = \hbar\mathbf{k}_{in} \mp \hbar\mathbf{k}_{sw} \quad (1.10)$$

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.).

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 Nikkor с числовой апертурой 1.2 и фокусным расстоянием 50 мм. Рассеянный свет собирался тем же объективом. Для определения вклада магновов 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. На рис. 1.10 показана интегральная интенсивность спиновых волн в случае $E = 0$ кВ/см (красные круги на Рис. 1.10) и $E = 10$ кВ/см (синие квадраты на Рис. 1.10). Следует отметить, что как и в случае радиофизических измерений при приложении внешнего электрического поля к пьезоэлектрическому слою происходит частотное смещение Брэгговских запрещённых зон и закрытие одной из них.

1.4 Численное моделирование спектра собственных мод в латеральных магнонных кристаллах с пьезоэлектрическим слоем

Для более детального исследования влияния локальных упругих деформаций на частотное смещение частотных полос непрохождения спиновых волн в латеральной системе двух магнонных кристаллов было проведено численное

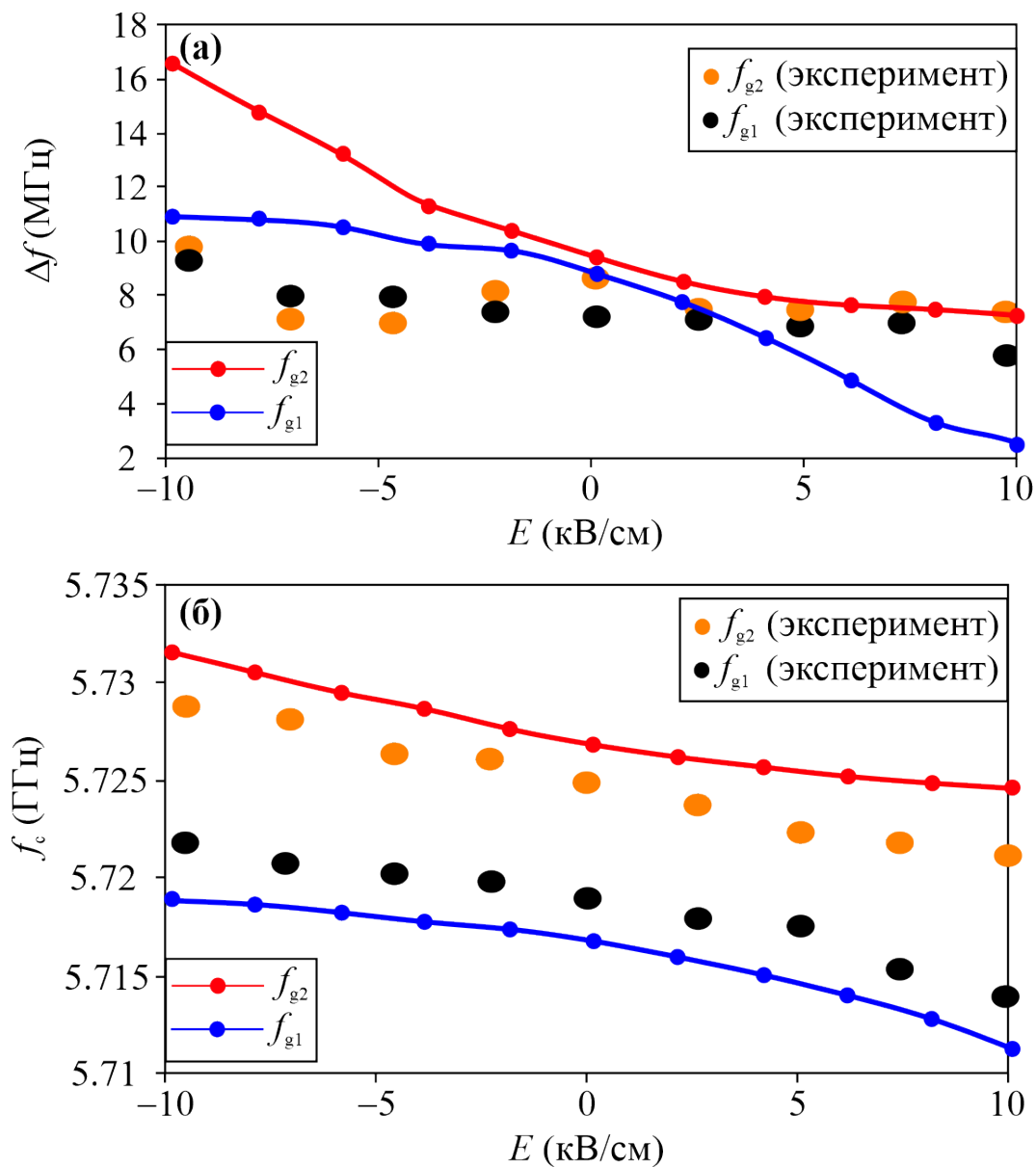


Рисунок 1.11 — Зависимость ширины (а) и положения (б) верхней и нижней Брэгговских запрещённых зон от приложенного электрического поля: экспериментальные данные и МКЭ

моделирование с помощью МКЭ, основанного на уравнении 1.6. Был произведен расчёт дисперсионных характеристик двух латеральных магнонных кристаллов с учётом деформаций пьезоэлектрического слоя. Метод введения изменения величины внутреннего магнитного поля в магнонном кристалле был использован, основываясь на предыдущем разделе. Полученные результаты демонстрируют наличие двух ярко выраженных частотных полос непрохождения спиновых волн в системе двух латеральных магнонных кристаллах. Следует сказать, что подобное явления наличия двух запрещённых, объясняется тем, что спектр собственных мод в рассматриваемой структуре состоит из симметричных и антисимметричных мод, поэтому данным случае низкочастотная запрещённая зона (f_{g1}) соответствует полосе непрохождения для антисимметричной моды, а высокочастотная запрещённая зона (f_{g2}) - полосе непрохождения для симметричной моды. Далее были рассчитаны величины ширин (Δf) (см. рис. 1.11(а)) и положений (f_c) (см. рис. 1.11(б)) запрещённых зон при изменении внешнего электрического поля пьезоэлектрического слоя. При этом на графики также добавлены экспериментальные точки, измерены с помощью микроволновой спектроскопии. Видно, хорошее качественное и количественное совпадение численных и экспериментальных результатов.

Был произведён расчёт дисперсионных характеристик двух латеральных магнонных кристаллов, с помощью микромагнитного моделирования. Для построения дисперсионной характеристики спиновых волн при численном моделировании проводился расчет величины:

$$D(k_x, f) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |\Theta_2 [m_z(x, y_i, t)]|^2 \quad (1.11)$$

где Θ_2 – оператор двумерного преобразования Фурье, y_i – i -я ячейка и $N = 256$ – количество ячеек вдоль ширины магнонного кристалла.

На рис. 1.12 градациями цвета закодировано двумерное распределение величины $D(k_y, f)$. На плоскости (f, k_y) оказывается возможным выделить множество точек, соответствующее максимумам величины $D(k_x, f)$, которое представляет собой дисперсионные характеристики симметричной и антисимметричной спин-волновой моды, обозначенные на рис. 1.12 как k_s и k_{as} соответственно. Следует отметить, что подобного типа латеральных структурах, где связь между волноведущими структурами осуществляется за счет провисающих диполь-

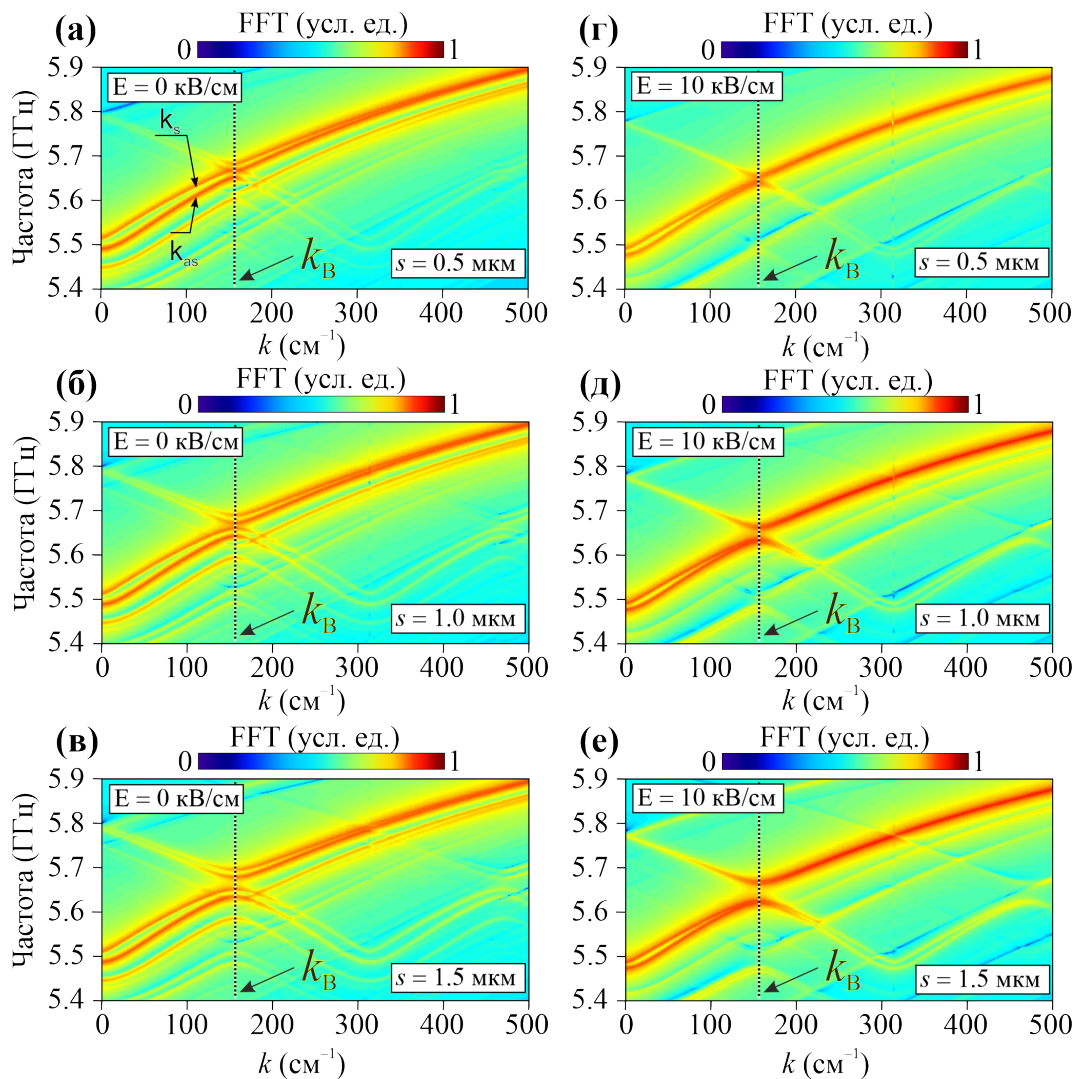


Рисунок 1.12 — Дисперсионные характеристики двух латеральных магнонных кристаллов при изменении значений s и E , полученные с помощью микромагнитного моделирования (Величины s и E указаны на рисунке).

ных полей, возможен перенос спин-волновой энергии между микроволноводами в периодической манере [113]. С помощью дисперсионной характеристики можно оценить параметр пространственной перекачки спин-волновой энергии $L_c(f) = \pi / |k_s(f) - k_{as}(f)|$ СВ, численно равный расстоянию, на котором происходит полная перекачка мощности из первого во второй МК. При этом левые панели демонстрируют случай $E = 0$ кВ/см, а правые панели случай $E = 10$ кВ/см. Видно, что при $E = 10$ кВ/см в системе наблюдается сужение веток симметричной и антисимметричной мод, и следовательно закрытие одной из Брэгговских запрещённых зон, как и при экспериментальном измерении. Далее интересно, пронаблюдать трансформацию дисперсионных характеристик при изменении глубины канавки s , результаты приведены для случаев $s = 0.5$ мкм (см. рис. 1.12(а,г)), $s = 1.0$ мкм (см. рис. 1.12(б,д)), $s = 1.5$ мкм (см. рис. 1.12(в,е)). Следует сказать, что изменение глубины s приводит к уменьшению ширины Брэгговских запрещённых зон.

Далее были рассчитаны частотные зависимости спектральной плотности мощности спин-волнового сигнала латеральной системы магнетонных кристаллов с пьезоэлектрическим слоем. На рис. 1.13(а) приведены расчёты спектральной плотности мощности в выходном ($x = 7.0$ мм) сечении первого магнетонного кристалла. Видно, что в случае $E = 0$ кВ/см (синяя сплошная кривая на рис. 1.13(а)) наблюдается ярко выраженная полоса непрохождения СВ, разделённая двумя провалами мощности для симметричной и антисимметричной моды. При этом приложение внешнего электрического поля вызывает частотное смещение Брэгговской запрещённой, а также закрытие высокочастотной полосы непрохождения при $E = 10$ кВ/см (красная штриховая кривая на рис. 1.13(а)) и закрытие низкочастотной полосы непрохождения при $E = -10$ кВ/см (зелёная пунктирная кривая на рис. 1.13(а)). На рис. 1.13(б) и (в) показано пространственное распределение спин-волновой интенсивности в виде квадрата компоненты m_z динамической намагниченности на частотах $f = 5.557$ ГГц (в длинноволновой части спин-волнового спектра) и f_{g1} соответственно. Наблюдается периодический обмен спин-волновой мощностью между МК. Следует отметить, что на частоте f_{g1} волна распространяется в основном по второму МК. В то же время рис. 1.13(б) и (в) демонстрирует, что мощность СВ передается из одного МК в другой периодическим образом. Длина пространственной перекачки обозначена L_c на рис. 1.13(б) и равна расстоянию вдоль оси

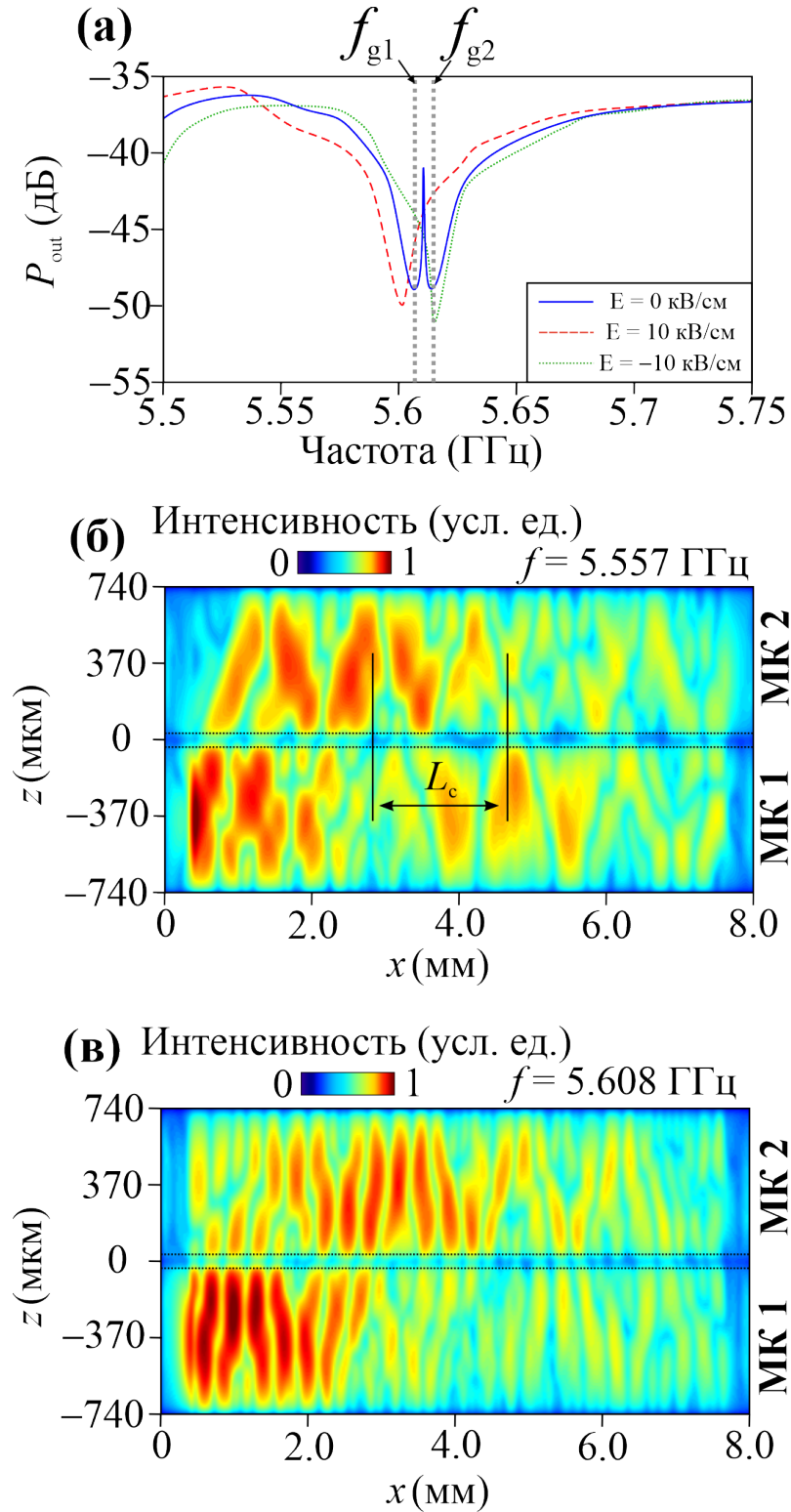


Рисунок 1.13 — (а) Частотная зависимость спектральной плотности мощности спин-волнового сигнала в выходной области первого МК, при изменении величины внешнего электрического поля (Величины указаны на рисунке).

Пространственные карты спин-волновой интенсивности, рассчитанные с помощью микромагнитного моделирования при $f = 5.557$ ГГц (б) и $f = 5.608$ ГГц (в).

x , вдоль направления распространения СВ. Длина связи определяется частотой f , мощностью спиновой волны P_0 и электрическим полем E , приложенным к ЦТС слою: $L_c(f) = \pi / |k_s(f, P_0, E) - k_{as}(f, P_0, E)|$, где $k_s(f, P_0, E)$, $k_{as}(f, P_0, E)$ – волновые числа симметричной и антисимметричной моды, которыми можно управлять, прикладывая внешнее электрическое поле к слою пьезоэлектрика.

1.5 Выводы по первой главе

Таким образом по результатам первой главы можно сформировать следующие выводы:

Выявлены закономерности управления спектром дипольных спиновых волн в гетероструктуре, образованной из магнетонного кристалла с пьезоэлектрическим слоем. С помощью радиофизических методов исследование показало трансформацию амплитудно-частотных характеристик дипольных спиновых волн в одиночном магнетонном кристалле с пьезоэлектрическим слоем при изменении величины внешнего электрического поля.

На основе метода конечных элементов построена трёхмерная модель магнетонного кристалла с пьезоэлектрическим слоем и продемонстрирована трансформация величины модуля внутреннего магнитного поля в магнетонном кристалле при изменении величины и полярности внешнего электрического поля, приложенному к слою пьезоэлектрика.

С помощью микромагнитных вычислений во временной области были получены амплитудно-частотные характеристики мультиферроидной структуры показано частотное смещение Брэгговской запрещённой зоны при изменении величины внешнего электрического поля. Показано качественное и количественное соответствие между численными и экспериментальными результатами.

Проведено экспериментальное исследование методом Манделъштам-Бриллюэновской спектроскопии спин-волновой связи в латеральной системы параллельно ориентированных магнетонных кристаллах с пьезоэлектрическим слоем, расположенным над одним из них. Показано частотное смещение полос пропускания для спиновых волн при приложении внешнего электрического поля

к пьезоэлектрическому слою, при этом также наблюдается изменение ширины частотных полос не пропускания.

С помощью численного моделирования на основе метода конечных элементов проведён анализ спектра собственных мод и построены дисперсионные характеристики латеральной структуры. При численном анализе выявлено частотное смещение и изменение ширины Брэгговских запрещённых зон, а также наблюдается закрытие одной из запрещённых зон.

Глава 2. Эффекты гибридизации дипольных спиновых волн и электромагнитных волн в двух латеральных поперечно-ограниченных магнитных микроволноводах с сегнетоэлектрическим слоем

В последнее время проводятся активные исследования синтетических мультиферроидных структур типа феррит-сегнетоэлектрик, в которых наблюдается эффект частотной перестройки под действием внешних электрических и магнитных полей [71; 78]. Такие структуры могут использоваться, как перестраиваемые электрическим и магнитными полем СВЧ фазовращатели [133], фильтры [71] и резонаторы [134]. В волноведущих мультиферроидных структурах управление спин-волновыми характеристиками осуществляется путём изменения диэлектрической и магнитной проницаемости синтетической мультиферроидной структуры, путём изменения внешних электрического и магнитного полей. Данные эффекты сильнее всего проявляются в частотной области эффективной связи парциальных волн сегнетоэлектрического (СЭ) и ферритового слоёв. Данные электромагнитные волны являются гибридными.

Во второй главе будет проведено экспериментальное и численное исследования режимов управления спектром гибридных электромагнитно-спиновых волн (ЭМСВ) в системе латеральных мультиферроидов, образованных из параллельно ориентированных ферритовых микроволноводов с СЭ слоем. С помощью метода МБС будут получены пространственные карты распределения динамической намагниченности в латеральной гетероструктуре. На основе экспериментального исследования будут выявлены особенности гибридизации мод в структурах из СЭ-слоя и латеральных магнитных микроволноводов на частотах вблизи частоты ферромагнитного резонанса касательно намагниченных ферритовых микроволноводов. С помощью численного моделирования будет исследован спектр собственных мод латеральной мультиферроидной структуры и произведено сравнение с экспериментально полученными данными.

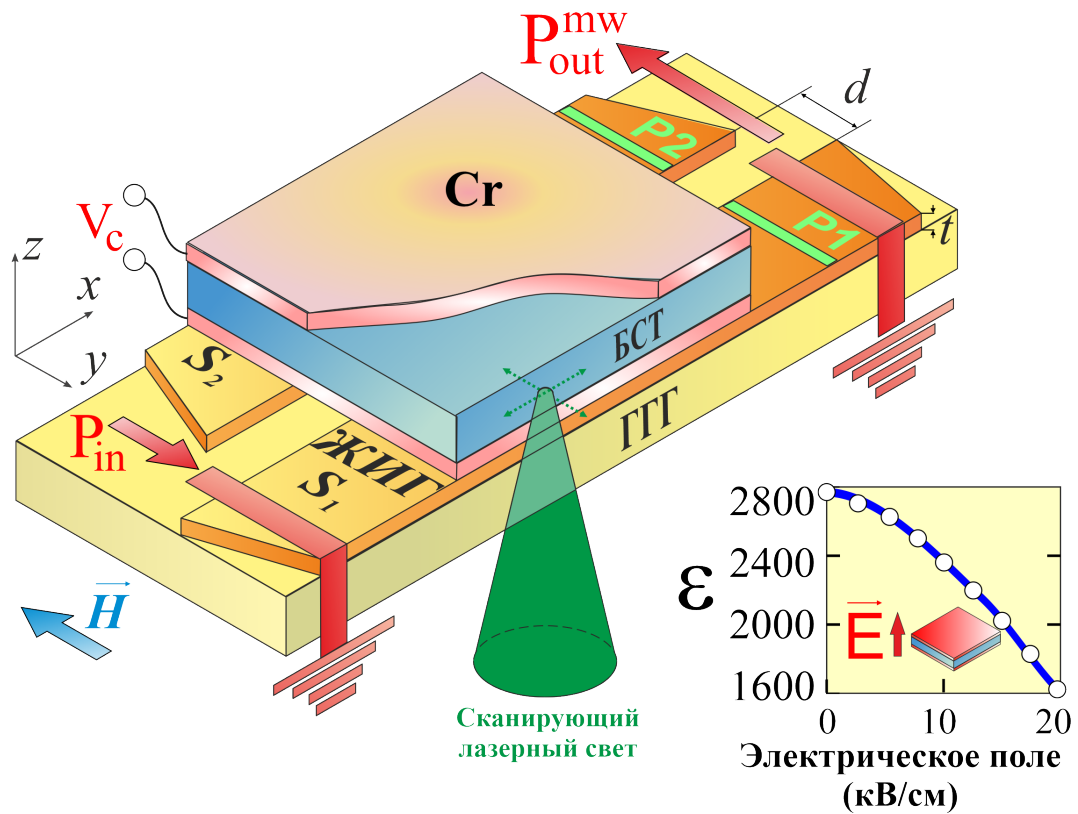


Рисунок 2.1 — Схематический вид латеральной гетероструктуры. (Вставка) Диэлектрическая проницаемость СЭ слоя, измеренная при разных значениях электрического поля.

2.1 Описание структуры и экспериментальное исследование

Магнитные микроволноводы изготовлены из тонкопленочного ферритмагнетика ЖИГ в виде латеральных полос (см. рисунок 2.1) с расстоянием между волноводами $d = 40$ мкм. Плёнка ЖИГ с толщиной 7.7 мкм и намагниченностью насыщения $M_0 = 139$ Гс была эпитаксиально выращена на подложке из ГТГ толщиной 500 мкм. Ширина обоих микроволноводов $w = 210$ мкм. Магнитные микроволноводы обозначены как S_1 и S_2 . Керамический слой титаната бария-стронция [(БСТ), $Ba_{0.6}Sr_{0.4}TiO_3$] толщиной 450 мкм с размерами в плоскости $5 \times 0,46$ мм² отделён от слоя ЖИГ с помощью электрода из хрома толщиной 30 нм, который напылён на нижней поверхности СЭ слоя. На верхней части СЭ напылён электрод толщиной 4 мкм. Благодаря достаточно большой толщине СЭ слоя, верхний электрод не влияет на распространение спиновых волн в плёнке ЖИГ. Электрическое напряжение V_c в диапазоне 0 – 900 В (электрическое поле) подается на электроды для изменения электрической проницаемости СЭ

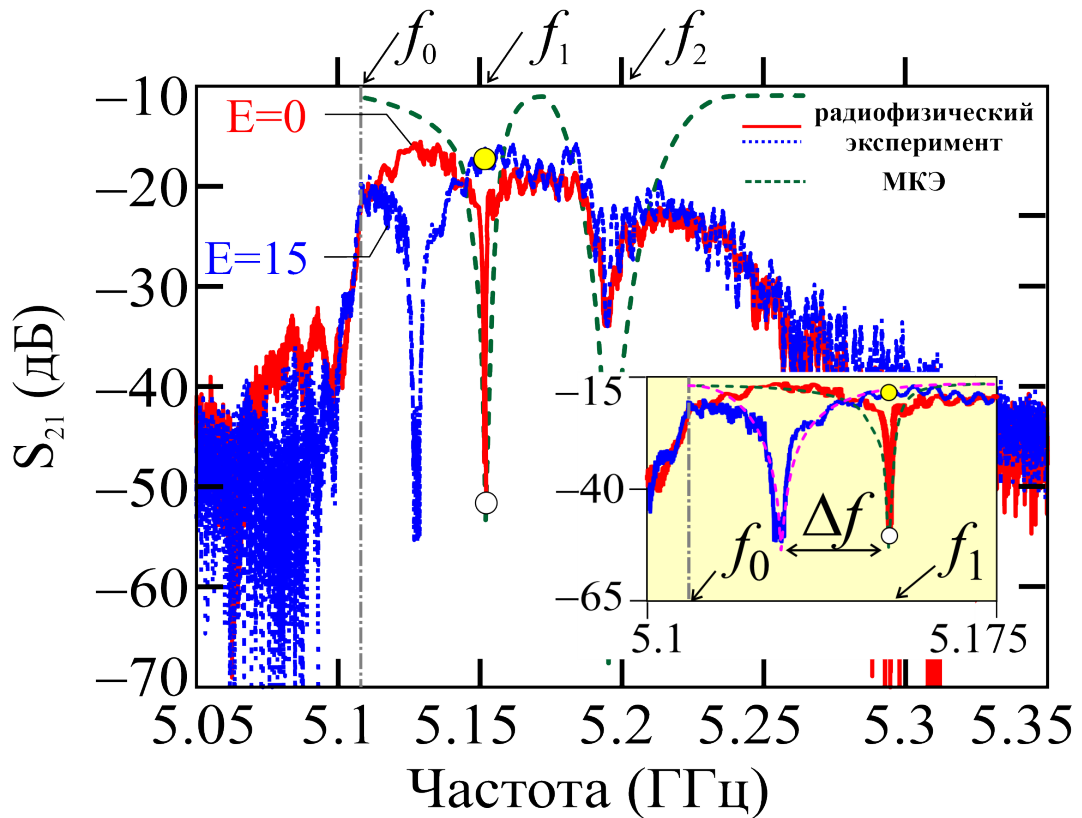


Рисунок 2.2 — АЧХ ЭМСВ для порта P_1 для разных уровней статического электрического поля (красная сплошная кривая, $E = 0$ кВ/см; синяя сплошная кривая, $E = 15$ кВ/см). Рассчитанная АЧХ показана пунктирной зеленой кривой. (Вставка) Масштабированная область индуцированного напряжением сдвига частоты провала коэффициента передачи S_{21} .

слоя. Электрическое поле в СЭ слое изменяется в пределах $0 - 15$ кВ/см. Этот диапазон приводит к изменению диэлектрической проницаемости (см. вставку на рис. 1).

Для начала, была проанализирована трансформация АЧХ рассматриваемой структуры при изменении приложенного электрического поля E от 0 до 15 кВ/см. Структура помещается в однородное статическое магнитное поле $H = 1200$ Э, ориентированное вдоль оси y для эффективного возбуждения в микроволноводе S_1 ПМСВ, также называемые волнами Дэймона-Эшбаха [135; 136]. Ограниченность по ширине обеих магнитных микроволноводов приводит к уменьшению внутреннего магнитного поля в конфигурации волн Дэймона-Эшбаха. Таким образом, величина внутреннего магнитного поле в центре каждой плёнки составляет $H_{int} = 1148$ Э.

Возбуждение ПМСВ в микроволноводе S_1 выполняется с помощью микрополосковой линии с микроволновыми преобразователями шириной 30 мкм и

длиной 1 мм. Когда спиновая волна распространяется вдоль направления x , она превращается в гибридную ЭМСВ в области, где происходит взаимодействие плёнок ЖИГ с СЭ слоем. ЭМСВ распространяется вдоль латеральных микроволноводов S_1 и S_2 , нагруженных СЭ слоем, как суперпозиция симметричных и антисимметричных мод [113] латеральных магнитных микроволноводов. Выходной преобразователь находится в конце микроволновода S_1 на расстоянии 6 мм от входного преобразователя (см. рисунок 2.1). Таким образом, ЭМСВ достигают области ЖИГ плёнок, где нет СЭ слоя, где они преобразуются обратно в ПМСВ и принимаются выходным микрополосковым преобразователем.

АЧХ коэффициента прохождения (S_{21}) ПМСВ в исследуемой структуре измерялось с помощью радиофизических измерений. Эксперименты выполняются при относительно малой входной мощности $P_{in} = 0.1$ мкВт, соответствующем линейному режиму распространения спиновых волн в пленке ЖИГ. На рис. 2.2 показана измеренная АЧХ ЭМСВ (сплошная красная кривая) при отсутствии электрического поля ($E = 0$ кВ/см). Два хорошо выраженных провала в полосе пропускания, обозначенные $f_1 = 5.15$ ГГц (падение на 30 дБ) и $f_2 = 5.19$ ГГц (падение на 10 дБ) на рисунке 2.2, соответствуют частотам, при которых мощность ЭМСВ эффективно не попадает в микроволновод S_1 . Когда приложенное электрическое поле увеличивается от 0 до 15 кВ/см, центральная частота первого провала в полосе пропускания смещается на $\Delta f = 25$ МГц (см. вставку на рисунке 2.2). Этот результат показан синей кривой на рисунке 2.2. Здесь частота первого провала обозначается f_1 . Серая вертикальная штрих-пунктирная линия обозначает частоту ферромагнитного резонанса $f_0 = \gamma \sqrt{H_{int}(H_{int} + 4\pi M_0)}$, где $\gamma = 2.8$ МГц/Э гиромагнитное отношение для плёнки ЖИГ.

Для демонстрации эффективной связи в мультиферроидной гетероструктуре, методом МБС [130–132] была исследована пространственная динамика интенсивности ЭМСВ, путем сканирования зондирующего пятна света вдоль осей x и y с пространственным разрешением 25 мкм. На рисунке 2.3 показаны двумерные пространственные карты $5 \times 0,5$ мм², где градациями цвета закодирована интенсивность ЭМСВ $I(x,y)$ на частоте 5.15 ГГц. При сравнении карт для $E = 0$ кВ/см (Рисунок 2.3(а)) и $E = 15$ кВ/см (Рисунок 2.3(б)), следует отметить, что мощность ЭМСВ переносится с S_1 на S_2 периодическим образом с пространственным периодом $2L_c$, который управляется значением при-

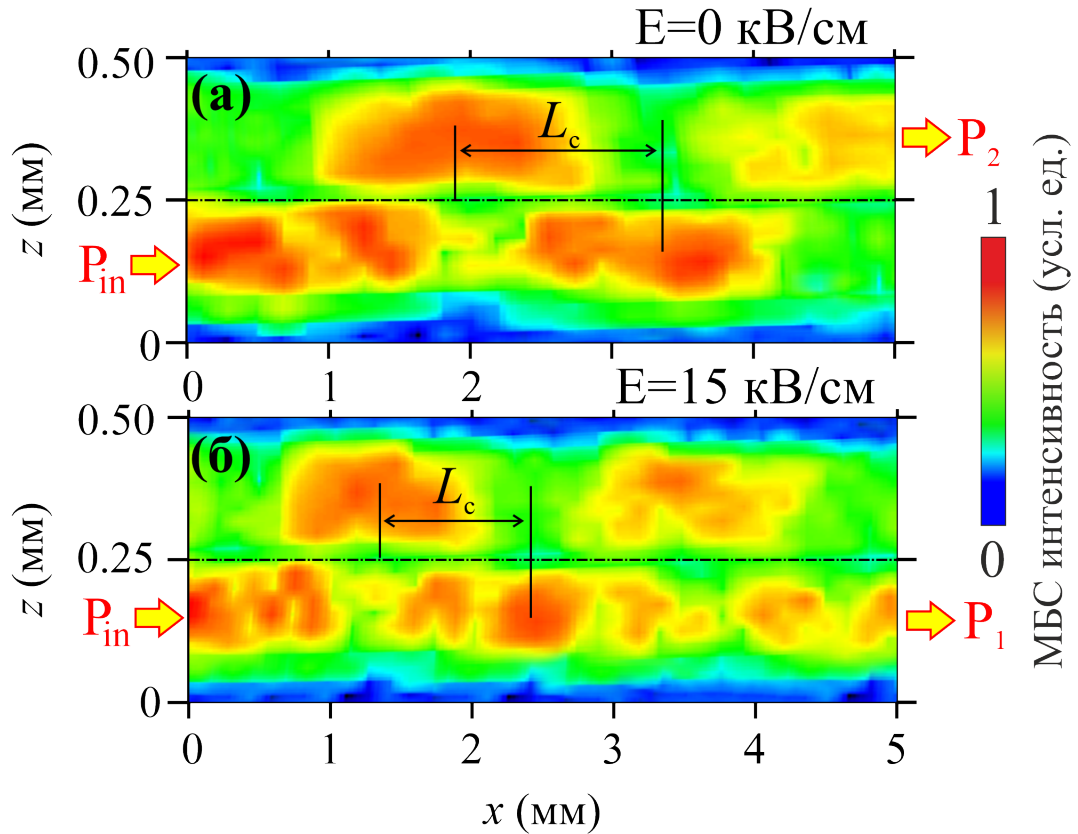


Рисунок 2.3 — Карты МБС-интенсивности, полученные при (а) $E = 0$ кВ/см и (б) $E = 15$ кВ/см при частоте возбуждения 5.15 ГГц.

ложенного электрического поля. Где L_c – длина пространственной перекачки ЭМСВ [113], т.е. расстояние, необходимое для полной передачи мощности от S_1 на S_2 . Таким образом, благодаря переключению сигнала из порта P_1 при $E = 0$ кВ/см в порт P_2 при $E = 15$ кВ/см, латеральная мультиферроидная структура демонстрирует перестройку с помощью электрического поля.

2.2 Численное моделирование спектра собственных мод латеральной структуры

Далее, чтобы выяснить причину наблюдаемого переключения мощности ЭМСВ, с помощью численного моделирования сравним дисперсии волн, распространяющихся в латеральной гетероструктуре и в латеральных магнитных микроволноводах. Численное моделирование проводилось с помощью МКЭ [120; 121]. Эффективные значения диэлектрической проницаемости СЭ-слоя в микроволновом диапазоне длин волн при отсутствии приложенного напряжения,

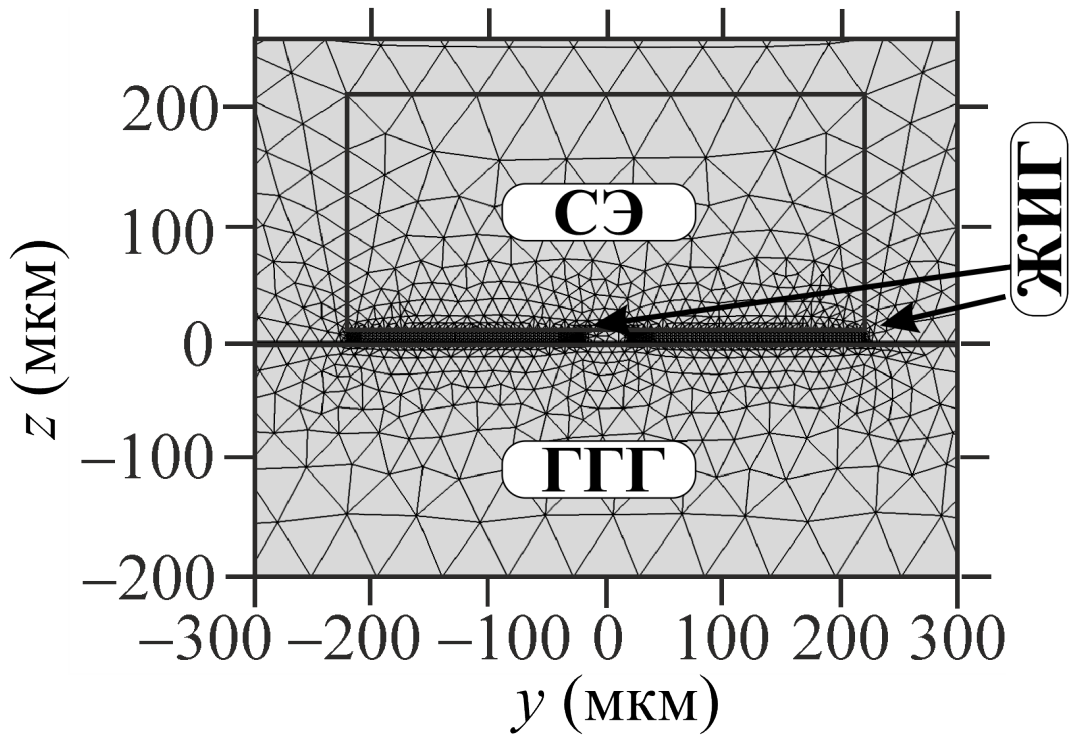


Рисунок 2.4 — Фрагмент расчётной области.

ГГГ-слоя и ЖИГ-полосок полагали равными $\varepsilon_{BST} = 2600$, $\varepsilon_{GGG} = 9$ и $\varepsilon_{YIG} = 14$ соответственно, а тензор магнитной проницаемости $\mu(f)$ ЖИГ-микроволноводов задавали в виде 1.7: где $\mu(f) = \frac{f_H(f_H + f_M) - f^2}{f_H^2 - f^2}$, $\mu_a(f) = \frac{f_M f}{f_H^2 - f^2}$, $f_M = \gamma 4\pi M_0 = 4.9$ ГГц, $f_H = \gamma H_0 = 3.21$ ГГц

Поперечное сечение исследуемой структуры и вид разбиения на элементы треугольной формы для расчета МКЭ показаны на рисунке 2.4, где изображен фрагмент расчетной области размером 600×450 мкм², содержащий латеральные ЖИГ-микроволноводы, СЭ-слой, ГГГ-слой. При этом наибольшее разбиение элементов приходится на ЖИГ-микроволноводы. Между СЭ-слоем и верхней границей расчетной области расположена область с $\varepsilon = 1$ и $\mu = 1$. Для увеличения точности вычисления волновых чисел и оптимизации времени расчета пленок размер элементов сетки уменьшают в области ферромагнитных микроволноводов. Граничные условия выбраны в виде “магнитных стенок” (касательная составляющая вектора напряженности магнитного поля равна нулю) на левой и правой границах расчетной области размером 1500×800 мкм, и “электрических стенок” (касательная составляющая вектора напряженности электрического поля равна нулю) на верхней и нижней границах. На рисунке 2.5 показана дисперсия ПМСВ в латеральных микроволноводах без СЭ слоя, полученная экспериментально (квадраты на рисунке 2.5(а)). Треугольниками

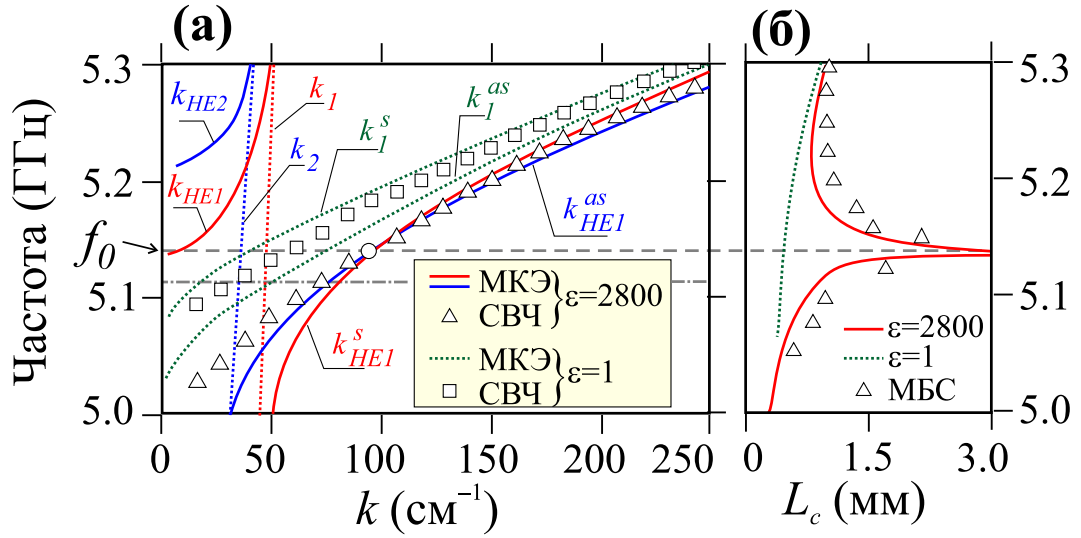


Рисунок 2.5 — Результаты расчета с помощью МКЭ для (а) дисперсионных характеристик и (б) частотной зависимости длины связи для симметричных и антисимметричных мод в латеральных ЖИГ микроволноводах (пунктирные кривые) и латеральной гетероструктуре (сплошные кривые). Квадраты и треугольники означают экспериментальные данные. Горизонтальная серая пунктирная линия обозначает частоту f_0 , а пунктирная линия обозначает частоту f_i .

на рисунке 2.5(а) построена экспериментально полученная дисперсия ЭМСВ в латеральной мультиферроидной структуре. Стоит отметить, что спектр собственных мод двух идентичных латеральных микроволноводов состоит из симметричной и антисимметричной поперечных мод. Для симметричной моды в направлении y амплитуды магнитных потенциалов в двух плёнках ЖИГ имеют одну и ту же фазу (вдоль оси y), а для антисимметричной они находятся в противофазе на π . Пунктирные кривые на рисунке 2.5(а) показывают рассчитанную дисперсию для симметричных (k_1^S) и антисимметричных (k_1^{AS}) ширинных мод ПМСВ (в латеральных микроволноводах без СЭ слоя). Распределение E_y -компоненты для этих мод изображено на рисунках 2.6(в) и 2.6(г). В латеральной мультиферроидной структуре симметричная мода k_1^S и антисимметричная мода k_1^{AS} связаны с первой [k_1 , Рисунок 2.6(а)] и второй [k_2 , Рисунок 2.6(б)] собственными модами ТЕ электромагнитной волны в СЭ слое соответственно.

Стоит отметить, что мы рассматриваем только первые ширинные моды магнитных микроволноводов и две низшие моды СЭ слоя, для описания динамики распространения в ЭМСВ в латеральных мультиферроиках. Гибридизация волн в магнитных микроволноводах и СЭ слое приводит к пересечению диспер-

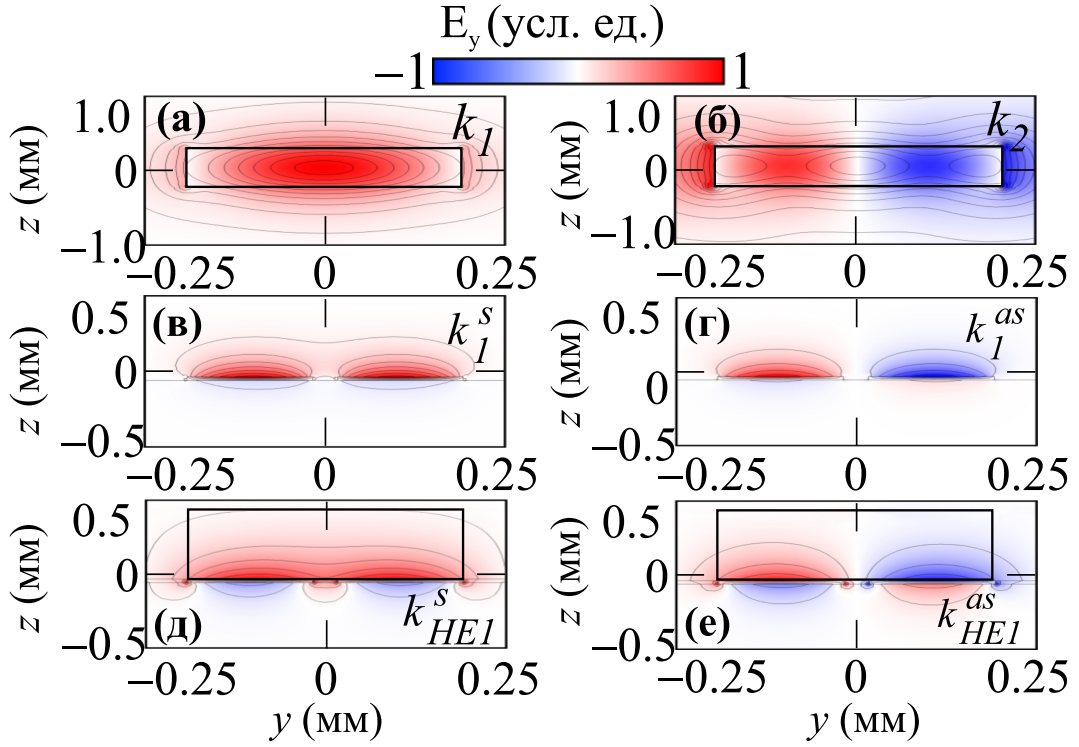


Рисунок 2.6 — Профили (а) первой и (б) второй мод электромагнитной волны СЭ слоя. Профили симметричных и антисимметричных мод в (в), (г) латеральных ЖИГ микроволноводах и (д), (е) мультиферроидной структуре.

сионных кривых как симметричной, так и антисимметричной мод, что показано на рисунке 2.5(а) сплошными линиями. Поэтому в латеральной мультиферроидной структуре может распространяться как быстрые электромагнитные волны в СЭ слое (k_{HE1} , k_{HE2}), так и медленные гибридные волны с волновыми числами для симметричной [k_{HE1}^S , Рисунок 2.6(д)] и антисимметричной [k_{HE1}^{AS} , Рисунок 2.6(е)] моды ЭМСВ.

Видно, что дисперсионная кривая для k_{HE1}^S пересекает дисперсионную кривую для k_{HE1}^{AS} на частоте $f_i = 5.155$ ГГц, обозначенной горизонтальной пунктирной линией на рисунке 2.5(а). Поэтому можно сказать, что частотная зависимость длины пространственной перекачки ЭМСВ, которая определяется как $L_c(f) = \frac{\pi}{|k_{HE1}^S(f) - k_{HE1}^{AS}(f)|}$, имеет особенность на частоте f_i ; т.е. небольшое отклонение частоты от f_i приводит к значительному увеличению L . Чтобы продемонстрировать этот факт, проведено измерение L_c в диапазоне частот 5.05–5.3 ГГц с шагом 25 МГц, методом МБС (треугольники на рисунке 2.5(б)), в случае, когда $E = 0$ кВ/см. Черный треугольник соответствует частоте $f_1 = 5.15$ ГГц. Измеренные данные хорошо согласуются с численными результатами (Рисунок 2.5(б), сплошная кривая). Длина пространственной перекачки ЭМСВ умень-

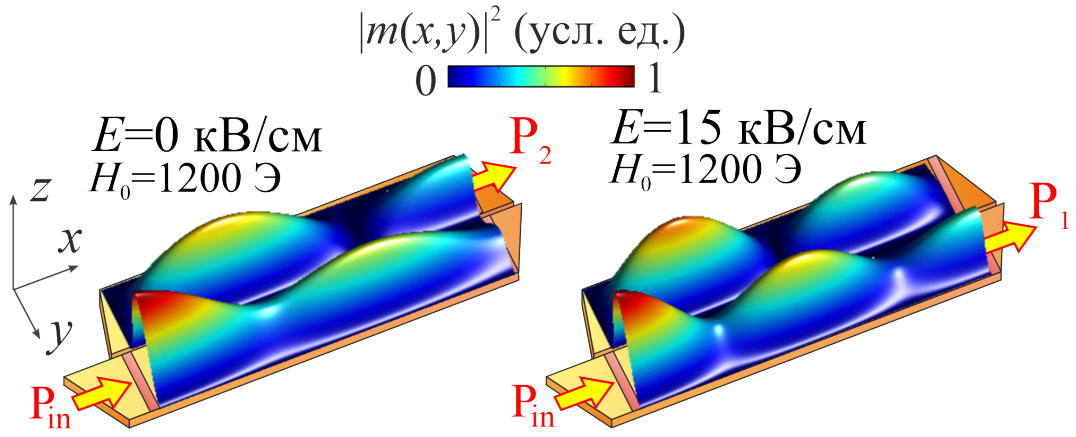


Рисунок 2.7 — Карты интенсивности ЭМСВ, полученные при (а) $E = 0$ кВ/см и (б) $E = 15$ кВ/см.

шается примерно в 2 раза, когда частота отходит от f_i примерно на 50 МГц. Как видно на рисунках 2.5(а) и 2.5(б), наиболее эффективная перестройка L_c достигается для ЭМСВ с волновыми числами в диапазоне $50 - 150 \text{ см}^{-1}$. Это объясняет, почему частота второго провала f_2 не смещается при приложении постоянного напряжения (Рисунок 2.2). Следует также отметить, что полностью монотонная форма $L_c(f)$ типична для латеральных ЖИГ микроволноводов [113] (см. пунктирную кривую на рисунке 2.5(б)), полученную для $\varepsilon = 1$. Численное моделирование подтверждает характер провала в коэффициенте передачи ЭМСВ. Пунктирные кривые на рисунке 2.2 показывают рассчитанные значения коэффициента передачи S_{21} , а рисунках 2.7(а) и 2.7(б) демонстрируют рассчитанное распределение интенсивности спиновых волн при $E = 0$ кВ/см и $E = 15$ кВ/см, соответственно.

Чтобы показать плавную перестройку с помощью электрического поля латеральной мультиферроидной структуры, изменяя электрическое поле в диапазоне $0 - 20$ кВ/см выполняются МБС-измерения длины пространственной перекачки ЭМСВ (треугольники на рисунке 2.8(а)) на частоте f_1 . Поскольку известно соотношение между ε и E , можно вычислить длину пространственной перекачки ЭМСВ L_c как функцию от E (показана сплошной красной кривой на рисунке 2.8(а)). Эти данные показывают, что экспериментальные результаты хорошо согласуются с рассчитанными результатами, т.е. монотонное уменьшение L_c с уменьшением ε . Отметим также, что увеличение E от 0 до 12.5 кВ/см приводит к увеличению коэффициента C по уровню 50 дБ, который определяется как $C = 10 \log(P_1/P_2)$, где $P_1 = \int_0^w I(y) dy$ и $P_2 = \int_{w+d}^{2w+d} I(y) dy$.

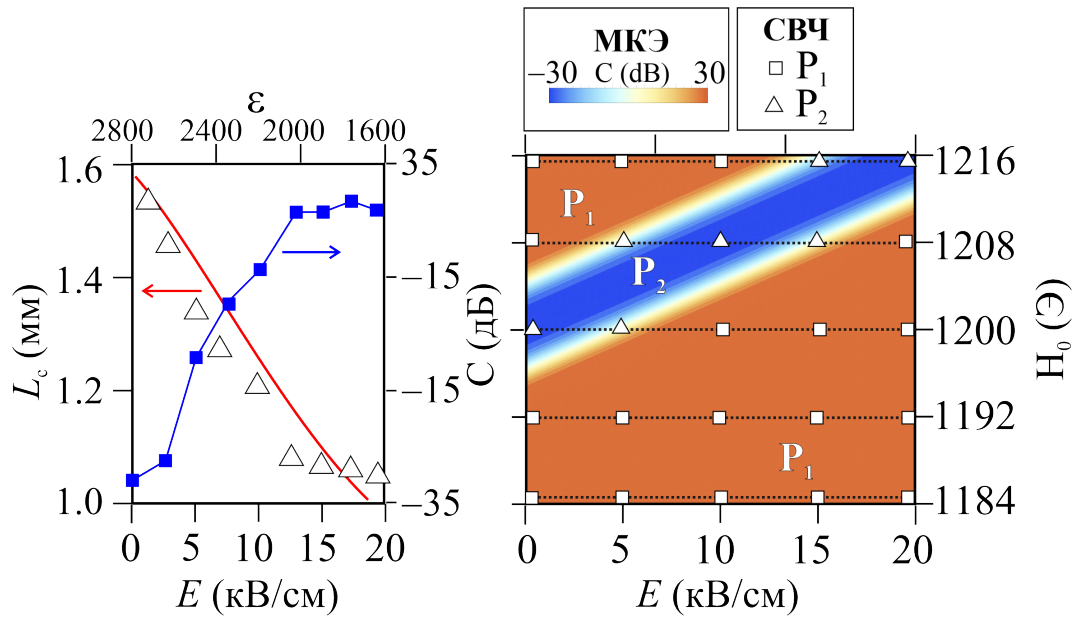


Рисунок 2.8 — (а) Зависимость длины пространственной перекачки ЭМСВ L_c и коэффициента C от приложенного электрического поля к СЭ слою. Треугольниками показаны данные МБС. (б) Карта режимов работы $C(E, H)$ направленного двухканального ответвителя. Квадраты и треугольники соответствуют выходным портам P_1 и P_2 .

Стоит отметить, что сдвиг частоты $\Delta f \approx 25$ МГц первого провала (см. рисунок 2.2) может быть получен не только путем изменения электрического поля от 0 до 15 кВ/см, но и за счет уменьшения величины магнитного поля на $\Delta H = \Delta f / \gamma = 8.9$ Э. Из этого можно сделать вывод, что изменение как E , так и H может влиять на динамику спиновых волн в латеральной мультиферроидной структуре. Чтобы продемонстрировать двойное управление рассматриваемой структуры, на рисунке 2.8(б) построена карта режимов (E, H) для частоты f_1 . Также точками на карте показаны радиофизические измерения на фиксированных электрических и магнитных полях в диапазоне значений, показанных на рисунке 2.8(б). Квадратами на рисунке 2.8(б) обозначен режим, который соответствует сигналу, выводимому через порт P_1 . Когда значение коэффициента передачи уменьшается на 5 дБ, точка отмечается треугольником. Как уже упоминалось выше, этот провал мощности в положении порта P_1 указывает на то, что мощность передается в порт P_2 . Поэтому длина связи и, следовательно, эффективность связи контролируется электрическим и магнитным полем. Управление величиной длины связи в латеральной гетероструктуре ЖИГ-сегнетоэлектрик происходит в основном за счет гибридизации симметричных

и антисимметричных мод ЖИГ микроволноводов с первой и второй модами в сегнетоэлектрическом слое соответственно.

2.3 Выводы по второй главе

Таким образом по результатам второй главы можно сформировать следующие выводы:

С помощью радиофизических измерений и метода Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии проведено исследование процессов распространения гибридных электромагнитных спиновых волн в латеральной системе параллельно ориентированных ферритовых микроволноводах с сегнетоэлектрическим слоем.

Показана возможность эффективного управления длиной пространственной перекачки гибридных электромагнитных спиновых волн между микроволноводами при изменении напряженности постоянного электрического поля.

Расчеты характеристик распространения гибридных электромагнитных спиновых волн в латеральной мультиферроидной структуре конечной ширины показывают, что энергетический обмен между пленками обусловлен особенностями межмодовой связи волн. Исследованы механизмы гибридизации поперечных мод и трансформация спектров электромагнитных спиновых волн в мультиферроидной структуре при изменении электрического поля, приложенного к слою сегнетоэлектрика.

Глава 3. Трансформация спектра дипольных спиновых волн в латеральной системе трех магнитных микроволноводов с помощью изменения ориентации внешнего магнитного поля и распределённых упругих деформаций

В настоящее время, использование массивов на основе параллельно ориентированных (латеральных) магнитных микроструктур представляется важной задачей для построения элементной базы приборов обработки, передачи и хранения информации в микроволновом и терагерцевом диапазоне [6; 7; 24]. На основе массивов микроструктур из ЖИГ оказывается возможным создание магнетонных сетей для создания устройств обработки сигналов. При этом информация передается с помощью волноводов СВ, а логические операции реализованы на основе принципов спин-волновой интерференции [15; 16]. Одним из механизмов спин-волнового переключения может быть реализован путем изменения угла, под которым статическое магнитное поле прикладывается к спин-волноведущей структуре. Однако в связи с развитием технологий изготовления планарных интегральных волноведущих мультиферроидных структур типа феррит-сегнетоэлектрик и феррит-пьезоэлектрик, демонстрирующих перестройку при изменении величины приложенного внешнего постоянного электрического поля, оказывается возможным интеграция новых научных направлений в физике конденсированного состояния: 'стрейнтроники' [83] и 'магноники' [6]. Использование физических эффектов, обусловленных упругими деформациями, возникающими в магнитных микро- и наноструктурах под действием внешних управляющих полей, может лежать в основе функционирования модулей выполнения базовых логических операций [15] на принципах магнетонной стрейнтроники.

В данной главе показано управление спектром СВ, распространяющихся в латеральных массивах ЖИГ-микроволноводов. Три микроволновода расположены параллельно друг другу и разделены достаточно малыми воздушными зазорами, чтобы обеспечить сильную дипольную связь между соседними микроволноводами. Причиной связи является дальнедействующее динамическое поле рассеяния (дипольное) вектора прецессирующей намагниченности. Будет показано управление характеристиками этой связи, изменяя угол статического внешнего магнитного поля относительно главных осей геометрии. С помощью мик-

ромагнитного моделирования будут получены спектры прохождения спиновых волн в латеральной структуре. Используя МБС, экспериментально продемонстрирован перенос мощности спиновых волн вдоль микроволноводов. Показано управление спектром и передаточными характеристиками СВ между микроволноводами, изменяя угол внешнего магнитного поля.

Во второй части будет произведено численное моделирование исследования спектра спиновых волн в управляемых деформациями латеральных магнитных гетероструктурах. Проведено исследование спектра собственных мод в слоистой структуре ЖИГ-пьезоэлектрик конечной ширины. Будет показано, что приложение напряжения к слою пьезоэлектрика и изменение угла подмагничивания структуры приводит к локальной трансформации внутреннего магнитного поля и как следствие к трансформации спектра спиновых волн.

В третьей части с помощью численных и экспериментальных исследований будет продемонстрирована возможность управления дипольной спин-волновой связью в латеральном массиве ферромагнитных микроволноводов с пьезоэлектрическим слоем при воздействии упругих деформаций. В качестве экспериментальной демонстрации исследованных физических процессов будет предложена конфигурация синтетической мультиферродной структуры. Будут выявлены механизмы управления дипольной связью спиновых волн путем создания упругих деформаций, локализованных в области максимумов напряженности электрического поля.

3.1 Экспериментальное исследование латеральной системы ЖИГ-микроволноводов

Схема исследуемой латеральной магнитной структуры показана на рис. 3.1. Структура состоит из трех параллельно-ориентированных магнитных микроволноводов S_1 , S_2 и S_3 . Ферритовые микроволноводы формируют три спин-волновых канала. Латеральные микроволноводы были изготовлены из пленки ЖИГ, толщиной $t = 10$ мкм, выращенной методом высокотемпературной жидкофазной эпитаксии на ГГГ подложке толщиной 500 мкм. Используя метод лазерной абляции с пространственным разрешением, была сформирована

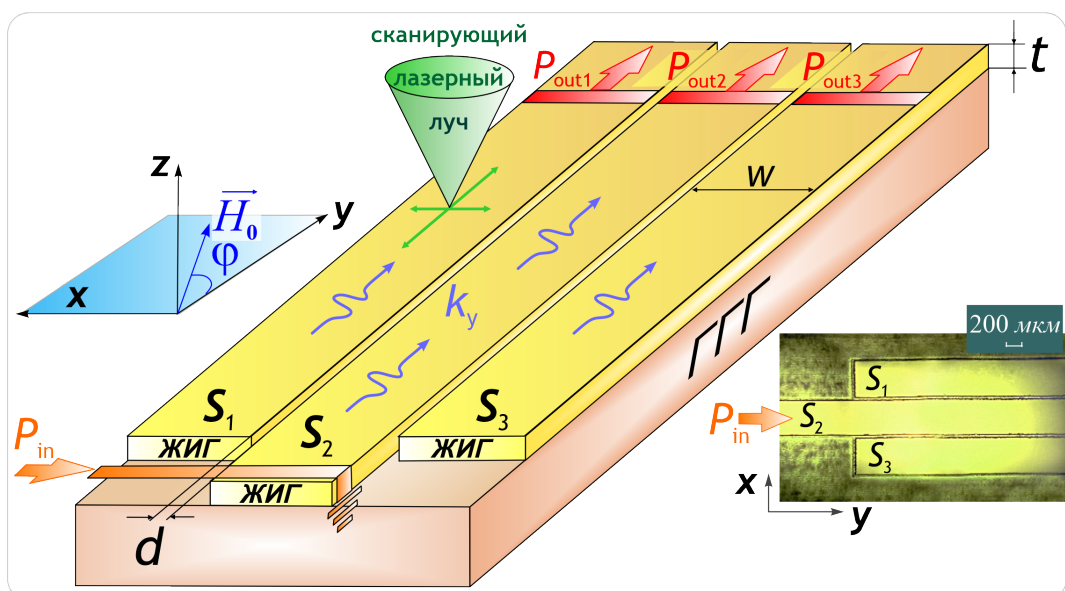


Рисунок 3.1 — Схематическое изображение латеральных магнитных микроволноводов. На вставке проведена микрофотография реальной структуры

система латеральных микроволноводов. Волоконный YAG: Nd-лазер с высокоточным двухмерным гальванометрическим сканирующим модулем Cambridge Technology 6240H использовался в импульсном режиме с мощностью импульса 50 Дж и длительностью импульса 10 нс для абляции материала. Намагниченность насыщения полученной пленки ЖИГ измерялась независимо и равнялась $4\pi M_0 = 1750$ Гс.

Ширина каждого магнитного микроволновода составляла $w = 500$ мкм. Расстояние между магнитными микроволноводами составляет $d = 40$ мкм. Длина структуры (в направлении y) составляет 6 мм для микроволноводов S_1 и S_3 и 8 мм для микроволновода S_2 . Спиновые волны в структуре возбуждались микрополосковой антенной толщиной 1 мкм (в направлении z) и шириной 30 мкм (в направлении y).

Для возбуждения спиновых волн на входную антенну подавался СВЧ-ток. Ток представлял собой серию СВЧ-импульсов длительностью 100 нс с периодом 2 мкс. Импульсный режим выбран, чтобы избежать нагрева полоски S_2 в окрестности СВЧ-антенны.

Структура помещалась во внешнее магнитное поле $H_0 = 1200$ Э. Угол φ изменялся в области плоскостей $x - y$. Данная конфигурация способна эффективно возбуждать ПМСВ в S_2 [135; 136] при $\varphi = 90^\circ$ и обратные объёмные магнитостатические волны (ОМСВ) при $\varphi = 0^\circ$. Благодаря дальнедействующим

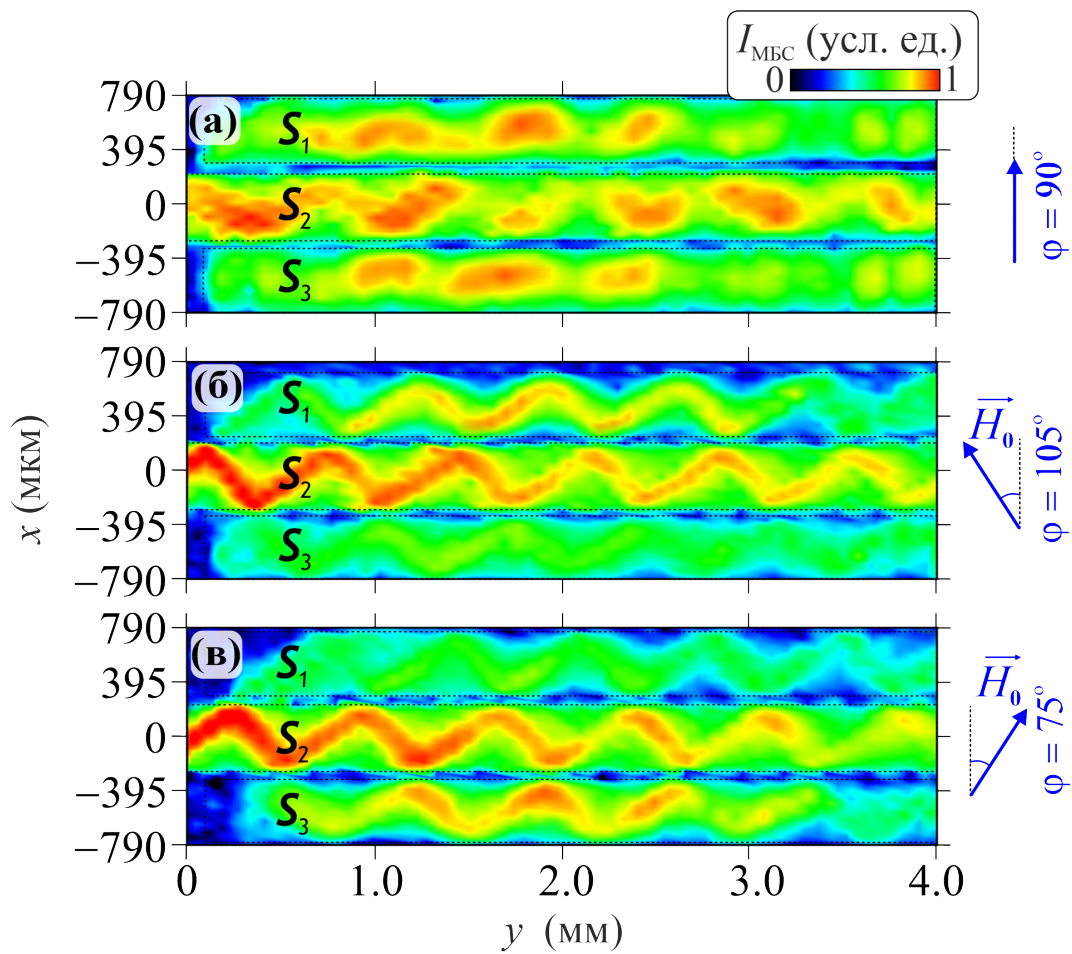


Рисунок 3.2 — Пространственные карты интенсивности ПМСВ, измеренной с помощью МБС для различных углов подмагничивания φ (на частоте $f_{MSSW} = 5.25$ ГГц).

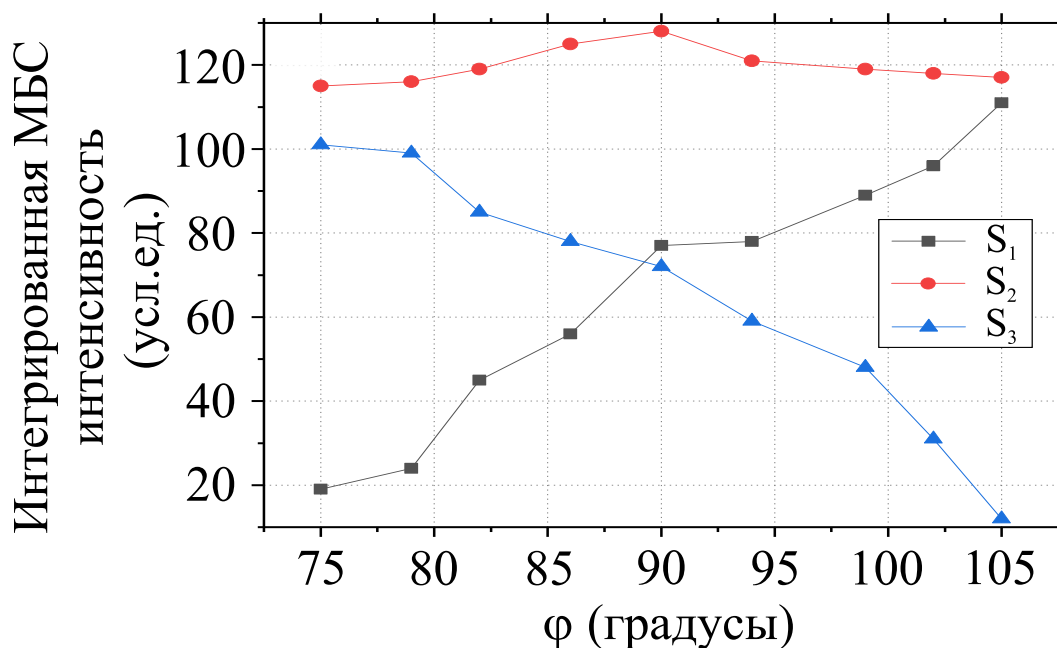


Рисунок 3.3 — Интегрированная интенсивность МБС-сигнала как функция φ для S_1 (серые квадраты), S_2 (красные кружки), S_3 (синие треугольники).

щему характеру динамического поля рассеяния в геометрии микроволноводов, S_2 может периодически обмениваться энергией спиновых волн с S_1 и S_3 [113].

Экспериментальное исследование динамики ПМСВ проводилось с использованием метода МБС магнитных материалов [78; 79; 113; 115]. Были получены пространственные карты интенсивности рассеянного света I_{BLS} , закодированного цветами по мере увеличения интенсивности спиновых волн. Они показаны для разных углов φ на рис. 3.2 на частоте $f_{MSSW} = 5.25$ ГГц. Видно, что при изменении угла φ трансформация происходит пространственного распределения интенсивности для S_1 и S_3 . В частности, уменьшение I_{BLS} для микроволновода S_3 ($\varphi = 105^\circ$ (см. Рис. 3.2 (б))) и для микроволновода S_1 ($\varphi = 75^\circ$ (см. Рис. 3.2 (в))). Следует отметить, что при изменении угла подмагничивания φ в системе наблюдается трансформация распространения спиновых волн, в частности s-образное распространение интенсивности вдоль микроволноводов. Этот эффект связан с интерференцией первой и второй мод [137] во входной секции микроволновода S_2 . На рис. 3.3 показана изменение интегральной интенсивности МБС, снятого в сечении $y = 3$ мм, при изменении угла подмагничивания φ . В то же время при $\varphi = 90^\circ$ видно, что система демонстрирует практически одинаковую интенсивность в микроволноводах S_1 и S_3 . В то же время при уменьшении угла φ до 75 градусов или увеличении до 105 градусов наблюдается перераспределение интенсивности спиновых волн в боковых микроволноводах.

3.2 Микромагнитное моделирование латеральной структуры при изменении угла подмагничивания

Для демонстрации управления распределением интенсивности спин-волнового сигнала посредством изменения угла внешнего магнитного поля было проведено численное моделирование на основе решения уравнения 1.8 ЛЛ [119; 125], рассмотренного в главе 1. Конечная ширина магнитных микроволноводов в x -направлении приводит к неоднородному распределению внутреннего (статического) магнитного поля. Сначала рассчитаем профили внутреннего магнитного поля вдоль x -направления рассматриваемой структуры. Сделано это, потому что неоднородность профиля внутреннего магнитного поля может повлиять на динамическое взаимодействие между микроволноводами. Обнаружено, что внутреннее магнитное поле имеет асимметричный профиль относительно S_1 и S_3 (см. Рис. 3.4(а)) центров каждого микроволновода. На рис. 3.4(б) показана распределение величины внутренних магнитных полей $|H_{int}(x)|$ для микроволноводов как функция φ . Видно, что величина $|H_{int}(x)|$ изменяется с увеличением угла подмагничивания. Чтобы количественно оценить эффект с помощью одного параметра, введём параметр $\Delta H_{int} = H_{int2} - H_{int1,3}$. Он представляет собой разницу во внутренних полях S_2 и S_1 или S_3 (см. рис. 3.4(а)). Увеличение угла φ приводит к увеличению ΔH_{int} , как показано на рис. 3.4(б). В моделировании было обнаружено, что профиль статического магнитного поля по ширине структуры (в направлении x) зависит от величины намагниченности насыщения для магнитного материала и размеров каналов, а небольшое изменение зазора между микроволноводами d не приводит к значительному изменению значения ΔH_{int} при ширине $w = 500$ мкм. Однако изменение расстояния d приводит к заметному изменению величины связи между распространяющимися спиновыми волнами, распространяющимися в соседних микроволноводах [113].

Далее были вычислены распределения пространственной интенсивности спиновых волн в латеральной структуре при изменении угла φ , для сравнения с результатами экспериментального измерения. В левом столбце рис. 3.5 показано распределение интенсивности спиновых волн $I(x,y) = \sqrt{m_x^2 + m_z^2}$ в случае возбуждения ПМСВ. Как указано выше, экспериментально наблюдаемая интенсивность МБС пропорциональна квадрату динамической намагниченности.

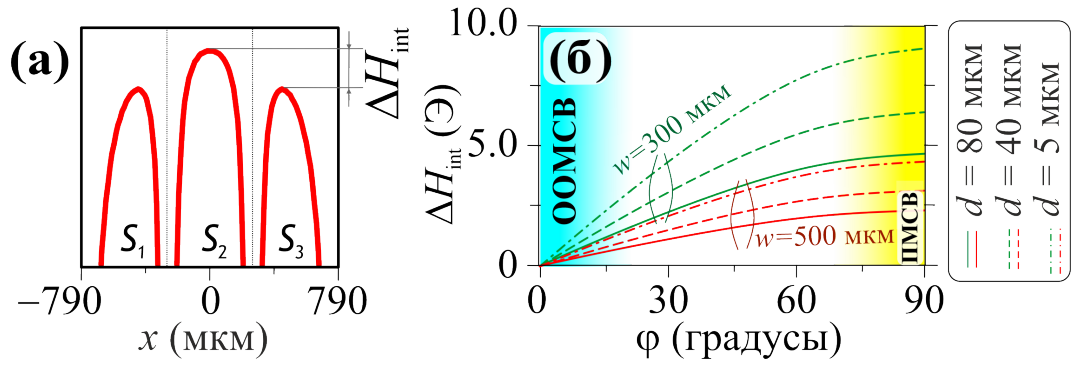


Рисунок 3.4 — (а) Профили внутреннего магнитного поля латеральной структуры. (б) Величина ΔH_{int} как функция угла подмагничивания φ для различных значений ширин w и зазоров d .

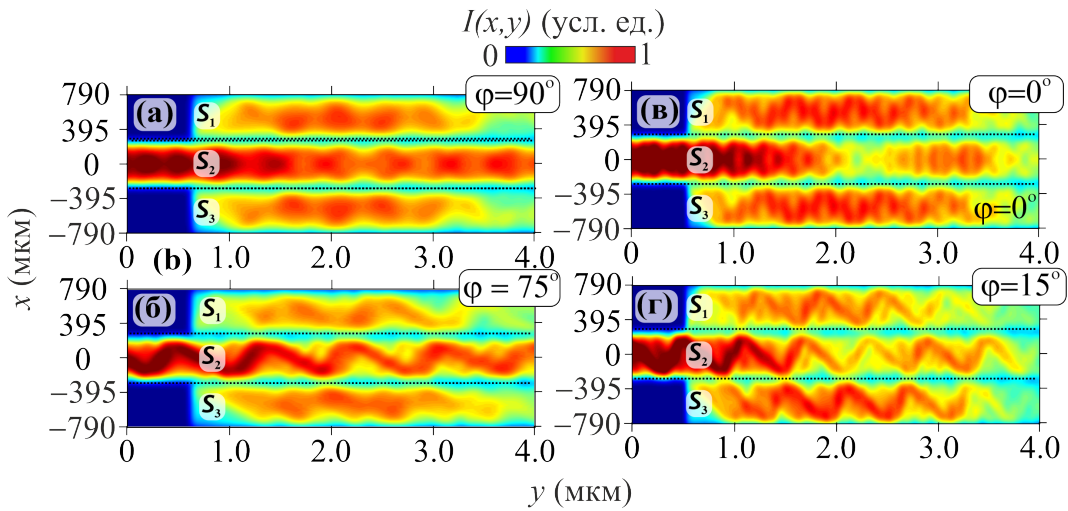


Рисунок 3.5 — Пространственные карты интенсивности спиновых волн при изменении угла подмагничивания для ПМСВ (на частоте $f_{MSSW} = 5.25$ ГГц) (а, б) и ООМСВ (на частоте $f_{BVMSW} = 5.23$ ГГц) (в, г).

Таким образом, интенсивность спиновой волны является хорошим представлением для сравнения с экспериментальными данными МБС. Эти данные приведены для двух углов φ . Видно, что при наклоне приложенного поля к оси x происходит преобразование пространственного распределения интенсивности для боковых микроволноводов $S_{1,3}$. В частности, наблюдается уменьшение интенсивности ПМСВ для полосы S_3 . Аналогичное поведение наблюдается для ООМСВ (правый столбец). Следует отметить, что в случае ООМСВ этот эффект более выражен из-за отсутствия разницы внутренних магнитных полей в латеральной структуре.

Затем была вычислена величина спектральной плотности мощности для выходного сигнала $P_{1,2,3}(f)$ в сечении вдоль оси x , расположенное в точке $y =$

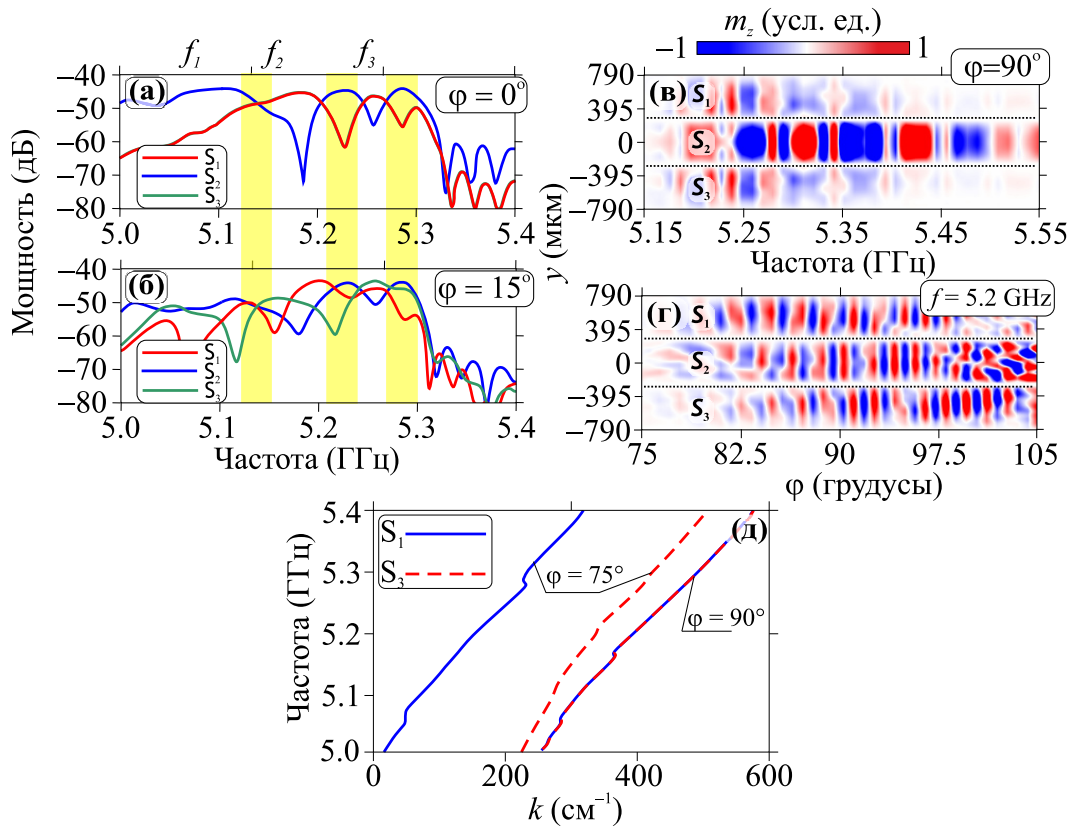


Рисунок 3.6 — Спектральная плотность мощности выходного сигнала $P_{1,2,3}(f)$ в случае распространения ООМСВ, когда угол $\varphi = 0^\circ$ (а) и $\varphi = 15^\circ$ (б). Пространственная карта компоненты динамической намагниченности m_z как функция частоты для $\varphi = 90^\circ$ (в) и как функция угла φ для фиксированной частоты, значение которого показано на панели (г). (д) Частотная зависимость эффективного волнового числа при изменении φ .

3.0 мм. Сделано это в зависимости от частоты и для случая распространения ООМСВ (см. рис. 3.6 (а,б)). Видно, что при изменении угла подмагничивания φ наблюдается перераспределение мощности, а также нарушение симметрии в спектрах для микроволноводов $S_{1,3}$. На рис. 3.6(в) показана смоделированная частотная зависимость величины компоненты динамической намагниченности m_z ПМСВ для $\varphi = 90^\circ$. Видно, что в диапазоне частот от 5.17 ГГц до 5.4 ГГц часть энергии ПМСВ передается от S_2 к S_1 и S_3 . При $f > 5.4$ ГГц мощность ПМСВ в основном локализуется в центральной полосе S_2 . На рисунке 3.6 (г) показано влияние знака φ на m_z (фазу спиновой волны) в сечении $y = 3.0$ мм вдоль оси x . При постепенном изменении величины угла наблюдается изменение величины и знака m_z .

На рис. 3.6 (д) показаны величина эффективного волнового числа для частотного диапазона возбуждения ПМСВ. Значения волновых чисел бы-

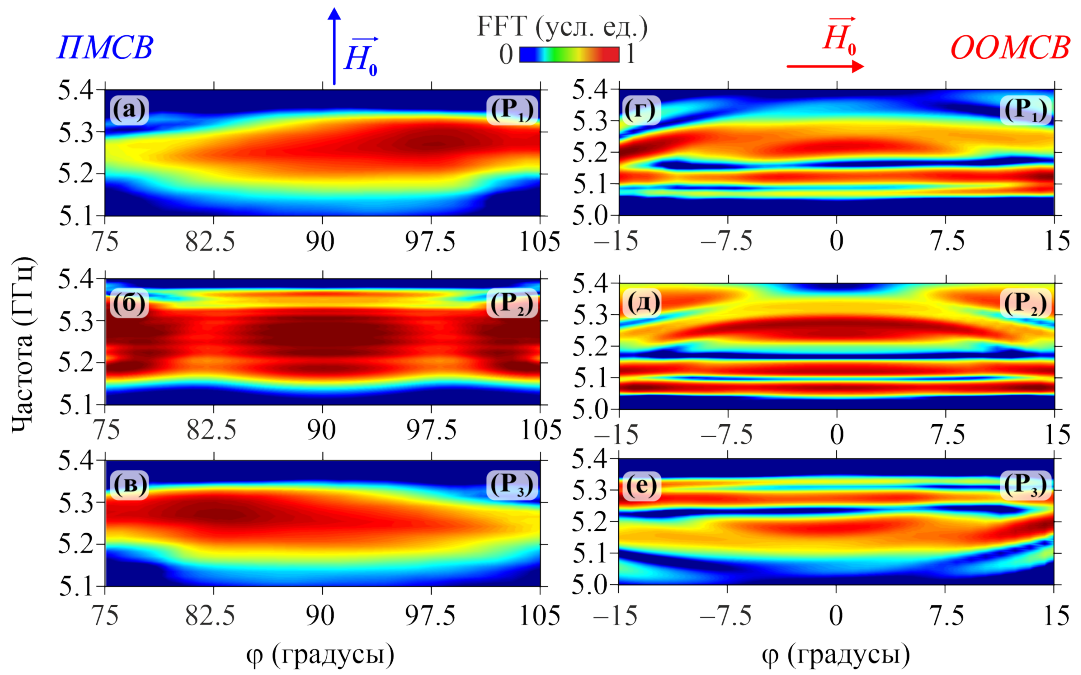


Рисунок 3.7 — Карты спектральной плотности мощности для каждого магнитного волновода S_1 (а, г), S_2 (б, д), S_3 (в, е) в зависимости от угла φ . (а-в) - ПМСВ; (г-е) - ООМСВ.

ли получены из исходных данных моделирования по формуле $k_{eff}(f) = (\zeta(f) - \zeta_S(f))/L_1$, где $\zeta(f)$ - фазовый сдвиг ПМСВ по длине L_1 между областью входной и выходной антенны, $\zeta_S(f)$ - начальная фаза на источнике возбуждения ПМСВ. Из рисунка видно, что для $\varphi = 90^\circ$ дисперсионные характеристики для S_1 (красная пунктирная кривая на рис. 3.6 (д)) и S_3 (синяя пунктирная кривая на рис. 3.6 (д)) имеют одинаковое значение. При изменении угла поля подмагничивания на 15° дисперсионные характеристики смещаются друг относительно друга. Это происходит из-за изменения фазового сдвига $\zeta(f)$

На рис. 3.7 представлены карты спектральной плотности мощности для каждого магнитного микроволновода S_1 (см. рис. 3.7 (а,г)), S_2 (см. рис. 3.7(б,д)), S_3 (рис. 3.7(в,е)) как функция угла подмагничивания φ в случае ПМСВ (рис. 3.7(а-в)) и ООМСВ (рис. 3.7(г-е)). Наблюдается выраженная асимметрия эффектов при изменении угла φ для S_1 и S_3 . При этом наблюдается хорошее соответствие физических эффектов трансформации пространственного распределения и спектров прохождения при изменении угла подмагничивания φ , полученных с помощью микромагнитного моделирования и результатов экспериментального исследования методом МБС.

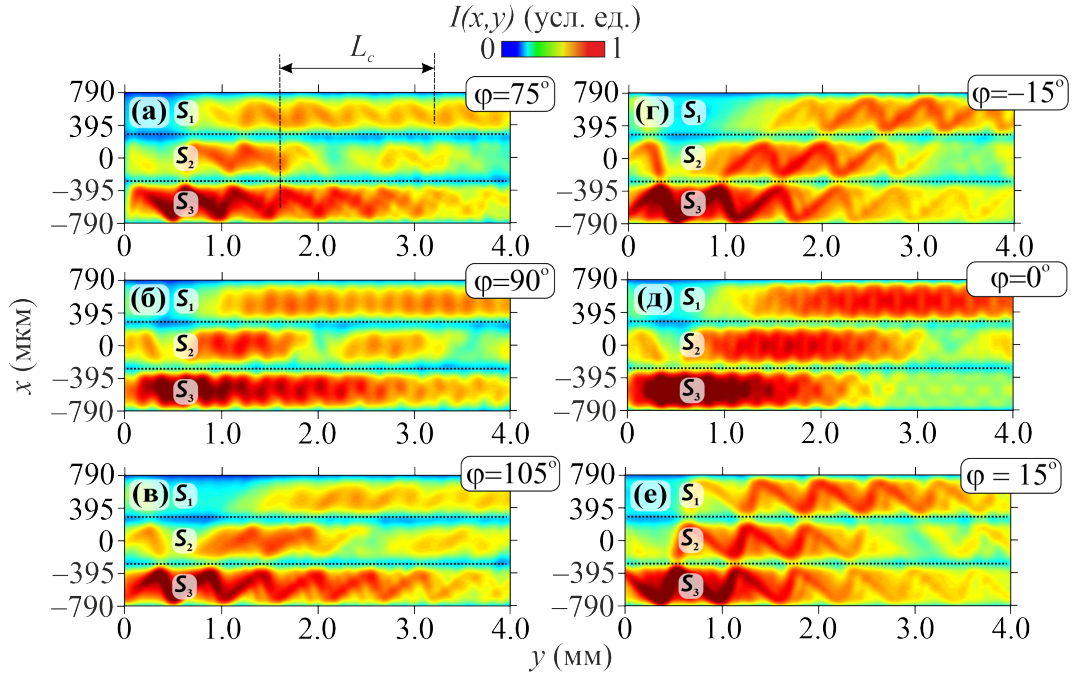


Рисунок 3.8 — Пространственные карты интенсивности СВ для различных углов подмагничивания. (а-в) ПМСВ, (г-е) ООМСВ.

Далее был рассмотрен случай, когда возбуждение спиновых волн производится в боковом ферритовом микроволноводе S_3 . На рисунке 3.8 показано распределение интенсивности $I(x, y) = \sqrt{m_x^2 + m_z^2}$ для конфигурации ПМСВ (левый столбец) в случае различных углов подмагничивания φ . Видно, что большая часть энергии ПМСВ остается локализованной в S_3 из-за неравенства внутренних статических магнитных полей в латеральных магнитных микроволноводах (см. рис. 3.4(а)). Разница во внутренних полях препятствует полному переносу энергии в соседний микроволновод S_2 . В то время как, в случае распространения ООМСВ возможна полная передача спин-волновой мощности от S_3 к S_1 . В данной конфигурации также можно оценить длину пространственной перекачки СВ L_c (см. рис. 3.8(а)) равная расстоянию в направлении y , на котором передача энергии от S_3 к S_2 и S_1 достигает максимума. Когда изменяется угол подмагничивания φ , L_c уменьшается как случае ПМСВ, так и для ООМСВ.

На рис.3.9 показаны пространственные карты m_z для различных углов подмагничивания φ . Случаи рассчитаны для $d = 0$, а также в данных результатах изменяется начальное возбуждение ПМСВ, когда возбуждающая антенна находится в области S_2 (а-в) или S_1 (г-е). Видно, что при изменении угла смещения фронт распространения ПМСВ поворачивается в направлении вра-

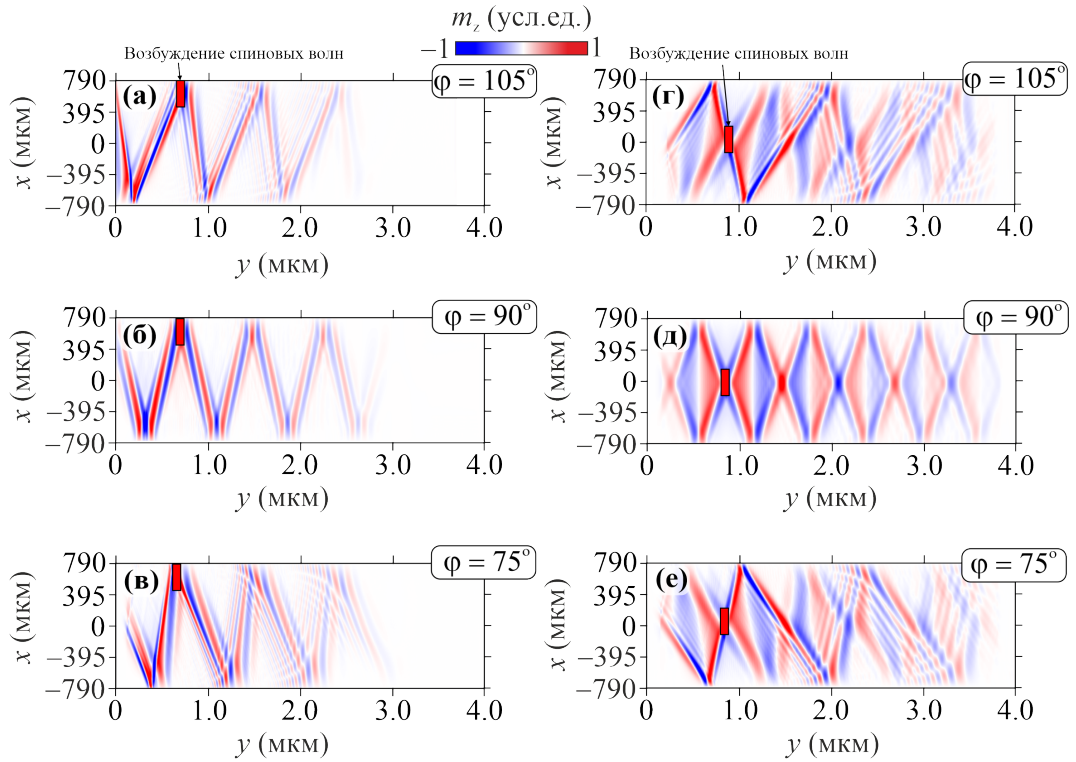


Рисунок 3.9 — Пространственные карты компоненты динамической намагниченности m_z для различных углов подмагничивания. $d = 0$ и входная антенна расположена либо в области S_2 (а-в), либо в S_1 (г-е).

щения вектора магнитного поля. Также важно провести дальнейшее сравнение с результатами моделирования методом МКЭ. Показано, что для волновода утроенной ширины углы падения и отражения на краях волновода не совпадают при изменении угла внешнего магнитного поля. Следует отметить, что при возбуждении ПМСВ в боковой части волновода наблюдается изменение характера распространения, например изменение длины волны и влияние каустико-подобных лучей, а также проявления асимметричного характера распространения [64; 138].

3.3 Исследование процессов трансформации спектра собственных мод латеральной структуры при изменении угла подмагничивания

Ранее было показано, что изменение угла подмагничивания φ приводит к трансформации пространственного распределения и характеристик прохождения СВ в латеральной магнитной структуре, поэтому важной особенностью

является исследовать трансформацию электродинамических характеристик и спектр собственных мод рассматриваемой структуры. Поэтому были рассчитаны спектры собственных мод латеральной структуры с помощью МКЭ. Построена двумерная модель латеральной структуры и численно решена полная система уравнений Максвелла рассмотренная в предыдущих главах. В случае произвольного угла намагничивания φ тензор магнитной проницаемости для плёнки ЖИГ можно записать в следующем виде [36; 38]:

$$\hat{\mu} = \begin{vmatrix} \mu(f)\sin^2\varphi + \cos^2\varphi & i\mu_a(f)\sin\varphi & (1 - \mu(f))\sin\varphi\cos\varphi \\ -i\mu_a(f)\sin\varphi & \mu(f) & i\mu_a(f)\cos\varphi \\ (1 - \mu(f))\sin\varphi\cos\varphi & -i\mu_a(f)\cos\varphi & \mu(f)\cos^2\varphi + \sin^2\varphi \end{vmatrix} \quad (3.1)$$

где, $\mu(f) = \frac{f_H(f_H+f_M)-f^2}{f_H^2-f^2}$, $\mu_a(f) = \frac{f_M f}{f_H^2-f^2}$, $f_M = \gamma 4\pi M_0 = 4.9$ ГГц, $f_H = \gamma H_0 = 3.36$ ГГц и $f_{\perp} = \sqrt{f_H(f_H + f_M)} = 5.26$ ГГц - частота ферромагнитного резонанса в касательно намагниченной ферритовой пленке. Относительная электрическая проницаемость ЖИГ равна $\varepsilon = 14$.

Дипольное взаимодействие СВ, распространяющихся в магнитных микроволноводах приводит к расщеплению спин-волновой дисперсии на три собственные моды с волновыми числами k_1 , k_2 и k_3 (см. рис. 3.10(а)). Это похоже на резонансы стоячей волны ($k = 0$) для трех дипольно-связанных волноводов [139]. Как видно из рис.3.11(а-в), спектр собственных мод для трех латеральных магнитных микроволноводов представляет собой систему антисимметричной Φ_{as} и двух симметричных (Φ_{s1} , Φ_{s2}) мод с волновыми числами k_2 , k_1 и k_3 соответственно. Моды ортогональны друг другу, как и ожидалось для собственных мод волновода.

Из рис. 3.10(а) видно, что модовая дисперсия в этом диапазоне частот практически линейна. Кроме того, для любой частоты из рассмотренного диапазона, волновые числа мод соседних волноводов отличаются друг от друга в среднем на $\Delta k = 7.5$ см⁻¹. Если несколько мод возбуждаются одновременно локализованным источником с одной частотой, моды будут интерферировать в пространстве, поскольку они распространяются по магнитному микроволноводу [140]. Полупериод пространственных биений мод составит $\Delta L_c = \pi/\Delta k = 4$ мм, что согласуется с горизонтальным масштабом рис. 3.8. Это позволяет объяснить переключение между каналами как модовая интерференция.

Конфигурация динамического и статического размагничивающих полей мод определяет относительные частоты мод. Профиль симметричной моды Φ_{s1} наиболее близок к профилю основной моды одиночного волновода утроенной ширины (см. Панель В на рис. 4 из [141]). Следовательно, как и в случае с одиночного волновода, эта мода должна иметь самую высокую частоту для любого заданного волнового числа и $\varphi = 90^\circ$.

Чтобы подтвердить эту идею, была рассчитана спин-волновая дисперсия и профили мод для одиночного волновода шириной 1.5 мм. Эта ширина равна общей ширине латеральной структуры. Эту геометрию можно рассматривать как «основную» для латеральных микроволноводов, поскольку латеральная структура может быть сформирована из основной структуры путем добавления канавок к исходной геометрии. Дисперсия ПМСВ для основного одиночного волновода показана на рис. 3.10(в). Видно, что закон дисперсии качественно аналогичен закону для латеральной структуры. Профили мод для основного волновода показаны на том же рис. 3.11 штриховыми линиями. Хорошо видно, что коллективно-направленные моды, латеральной структуры сильно напоминают моды для одиночного волновода утроенной ширины. Единственным исключением является антисимметричный режим Φ_{as} латеральной структуры для $\varphi = 75^\circ$ и f_2 . Его аналогом в случае одиночного волновода является симметричная мода.

Это подобие мод подтверждает, что наиболее высокочастотными модами для латеральной структуры и $\varphi = 90^\circ$ должна быть симметричная мода, показанная на рис. 3.11(а), поскольку она наиболее похожа на основную моду волновода утроенной ширины (рис. 3.11(а)). Последняя мода представляет собой колебания стоячей волны с ООМСВ в направлении ширины волновода (т.е. вдоль приложенного поля). Его волновое число в этом направлении близко к $\pi/(1.5 \text{ мм})$.

Соответственно, антисимметричная мода латеральной структуры (рис. 3.11(б)) имеет вторую по величине частоту, так как она похожа на антисимметричную моду парциальной структуры (см. ту же панель). Последний представляет собой ООМСВ стоячей волны с вдвое большей компонентой волнового числа вдоль приложенного поля, чем для основной моды. То же самое относится и к Φ_{s2} (рис. 3.11(в)). Его частота является третьей по величине, потому что число стоячей волны для его основной моды для волновода утроенной ширины близко к $3\pi/(1,5 \text{ мм})$.

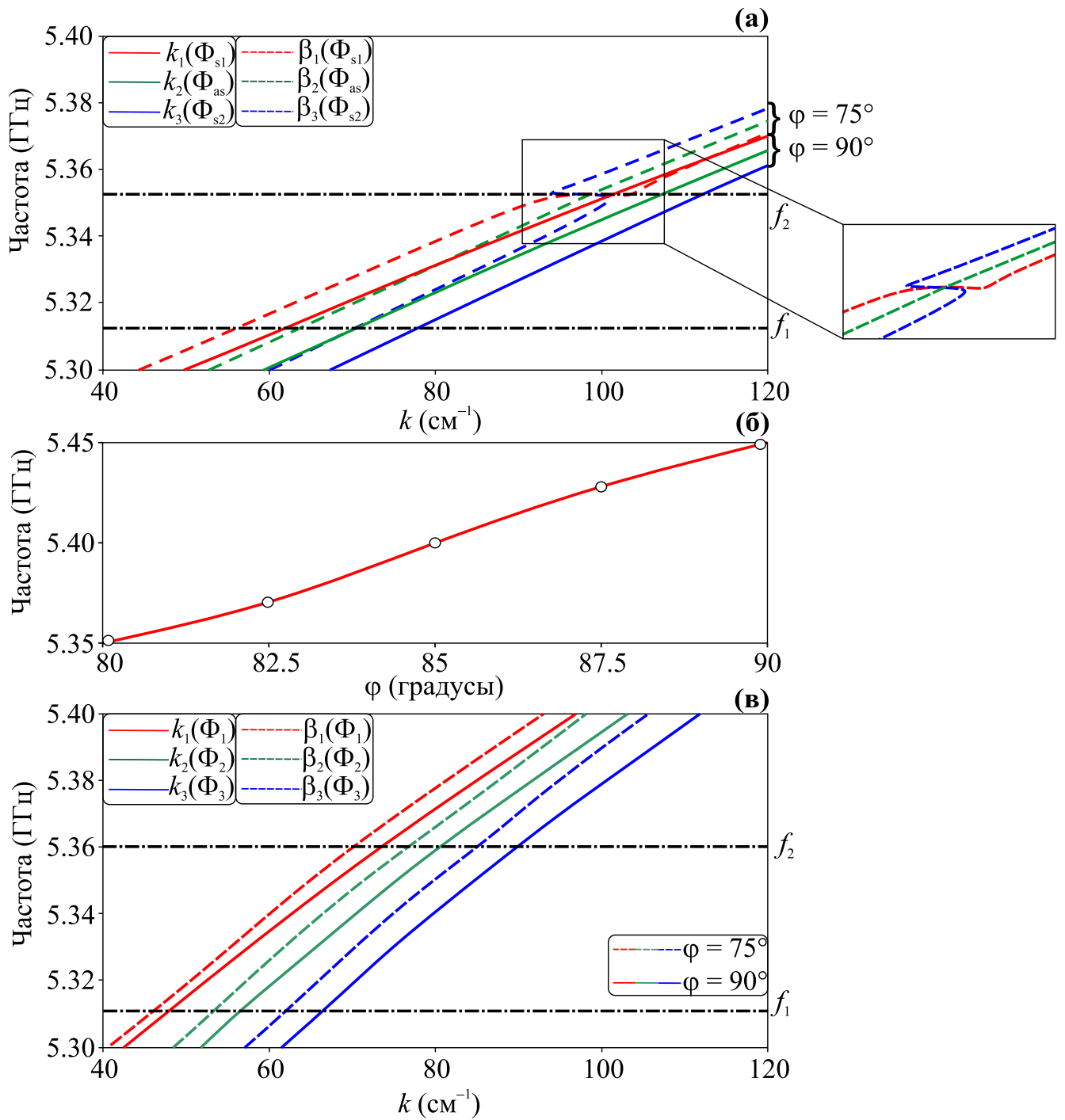


Рисунок 3.10 — (а) Дисперсия собственных мод латеральной структуры.

Сплошные линии: $\varphi = 90^\circ$; пунктирные линии: $\varphi = 75^\circ$. (б) Частота пересечения ветвей дисперсии в зависимости от угла подмагничивания φ для латеральной структуры. (в) Дисперсия собственных мод для одиночного магнитного волновода шириной 1.5 мм. Сплошные линии: $\varphi = 90^\circ$; пунктирные линии: $\varphi = 75^\circ$

На основе этого анализа переключение между каналами S_1 и S_3 (рис. 3.8(б)) можно понимать как одновременное возбуждение всех трех мод Φ_{s1} , Φ_{as} , и Φ_{s2} латеральной структуры источником, локализованным в S_3 . Из-за своей локализованной природы источник может возбуждать как симметричные, так и антисимметричные моды. Интерференция симметричных мод с антисимметричной модой дает характерную «змеевидную» структуру [140]. На расстояниях, близких к Δl , интерференция практически полностью смещает интенсивность ПМСВ от входной антенны с S_1 на S_3 . Остальные распределения на рис. 3.8 можно пояснить аналогичным образом.

Из панелей (г) - (е) на рис. 3.11 видно что, уменьшение угла подмагничивания φ до 15 градусов трансформирует как профили собственных мод, так и характеристики дисперсии. Профиль основной моды для волновода утроенной ширины становится более сложным - он наблюдается сильная гибридизации с симметричной модой следующего порядка (Φ_3 из рис. 3.11(в)). Точно так же основная мода бокового волновода показывает признак гибридизации. Отчетливо видно, что к нему примешивается симметричная мода следующего порядка. Интересно, что профили динамического намагничивания для крайних правых и крайних левых волноводах латеральной структуры очень похожи на первую антисимметричную моду волновода утроенной ширины (пунктирная линия на рис. 3.11(б)). Это согласуется с идеей, что коллективные моды латеральной структуры также можно рассматривать как сформированные на основе собственных мод одиночного волновода ширины (500 мкм). Первая антисимметричная мода одиночного волновода ширины 500 мкм наиболее близка к участкам от -750 мкм до -250 мкм и от 250 мкм до 750 мкм профиля для Φ_1 (пунктирная линия на рис. 3.11(г)).

Следовательно, когда диполь-дипольная связь между этими участками исходной структуры уменьшается путем создания канавок, динамика спиновых волн стоячей волны для этих участков принимает форму очень слабо деформированных антисимметричных мод одиночных волнопроводов. Это потому, что это минимизируется динамическая дипольная энергия для этих двух волнопроводов на f_1 .

Аналогичные аргументы применимы к модам, показанным на рис. 3.11(е). Они демонстрируют сильную гибридизацию первой симметричной моды более высокого порядка (Φ_3 на рис. 3.11(в)) для волновода утроенной ширины с его

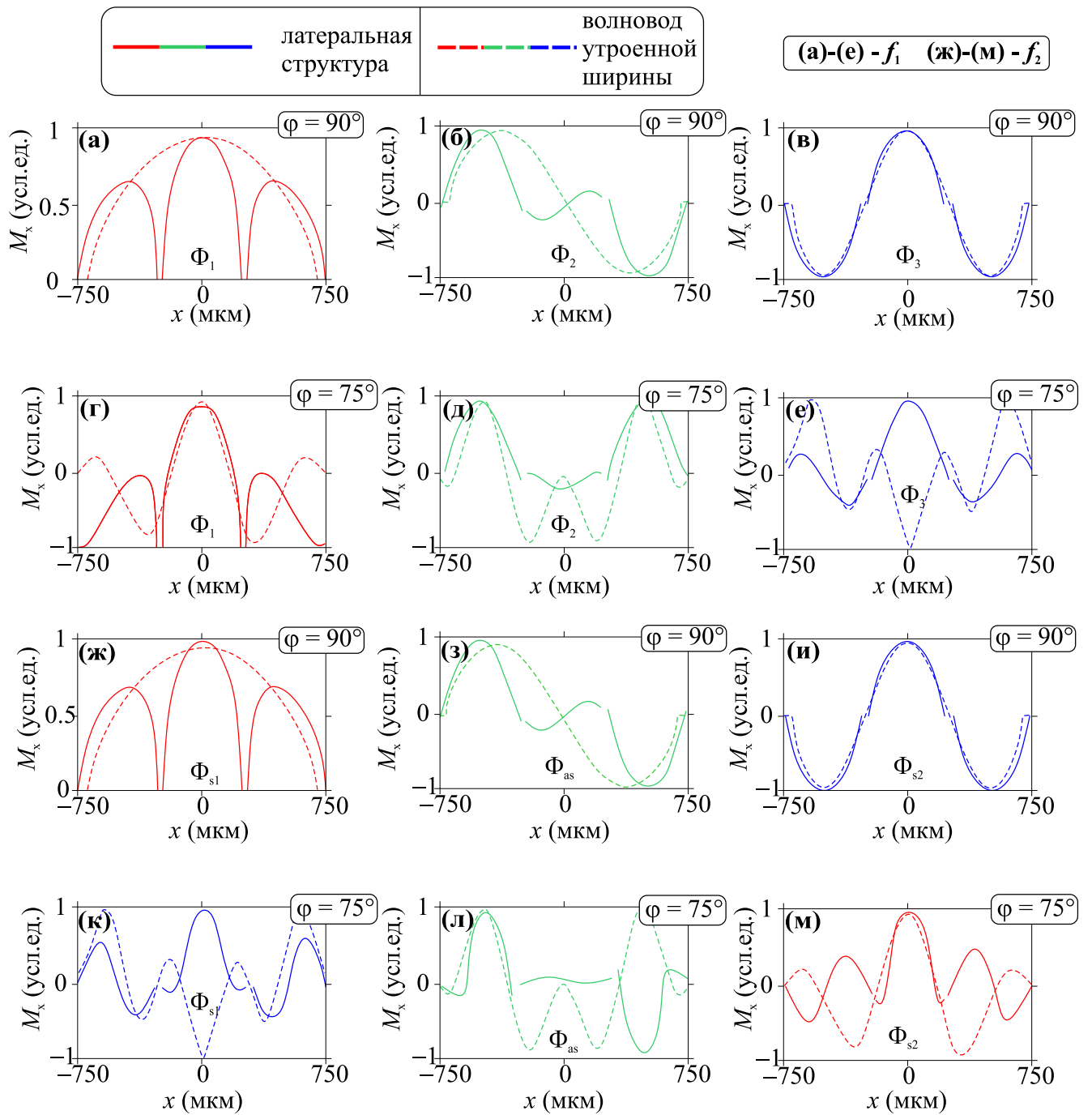


Рисунок 3.11 — Собственные моды латеральной структуры (сплошные линии) и одиночного магнитного волновода шириной 1.5 мм (штриховые линии). $\varphi = 90^\circ$ (а-в) и $\varphi = 75^\circ$ (г-е) для частоты f_1 . $\varphi = 90^\circ$ (ж-и) и $\varphi = 75^\circ$ (к-м) для частоты f_2 .

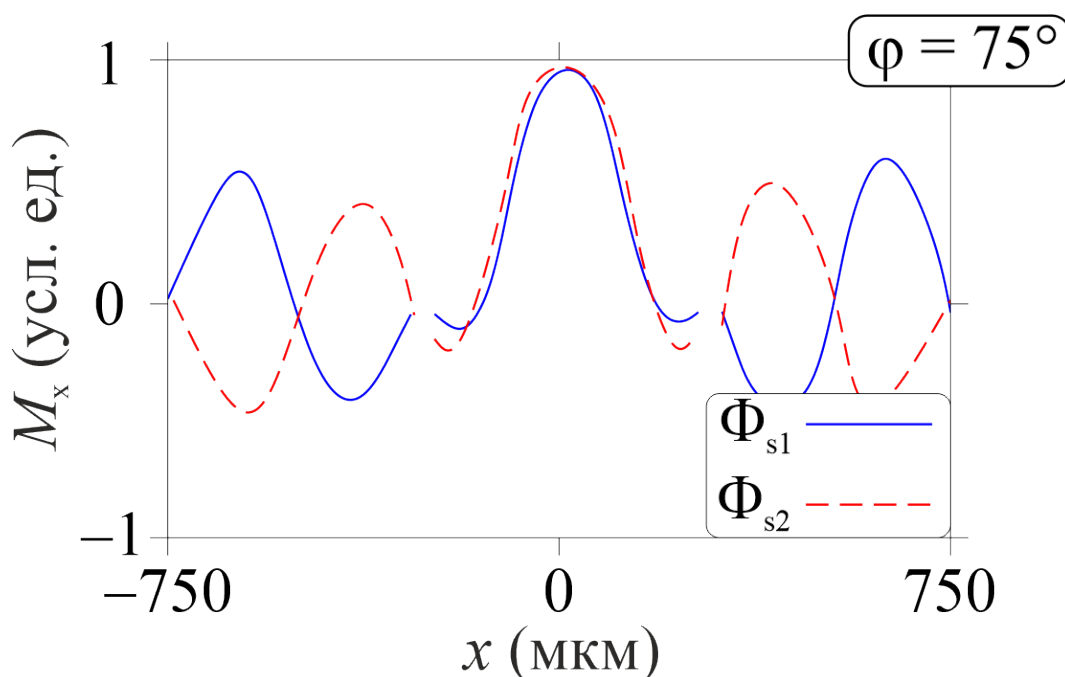


Рисунок 3.12 — Сравнение профилей мод для режимов Φ_{s1} и Φ_{s2} рис. 3.11.

5-й симметричной модой Φ_5 (не показано). Интересно, что спектр для $\varphi = 75^\circ$ характеризуется пересечением мод в окрестности f_2 (см. Вставку к рис. 3.10(а)). Симметричная мода Φ_1 (Рис. 3.11(г)) изменяет свою частоту от наименьшей из свободно отображаемых ветвей дисперсии ниже пересечения до самой высокой над ним. В этом процессе он становится модой Φ_{s2} (рис. 3.11(и)), имеющей тот же тип симметрии. В том же процессе мода, которая характеризуется самой высокой частотой при f_1 , становится наиболее низкочастотной при f_2 .

Это мода, которая преобразует её профиль из Φ_3 (рис. 3.11(ж)) в Φ_{s1} (рис. 3.11(е)). Это может произойти, только если дипольная энергия Φ_{s1} меньше единицы для Φ_{s2} . Энергия диполя Φ_1 явно меньше, чем у Φ_3 , потому что Φ_1 представляет вид квазиоднородной моды - очень похожий на вид квазиоднородной моды волновода утроенной ширины с рис. 3.11(а) - и мода Φ_3 характеризуются тем, что вектор динамической намагниченности меняет свое направление на противоположное в три раза по ширине структуры. (Чем чаще меняется направление в плоскости структуры, тем больше энергия диполя.). Однако на первый взгляд особой разницы в форме мод Φ_{s1} и Φ_{s2} нет. Чтобы прояснить этот аспект, построены эти два профиля моды на одном графике (рис. 3.12). Из этого рисунка видно, что мода Φ_{s1} качественно очень похожа на моду Φ_3 - направление динамического намагничивания меняется на противоположное пять раз для обеих мод. С другой стороны, мода Φ_{s2} приобретает 7 максимумов

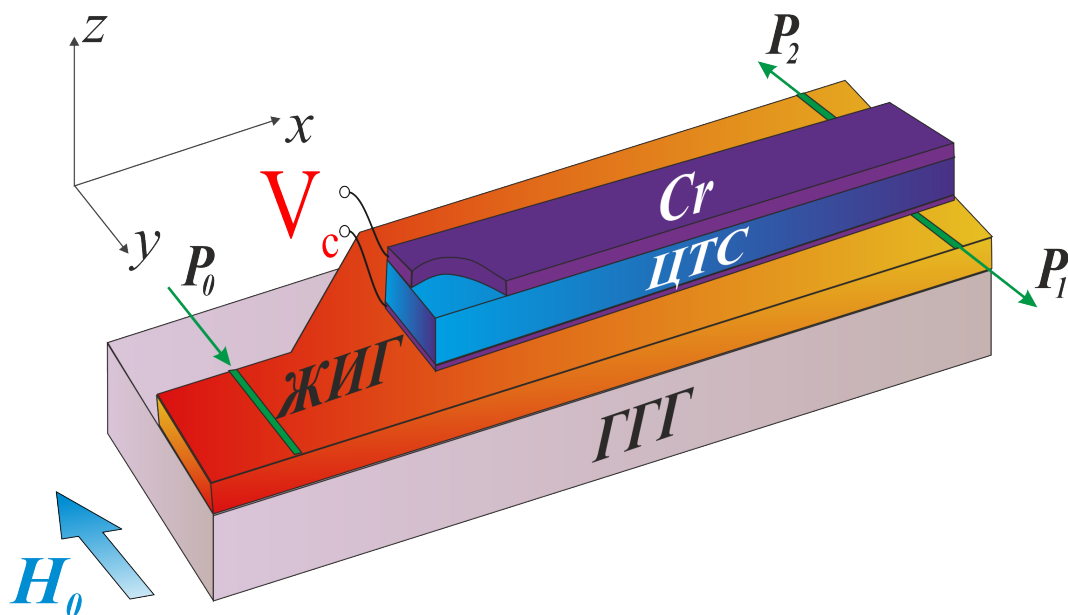


Рисунок 3.13 — Схема рассматриваемой структуры.

мов - 3 положительных и 4 отрицательных, хотя все еще сохраняет некоторое сходство с квазиоднородной модой Φ_1 , которая представляет собой его аналог для f_1 . 7-кратное изменение направления намагниченности ясно свидетельствует о том, что мода Φ_{s2} имеет большую дипольную энергию и, следовательно, должна иметь большую частоту, чем Φ_{s1} для того же волнового числа бегущей волны k .

3.4 Формирование волноводных каналов в поперечно-ограниченном ферритовом микроволноводе

Во второй части третьей главы будет рассмотрена структура схематически показанная на рисунке 3.13, состоящая из неоднородного микроволновода из плёнки ЖИГ, толщиной 10 мкм, шириной 200 мкм и намагниченностью насыщения $4\pi M_0 = 1750$ Гс, находящейся на подложке из ГГГ, толщиной 500 мкм. На микроволноводе расположен пьезоэлектрический слой ЦТС с нанесёнными на него электродами из хрома толщиной 50 нм на нижней стороне (где непосредственно происходит связь ЖИГ микроволновода и пьезоэлектрического слоя) и толщиной 250 нм на верхней части пьезоэлектрического слоя для создания эффективной деформации ЖИГ микроволновода.

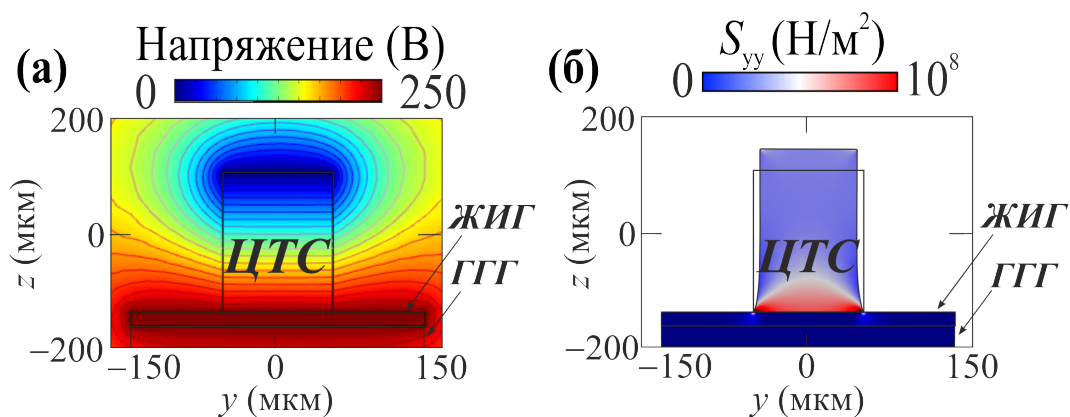


Рисунок 3.14 — (а) Распределение электростатического потенциала, приложенного к электродам. (б) Распределение компоненты тензора напряжений S_{yy} в случае приложения внешнего электрического поля к пьезоэлектрическому слою.

Структура помещена в однородное статическое магнитное поле $H_0 = 1200$ Э, направленное вдоль короткой оси микроволновода. Данная конфигурация позволяет эффективно возбуждать ПМСВ. При приложении напряжения $V_c = -125 \dots 125$ В к нижнему электроду внешнее электрическое поле в пьезоэлектрическом слое будет составлять $E = \pm 12.5$ кВ/см. Распределение электростатического потенциала, приложенного к электроду, показано на рисунке 3.14(а) для случая $E = 12.5$ кВ/см. Электрическое поле, которое прикладывается к пьезоэлектрическому слою, индуцирует деформацию как в слое пьезоэлектрика, так и на поверхности ЖИГ микроволновода из-за деформационной связи. Для описания физических процессов, определяющих физические характеристики при управлении спин-волновыми сигналами путем создания локальных упругих деформаций была разработана численная модель на основе МКЭ. На первом этапе выполнялся расчет упругих деформаций, вызываемых внешним электрическим полем в слое пьезоэлектрика. Далее, рассчитывались профили внутреннего магнитного поля в латеральных магнитных микроволноводах. Затем, полученные профили внутреннего магнитного поля использовались в расчёте спектров собственных мод поперечно-ограниченного магнитного микроволновода с помощью МКЭ [120].

На рисунке 3.14(б) представлено распределение компоненты S_{yy} тензора напряжений в случае приложения положительного значения напряжения к электроду. Видно, что деформация пьезоэлектрического слоя возникает в области электрода, которая вследствие обратного пьезоэффекта передается ЖИГ

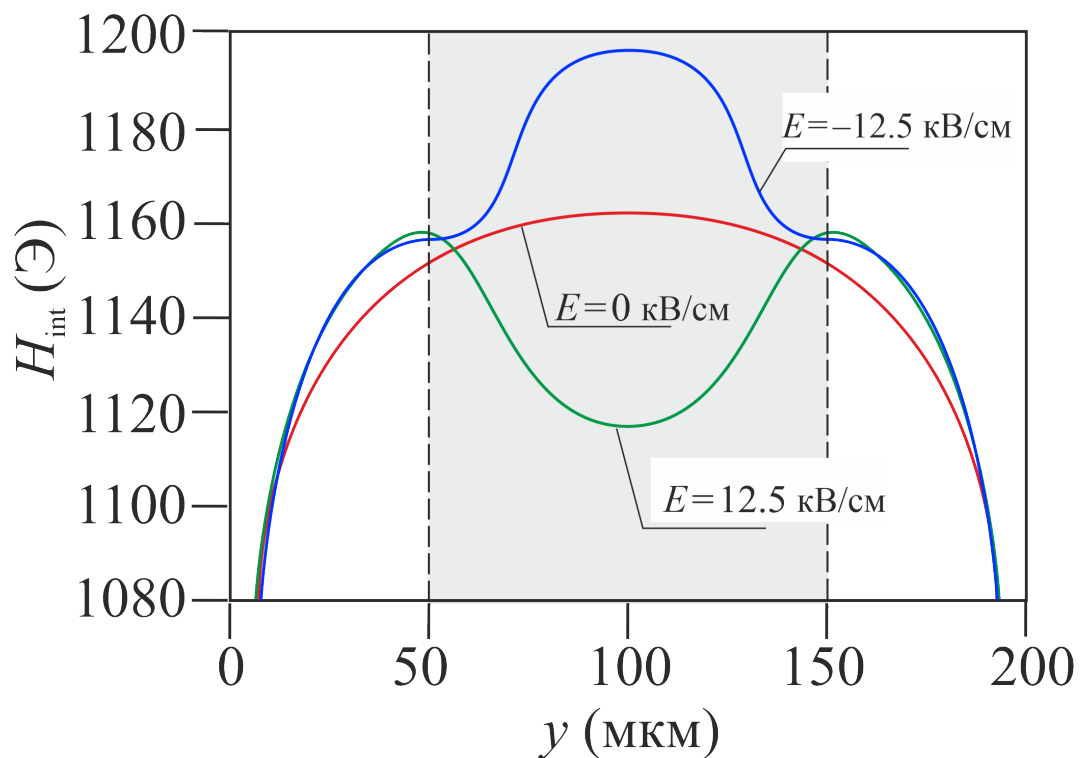


Рисунок 3.15 — Профили внутреннего магнитного поля ЖИГ микроволновода в случае приложения напряжения к электроду.

микроволноводу, который в свою очередь так же деформируется. Из-за обратного эффекта магнитострикции в ЖИГ микроволноводе изменяется внутреннее магнитное поле. Далее была произведена оценка влияния деформации пьезоэлектрического слоя на внутреннее магнитное поле ЖИГ микроволновода. При данных расчётах были использованы следующие магнитострикционные константы для ЖИГ при комнатной температуре: $\lambda_{100} = -1.4 \times 10^{-6}$ и $\lambda_{111} = -2.4 \times 10^{-6}$, равные относительным магнитострикционным удлинениям вдоль соответствующих осей $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$; при этом магнитострикция насыщения $\lambda_S = -2.2 \times 10^{-6}$.

Таким образом, внешнее электрическое поле E вызывает деформацию слоистой структуры из-за пьезоэлектрического эффекта, а обратный магнитострикционный эффект вызывает смещение внутреннего магнитного поля. На рисунке 3.15 показаны профили внутреннего магнитного поля в случае положительного, нулевого и отрицательного значений величины внешнего электрического поля. Боковое сжатие ЖИГ микроволновода приводит к уменьшению внутреннего магнитного поля. Как следствие, когда $E = 0$ кВ/см профиль внутреннего магнитного поля H_{int} неоднородный (красная кривая на рисунке 3.15)

и находятся в хорошем соответствии с профилем, полученным из уравнения Карлкви́ста [142].

В случае, когда электрическое поле в пьезоэлектрическом слое $E = 12.5$ кВ/см, H_{int} уменьшается. Таким образом, профиль внутреннего магнитного поля преобразуется в «два седлоподобных» профиля (зелёная кривая на рисунке 3.15). В отличие от этого, когда $E = -12.5$ кВ/см, пространственное распределение H_{int} имеет пик в области пьезоэлектрического слоя из-за локального увеличения магнитного поля. Результаты численного расчета хорошо согласуются как с теоретическими исследованиями изменения внутреннего магнитного поля (при значении 30 Э) в структуре ЖИГ-пьезоэлектрик, полученным с помощью теоретической модели из работ [100; 143], и экспериментальные результаты сдвига частоты в резонаторе [105].

Для расчёта электродинамических характеристик спиновых волн в рассматриваемой структуре использовался метод конечных элементов. Однородное статическое магнитное поле $H_0 = 1200$ Э ориентировано вдоль оси x , и поэтому во входной области эффективно возбуждаются спиновые волны Дэймона-Эшбаха [135]. Для начала были проанализированы профили первых двух мод, соответствующих собственным модам одиночного магнитного микроволновода. На рисунке 3.16(а) показаны профили пространственного распределения E -компоненты электрического поля первой и второй шириной мод одиночного ЖИГ микроволновода [136] на частоте $f = 5.35$ ГГц. В этом случае эффект влияния пьезоэлектрического слоя на собственные моды ЖИГ микроволновода пренебрежимо мало из-за толщины нижнего электрода, который меньше глубины скин-слоя для волн в рассматриваемом частотном диапазоне.

Далее, в случае приложения положительного значения электрического поля $E = 12.5$ кВ/см к слою пьезоэлектрика, профили первой и второй моды (Рисунок 3.16(б)) трансформируются в профили симметричной и антисимметричной моды двух латеральных ЖИГ микроволноводов [113]. Симметричная мода соответствует случаю, когда амплитуды магнитных потенциалов в двух плёнках ЖИГ имеют одну и ту же фазу, а для антисимметричной моды амплитуда находится в противофазе на π . Нерегулярный тип входного порта был выбран для эффективного возбуждения первой и второй шириной моды в случае $E = 0$ кВ/см и для возбуждения как симметричной, так и антисимметричной мод в случае $E \neq 0$ кВ/см [137]. Таким образом, пьезоэлектрический слой

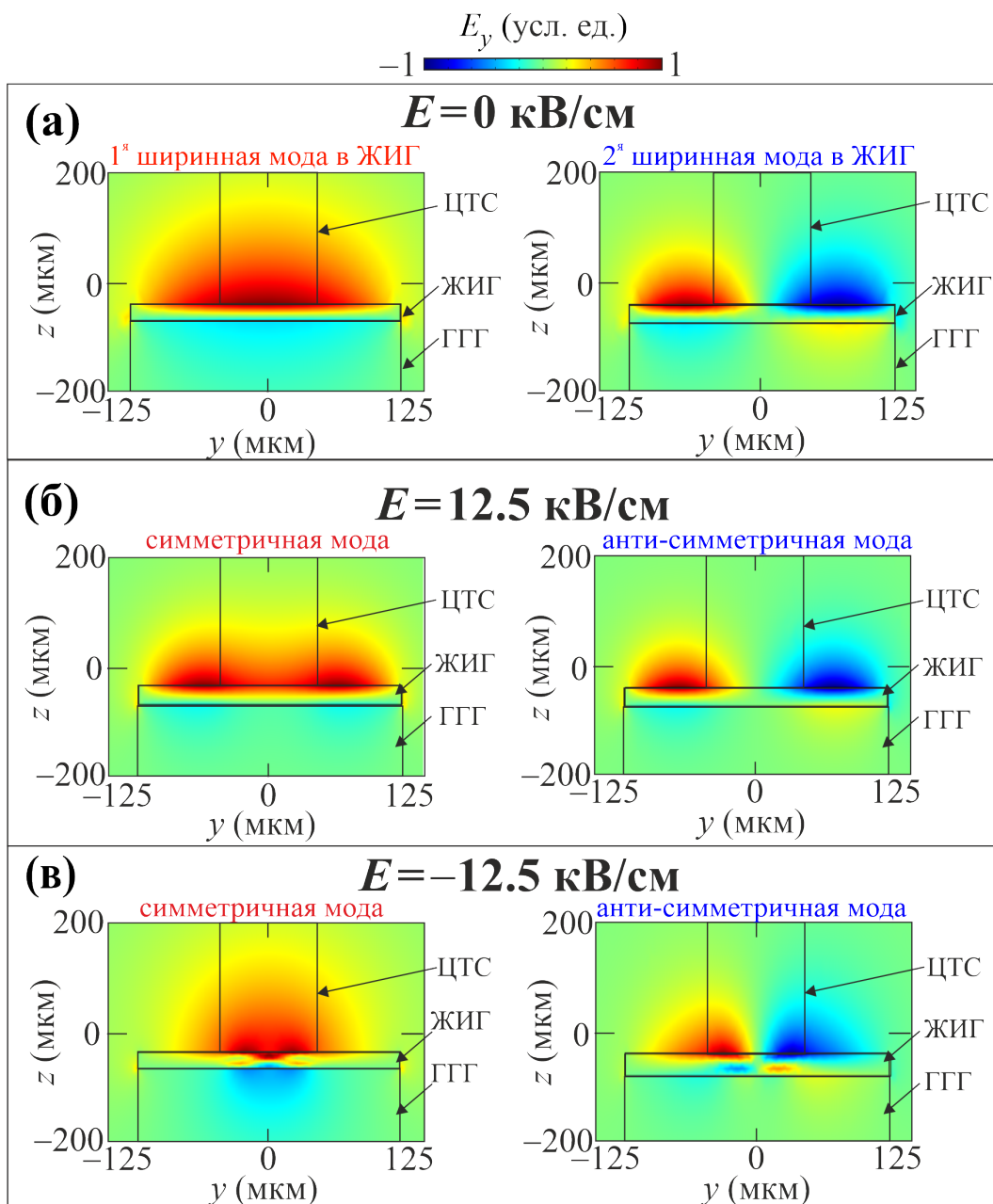


Рисунок 3.16 — (а) Распределение компоненты E_x электрического поля для первой и второй моды одиночного микроволновода и (б) симметричной и антисимметричной моды слоистой структуры ЖИГ-пьезоэлектрик в случае, когда $E = 12.5$ кВ/см и (в) $E = -12.5$ кВ/см.

обеспечивает условие распространения спиновых волн вдоль двух латеральных неоднородных магнитных каналов.

Приложение отрицательного значения электрического поля также приводит к трансформации собственных мод ЖИГ микроволновода. На рисунке 3.16(в) видно, что профиль распределения симметричной моды имеет вид объемной моды, тогда как в случае положительного и нулевого значения электрического поля распределение соответствует режиму поверхностной моды. Это связано с хорошо известным эффектом преобразования типа мод вблизи частоты ферромагнитного резонанса в плоскости намагниченной пленки [38; 136]. Как видно из профилей мод на рисунке 3.16, эффективное расстояние между максимумами профилей изменяется с приложением положительного или отрицательного значений внешнего электрического поля. Если в случае $E = 12.5$ кВ/см, влияние слоя пьезоэлектрика приводит к увеличению расстояния между областью локализации интенсивности спиновых волн в соседних волноводных каналах, тогда как в случае $E = -12.5$ кВ/см локализованные каналы притягиваются друг к другу.

На рисунке 3.17(а) показаны дисперсионные характеристики первой и второй поперечной мод одиночного ЖИГ микроволновода (сплошные кривые) и симметричной и антисимметричной мод структуры ЖИГ-пьезоэлектрик, в случае, когда $E = -12.5$ кВ/см (штриховые кривые) и $E = 12.5$ кВ/см (штрих-пунктирные кривые). Важным параметром, описывающим связь спиновых волн, распространяющихся вдоль индуцированных деформациями волноводных каналов, является величина длины пространственной перекачки СВ $L_c = \pi/|k_S - k_{AS}|$, где k_S и k_{AS} волновые числа симметричной и антисимметричной моды, соответственно, численно равная расстоянию вдоль оси x , на котором энергия волны перекачивается из одного канала в другой [113]. Частотная зависимость длины связи показана на рисунке 3.17(б). Следует отметить, что L_c увеличивается с увеличением значения статического электрического поля от -12.5 кВ/см до 12.5 кВ/см. Такое поведение функции $L_c(E)$ открывает возможность использования такой структуры, как ответвитель или делитель СВЧ мощности.

Эффективность обмена энергией между двумя магнитными волноводными каналами определяется как $C = 10 \log(P_1/P_2)$, где P_1 и P_2 - мощность спиновой волны, интегрированная по области выходных каналов предлагаемого

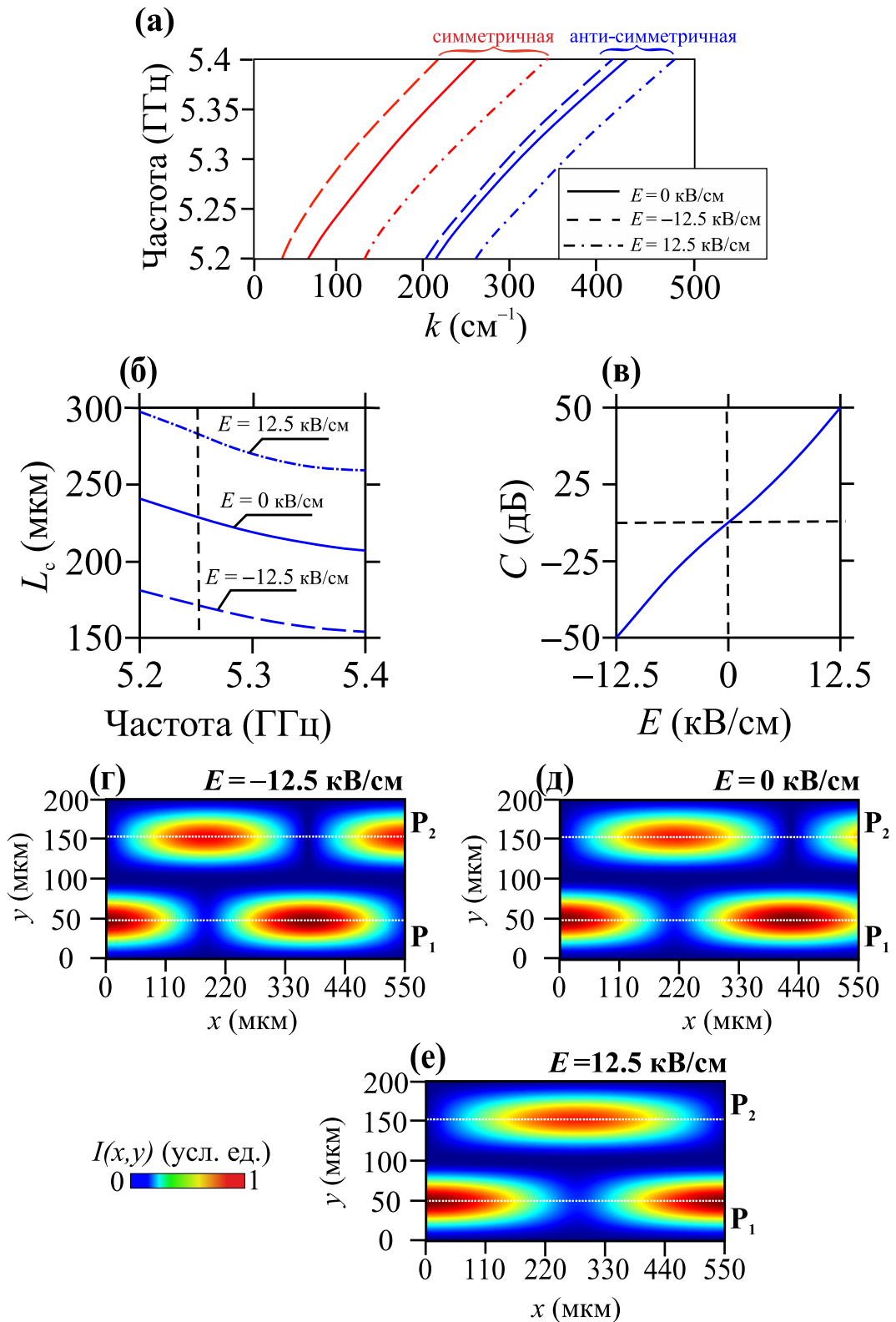


Рисунок 3.17 — (а) Дисперсионные характеристики для симметричных (красные кривые) и антисимметричных (синие кривые) мод слоистой структуры. в случае (б) Частотная зависимость длины пространственной перекачки СВ при различных значениях величины внешнего электрического поля, прикладываемого к пьезоэлектрическому слою. (в) Зависимость коэффициента C от электрического поля. Карты интенсивности ПМСВ, (г) для $E = -12.5$ кВ/см, (д) $E = 0$ кВ/см и (е) $E = 12.5$ кВ/см.

ответвителя. На рисунке 3.17(в) показана перестройка электрическим полем такого ответвителя. Если $E = -12.5$ кВ/см (см. рисунок 3.17(г)) длина пространственной перекачки СВ составляет $L_c = 175$ мкм и $C = -50$ дБ, а ответвитель будет работать в режиме, при котором сигнал будет выходить из канала P_2 . Это можно объяснить локализацией спин-волновой мощности на выходе P_2 при $x = 550$ мкм. При увеличении и достижении значения внешнего электрического поля $E = 0$ кВ/см, длина пространственной перекачки СВ составляет $L_c = 210$ мкм, а мощность спиновой волны распределяется поровну между двумя выходными каналами, то есть этот случай соответствует $C = 0$ дБ. Это показано на рисунке 3.17(д). Отметим, что мы не учитывали отражение спиновых волн от левого края композитной структуры (при $x = 550$ мкм). Затем, когда статическое электрическое поле увеличивается и достигает $E = 12.5$ кВ/см, L_c увеличивается и мощность полностью передается через первый магнитный канал и выводится через порт P_1 (см. рисунок 3.17(е)).

Следует отметить, что пьезоэлектрический слой с относительной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 2400$ может использоваться как сегнетоэлектрическая нагрузка на поверхность пленки ЖИГ. Это может привести к распространению гибридных электромагнитных спиновых волн вдоль слоистой структуры из-за гибридизации поперечных мод пленки ЖИГ и пьезоэлектрического слоя [78]. Подчеркнем, что поперечный размер пьезоэлектрического слоя был достаточно мал, чтобы избежать гибридизации. Таким образом, трансформация внутреннего магнитного поля ЖИГ микроволновода происходит только из-за явления обратной магнитострикции.

3.5 Управляемая дипольная связь в латеральных ферритовых микроволноводах

Для экспериментального исследования механизмов управления спин-волновой связью была изготовлена латеральная структура, представляющая собой три параллельно ориентированных магнитных микроволновода S_1 , S_2 и S_3 , образующих три спин-волновых канала (см. рис. 3.18). С помощью метода лазерного скрайбирования из плёнки ЖИГ толщиной $t = 10$ мкм на подложке

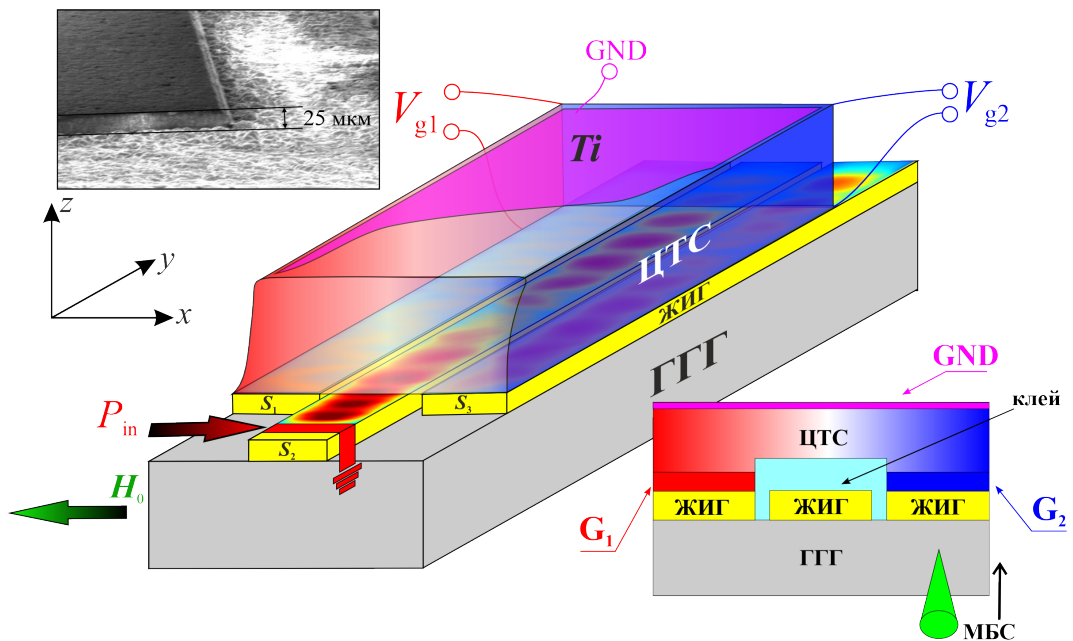


Рисунок 3.18 — Схема латеральных магнитных микроволноводов с пьезоэлектрическим слоем. На вставке снизу показано поперечное сечение $x - z$ структуры. На вставке сверху приведено изображение с электронного микроскопа края пьезоэлектрического слоя.

из ГГГ толщиной 500 мкм сформирована система латеральных микроволноводов шириной $w = 500$ мкм с расстоянием $d = 40$ мкм между ними. Длина вдоль длинной стороны волноводов составляла 6 мм для $S_{1,3}$ и 8 мм для S_2 . Возбуждение СВ осуществлялось с помощью микрополосковой антенны толщиной 1 мкм и шириной 30 мкм. Структура помещена во внешнее статическое магнитное поле, $H_0 = 1100$ Э, ориентированное вдоль оси x для эффективного возбуждения ПМСВ в S_2 . На верхней поверхности пьезоэлектрического керамического слоя из ЦТС с размерами $1580 \times 4000 \times 200$ мкм³ размещён электрод (обозначение "GND" на рис. 3.18) из меди толщиной 1 мкм, который не оказывает значительного влияния на распространение ПМСВ в микроволноводах. На другой стороне ЦТС были напылены электроды G_1 и G_2 из титана, толщиной 100 нм, расположенные над S_1 и S_3 , соответственно. Отдельно к каждому из электродов в эксперименте прикладывалось напряжение величиной $V_{c1,3}$. Для более эффективного управления спин-волновым транспортом с помощью локальных деформаций, впервые использована методика лазерной абляции с пространственным разрешением для структурирования пьезоэлектрического слоя толщиной 25 мкм. На верхней вставке на рис. 3.18 показано изображение с электронного микроскопа края пьезоэлектрического слоя, находящегося в непо-

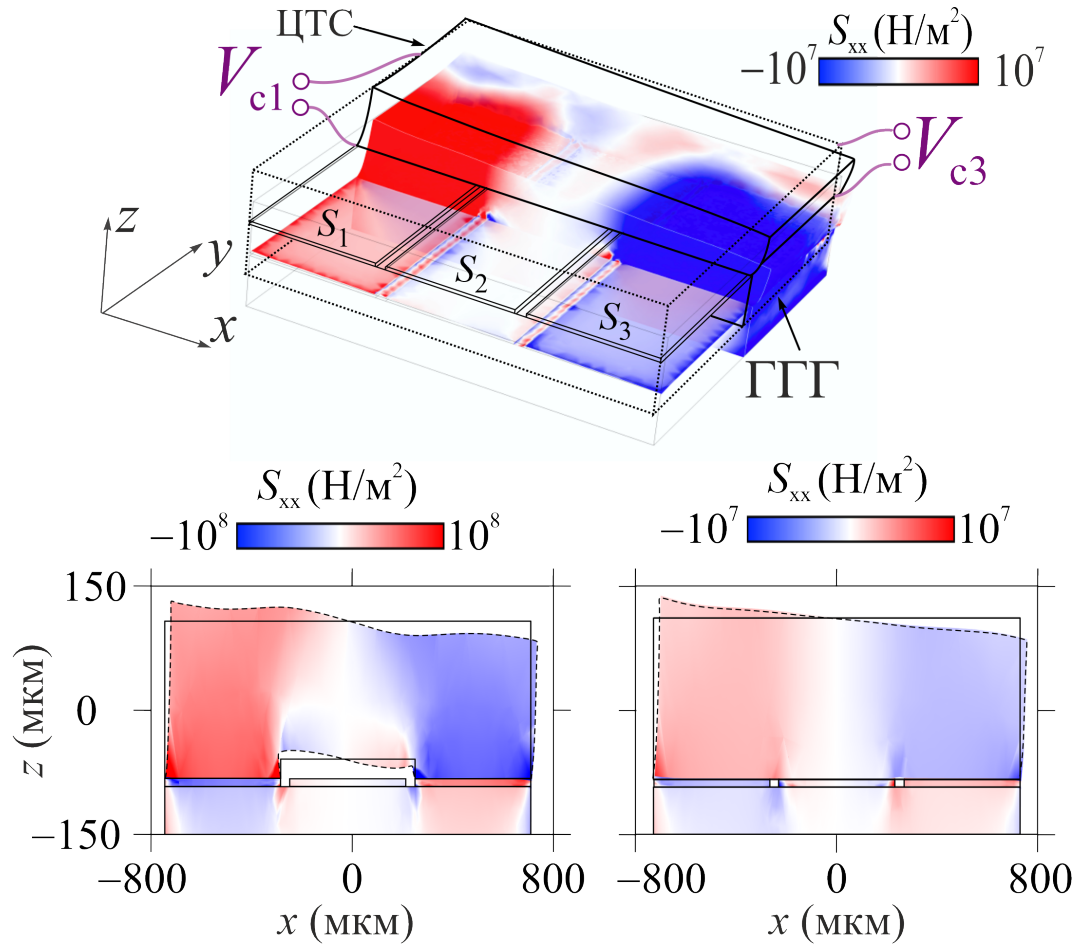


Рисунок 3.19 — (а) Распределение значений компоненты тензора механических напряжений S_{xx} в случае $V_{c1,3} = \pm 250$ В. Распределение напряжений структурированного (б) и не структурированного пьезослоя (в)

средственном контакте с ЖИГ микроволноводом. В эксперименте эффективная механическая связь между микроволноводами и ЦТС слоем была достигнута с помощью использования двухкомпонентного эпоксидного тензометрического клея (обозначенного нижней вставке на рис. 3.18).

Для численного решения системы уравнений (1.1) расчетная область была разбита на конечные элементы в виде треугольников с наименьшим размером стороны элемента 25 нм, в области электродов $G_{1,2}$. Относительное изменение размеров слоя ЦТС показано на рис. 3.19(а), где градиациями цвета изображено распределение значений компоненты тензора механических напряжений S_{xx} в случае $V_{c1} = 250$ В. Из рис. 3.19(а) следует, что деформация пьезоэлектрического слоя возникает в локальной области слоя ЦТС под электродом G_1 , что приводит к изменению величины внутреннего магнитного поля H_{int} в полоске S_1 вследствие обратного магнитострикционного эффекта. Была проведена оценка влияния деформаций структурированного пьезослоя, на рисунках 3.19(а) при-

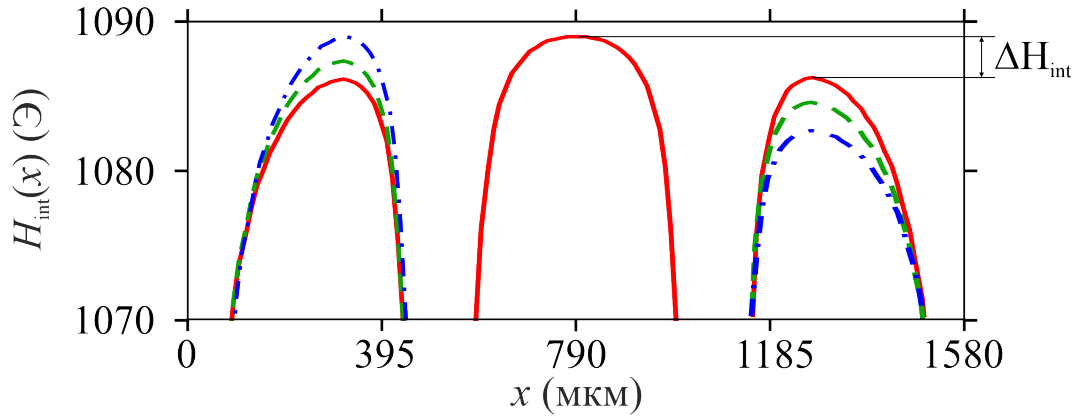


Рисунок 3.20 — Профили внутреннего магнитного поля $|H_{\text{int}}(x)|$ при касательном намагничивании, в случае $E = 0$ кВ/см (красные сплошные кривые), $E_1 = 10$ кВ/см и $E_3 = -10$ кВ/см для структурированного слоя ЦТС (синие штрих-пунктирные кривые) и не структурированного слоя ЦТС (зелёные штриховые кривые). Величина внешнего магнитного поля $H_0 = 1100$ Э.

ведены карты распределения тензора механических напряжений S_{xx} в случае структурированного и не структурированного пьезослоя, видно что в случае структурированного слоя пьезоэлектрика (см. 3.19(б)) наблюдается усиление локальных деформаций в области контакта пьезоэлектрического слоя с ЖИГ полоской.

Стоит отметить, что эффективное управление свойствами ПМСВ, распространяющихся в латеральной структуре, с помощью локальных упругих деформаций оказывается возможным благодаря неоднородному распределению величины H_{int} . Когда магнитное поле H_0 направлено вдоль оси x , распределение $H_{\text{int}}(x)$ в латеральных магнитных микроволноводах становится неоднородным из-за анизотропии формы, что приводит к формированию трех спин-волновых каналов, вдоль которых распространяются СВ (см. рис. 3.20). При этом положение центра эффективного спин-волнового канала в полосках $S_{1,3}$, определяемое при максимальном значении величины $H_{\text{int}}(x = x_{ej})$, не совпадает с геометрическим центром полоски S_j , т.е. $x = x_{cj}$, при $j = 1, 3$.

Введем параметр $\Delta H_{\text{int}2j} = H_{\text{int}(x=x_{c2})} - H_{\text{int}(x=x_{ej})}$, определяющий разницу внутренних полей в полосках S_2 и S_j . На рис. 3.20 показано графическое определение величины $\Delta H_{\text{int}2j}$. Приложение положительного электрического поля к электроду G_1 и отрицательного поля к G_2 приводит к уменьшению внутреннего магнитного поля в S_1 и увеличению H_{int} в полоске S_3 , как показано на рис.

2(b). Статическое распределение магнитного поля в структуре определяется величиной намагниченности ЖИГ и геометрическими размерами микроволноводов, при этом малое изменение величины расстояния между латеральными полосками d не приводит к значительному изменению величины ΔH_{int} , однако приводит к изменению величины связи между СВ, распространяющимися в $S_{1,2,3}$.

Действительно влияния эффекта Виллари проявляется в изменении внутреннего поля в одном из микроволноводов, но это приводит к тому, что меняется профиль собственной моды в этом волноводе, будь он изолированным от других рядом расположенных. Это означает, что изменится профиль «провисающих» за границы микроволновода электромагнитных полей. Последнее в свою очередь приведет к тому, что поднесенный к такому волноводу соседний микроволновод будет испытывать влияния этого «провисающего поля» несколько иначе, чем если бы он был расположен рядом с полностью идентичным ему микроволноводом. В этом смысле, можно указать на изменение величины дипольной связи, влияющей на результирующую картину, возникающую при связи спиновых волн и их перераспределении мощности, при распространении вдоль микроволноводов. Другими словами, эффект Виллари приводит к изменению профилей собственных мод и дисперсионных характеристик, соответствующих этим модам, что можно трактовать как изменение связи между микроволноводами. На языке теории связанных волн это можно записать, как зависимость коэффициента связи между волнами в двух (трех и т.д.) микроволноводах от величины внутреннего поля в одном из них.

Для описания физических процессов управления дипольной связью СВ с помощью упругих деформаций проведено решение задачи о поиске собственных мод, используя МКЭ [113]. С помощью МКЭ была определена величина параметра, эффективной длины пространственной перекачки СВ $L_c \sim \frac{1}{C(f, E_1, E_3)}$, численное значение которого совпадает с характерным расстоянием, на котором энергия СВ передается из микроволновода S_2 в микроволноводы $S_{1,3}$. В частности, увеличение d в диапазоне $5 < d < 60$ мкм приводит к увеличению L_c в 2.5 раза в случае распространения ПМСВ (сплошная кривая на рис. 3.21(а)) и в 3.5 раз для ООМСВ (пунктирная кривая на рис. 3.21(а)). При этом стоит учитывать, что увеличение d может привести к ситуации, когда L_c станет сравнимой с длиной распространения СВ в микроволноводе или с продольным размером

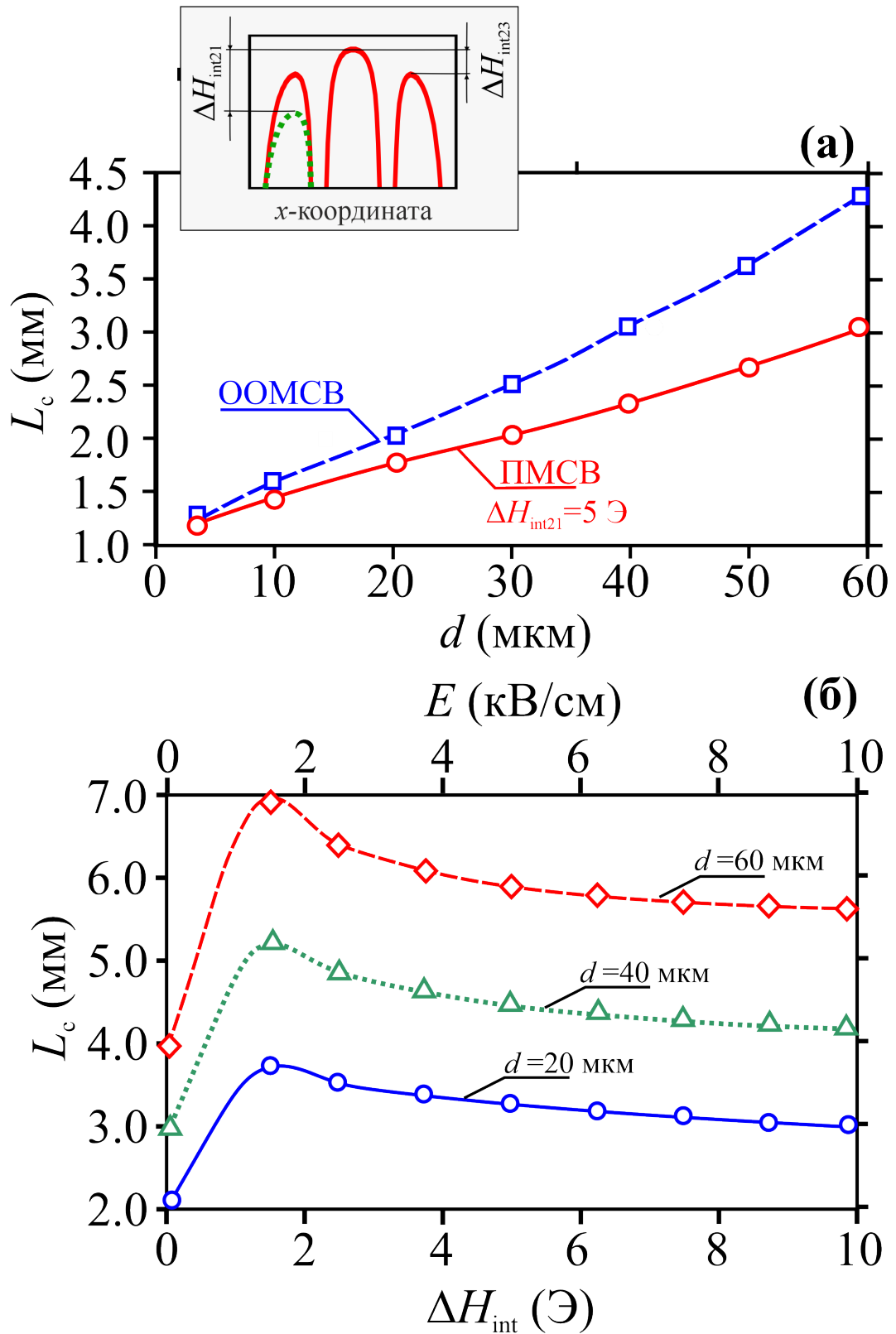


Рисунок 3.21 — (а) Величина длины пространственной перекачки СВ L_c в зависимости от расстояния d между микроволноводами в случае распространения ПМСВ на частоте 4.94 ГГц (сплошная красная кривая) и ООМСВ на частоте 4.89 ГГц (пунктирная синяя кривая). На вставке к рисунку схематично изображено определение величины ΔH_{int} (б) Рассчитанная величина длины пространственной перекачки СВ L в зависимости от величины разности внутренних магнитных полей ΔH_{int21} для различных d .

области связи. В то же время длиной пространственной перекачки СВ можно управлять путем изменения величины $\Delta H_{\text{int}21}$, равной разности внутренних магнитных полей в полосках S_2 и S_1 . При этом L может меняться в 1.6 раз при $\Delta H_{\text{int}21} = 2 \text{ Э}$, что соответствует величине электрического поля $E = 2 \text{ кВ/см}$ в области между электродом G_1 и верхним электродом GND , при величинах зазора между полосками вплоть до $d = 60 \text{ мкм}$ (см. рис. 3.21(б)).

Следует отметить, что так называемые коэффициенты латеральной межмодовой связи между магнитными микроволноводами вносят основной вклад в передачу энергии СВ в этой структуре. Коэффициенты латеральной связи включают расстояние между $S_{1,2}$. Эти коэффициенты условно можно назвать $\kappa_{11}, \kappa_{12}, \kappa_{21}, \kappa_{22}$ и представляют собой межмодовое взаимодействие между 1-й и 2-й поперечными модами в латеральной структуре. Чтобы учесть межмодовую связь между магнитными полосками, была построена феноменологическая модель, основанная на системе связанных уравнений:

$$-i \frac{d}{dy} \begin{pmatrix} A_1^1 \\ A_2^1 \\ A_1^2 \\ A_2^2 \\ A_1^3 \\ A_2^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \beta_1 & 0 & \kappa_{11} & \kappa_{12} & 0 & 0 \\ 0 & \beta_2 & \kappa_{21} & \kappa_{22} & 0 & 0 \\ \kappa_{11} & \kappa_{12} & \beta_1 & 0 & \kappa_{11} & \kappa_{12} \\ \kappa_{21} & \kappa_{22} & 0 & \beta_2 & \kappa_{21} & \kappa_{22} \\ 0 & 0 & \kappa_{11} & \kappa_{12} & \beta_1 & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_{21} & \kappa_{22} & 0 & \beta_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1^1 \\ A_2^1 \\ A_1^2 \\ A_2^2 \\ A_1^3 \\ A_2^3 \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

где A_i^j - безразмерная амплитуда СВ вдоль оси y , β_i - волновое число СВ, распространяющееся в отдельной магнитном микроволноводе, κ - коэффициент связи между СВ в соседних микроволноводах. В терминах феноменологической теории связанных волн, можно ввести величину $C(f, E)$, численное значение которой равно интегралу перекрытия полей собственных мод двух отдельно взятых ЖИГ полосок:

$$C(f, E_i) = \frac{\int \Phi_1(x, f, E_1) \Phi_2(x, f, E_2) dx}{\sqrt{\int \Phi_1^2(x, f, E_1) dx \int \Phi_2^2(x, f, E_2) dx}}, \quad (3.3)$$

где $\Phi_i(x, f, E_i)$ - распределение поля собственной моды СВ, распространяющейся в i -ой магнитном микроволноводе. При этом величина C пропорциональна разнице волновых чисел симметричной k_s и антисимметричной k_{as} моды СВ: $C(f, E_1, E_2) \sim |k_s(f, E_1, E_2) - k_{as}(f, E_1, E_2)|$. На рис. 3.22(а) показаны

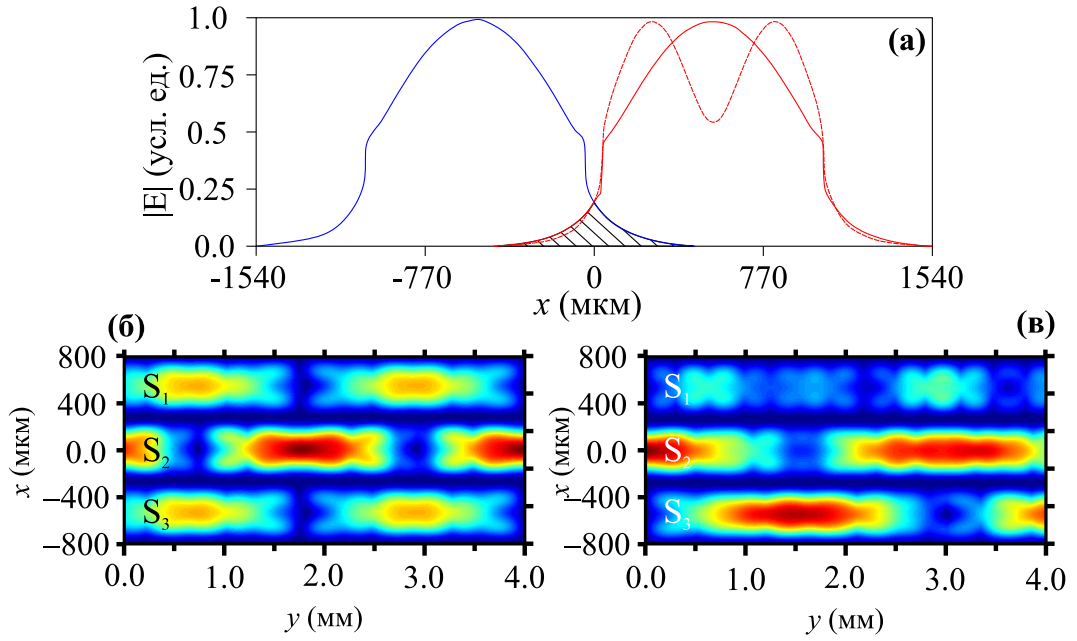


Рисунок 3.22 — (а) Профили мод для $S_{2,3}$ при $E_1 = E_3 = 0$ кВ/см для 1-ой моды в S_2 (синяя сплошная кривая), 1-ой моды в S_3 (красная сплошная кривая) и 2-й моды в S_3 (красная пунктирная кривая). Пространственные карты интенсивности ПМСВ для $E_1 = E_3 = 0$ кВ/см (б) и $E_1 = 10$ кВ/см, $E_3 = 0$ кВ/см (в).

распределения собственных первой и второй мод для полосок $S_{2,3}$. Заштрихованная нижняя часть в данном случае является интегралом перекрытия мод. На рисунках 3.22(б),(в) показаны распределения интенсивности СВ в случае $E_1 = E_2 = 0$ кВ/см (см. рис. 3.22(б)) и в случае $E_1 = 0$ кВ/см, $E_2 = 5$ кВ/см (см. рис. 3.22(в)) на частоте f_1 . Модель на основе системы связанных уравнений демонстрирует переключение интенсивности СВ на фиксированной частоте при воздействии локальных деформаций пьезослоя.

Для демонстрации режимов управления распределением интенсивности спин-волнового сигнала внешним электрическим полем было проведено численное моделирование на основе решения уравнения ЛЛ. Для уменьшения отражений сигнала от границ расчетной области в численном моделировании были введены регионы ($0 < y < 0.5$ мм и $3.8 < y < 4.0$ мм) с уменьшающимися в геометрической прогрессии параметром затухания α . На рис. 3.23 представлено распределение интенсивности $I(x,y) = \sqrt{m_x^2 + m_z^2}$ в случае распространения ПМСВ (см. рис. 3.23(а),(б),(д),(е)) и в случае распространения ООМСВ (см. рис. 3.23(в),(г),(ж),(з)).

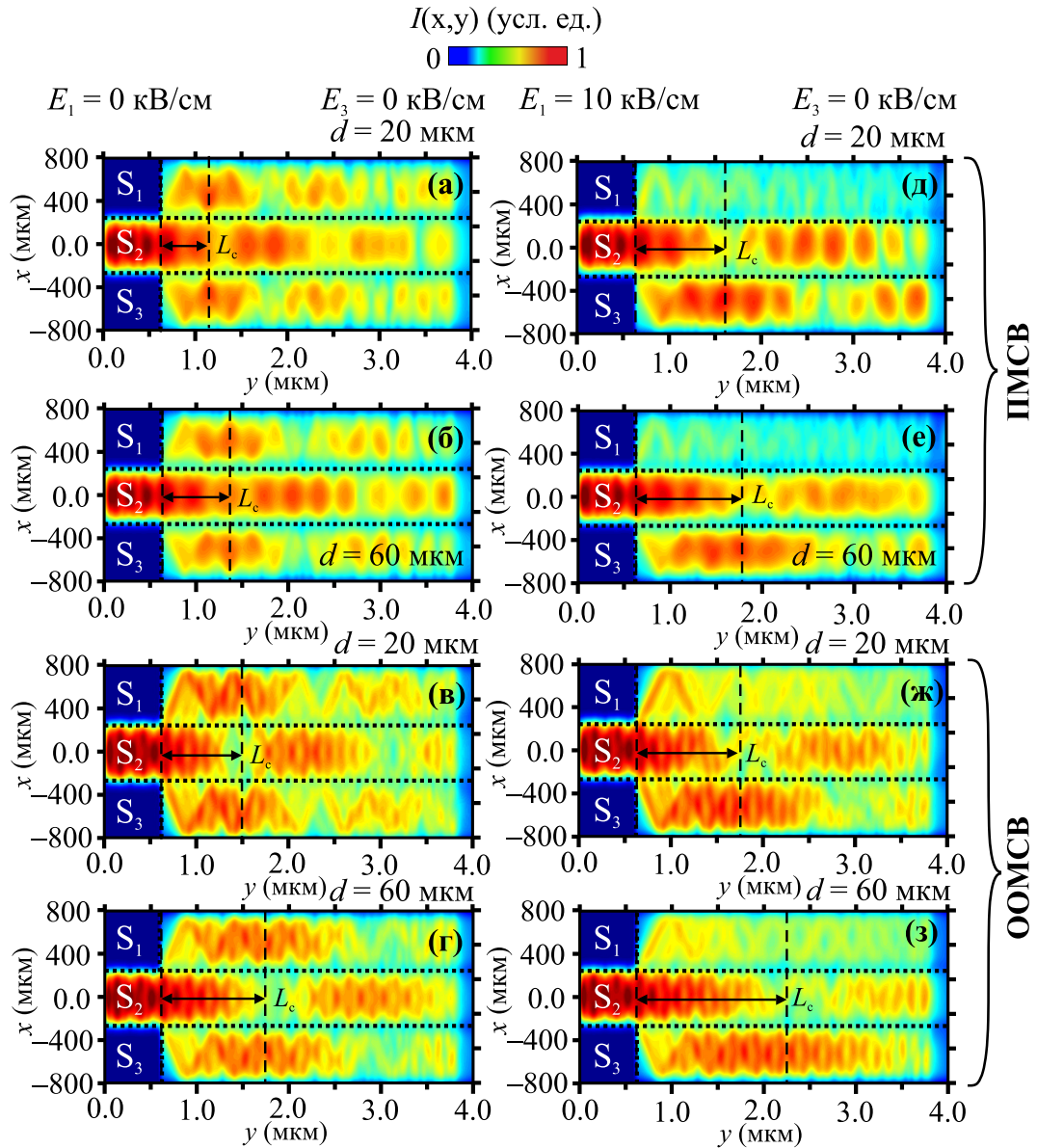


Рисунок 3.23 — Результаты расчета пространственного распределения интенсивности СВ $I(x,y)$ при $E_1 = E_3 = 0$ кВ/см (левая колонка) и при $E_1 = 10$ кВ/см, $E_3 = 0$ кВ/см (правая колонка) для случая ПМСВ на частоте 4.9 ГГц (а,б,д,е) и ООМСВ на частоте 4.85 ГГц (в,г,ж,з).

Если напряжение подается на электрод G_1 , распределение интенсивности СВ трансформируется. Так для $E_1 = 10$ кВ/см и $E_3 = 0$ кВ/см наблюдается передача мощности СВ между S_2 и S_3 (см. рис. 3.23(д-з)). В этом случае L_c численно совпадает с величиной длины пространственной перекачки СВ в двух латерально расположенных идентичных микроволноводах [113; 144]. Стоит отметить, что изменение геометрических параметров влияет на профиль распределения внутреннего магнитного поля, при этом эффективность управления длиной пространственной перекачки СВ путем создания упругих деформаций меняется таким образом, что при изменении расстояния между микроволноводами от 20 мкм (см. рис. 3.23(а),(в)) до 60 мкм (см. рис. 3.23(б),(е)) величина длины пространственной перекачки СВ увеличивается в 1.25 раз.

Для полного описания дипольных СВ в латеральной структуре был проведён расчёт эффективности дипольной связи для прямых объёмных магнитостатических волн (ПОМСВ), распространяющихся в системе полосок в случае направления равновесной намагниченности нормально к поверхности структуры (вдоль оси z). При этом внутреннее магнитное поле в ЖИГ полосках $H_{\text{int}} \approx H_0 - 4\pi M_0$ [38]. При исследовании ПОМСВ в двух латеральных магнитных полосках [114] было выявлено, что режим распространения ПОМСВ в латеральной геометрии является неэффективным из-за ярко выраженного роста значения L_c в длинноволновой части спектра. В системе из трёх латеральных полосок это приводит к тому, что в случае возбуждения ПОМСВ в S_2 наблюдается отсутствие ответвления СВ в боковые полоски S_1 и S_3 .

Экспериментальное исследование влияния упругих деформаций на стационарное распределение интенсивности ПМСВ проводилось методом МБС магнитных материалов [130–132]. Зондирующий лазерный луч с длиной волны 532 нм был сфокусирован на прозрачной стороне ГГГ композитной структуры, как показано стрелкой на вставке к рис. 3.18. Чтобы показать трансформацию поперечного распределения интенсивности СВ при приложении электрического поля, были получены пространственные карты распределения I_{BLS} для различных величин внешнего электрического поля E_1 и E_3 (см. рис. ??(а)). Видно, как и в случае численного моделирования в системе наблюдается перераспределение мощности СВ и случае $E_1 = 10$ кВ/см и $E_3 = 0$ кВ/см перенос спин-волновой энергии осуществляется через микроволноводы S_2 и S_3 . На рис. ??(б) добавлены аналогичные результаты компоненты m_z полученные

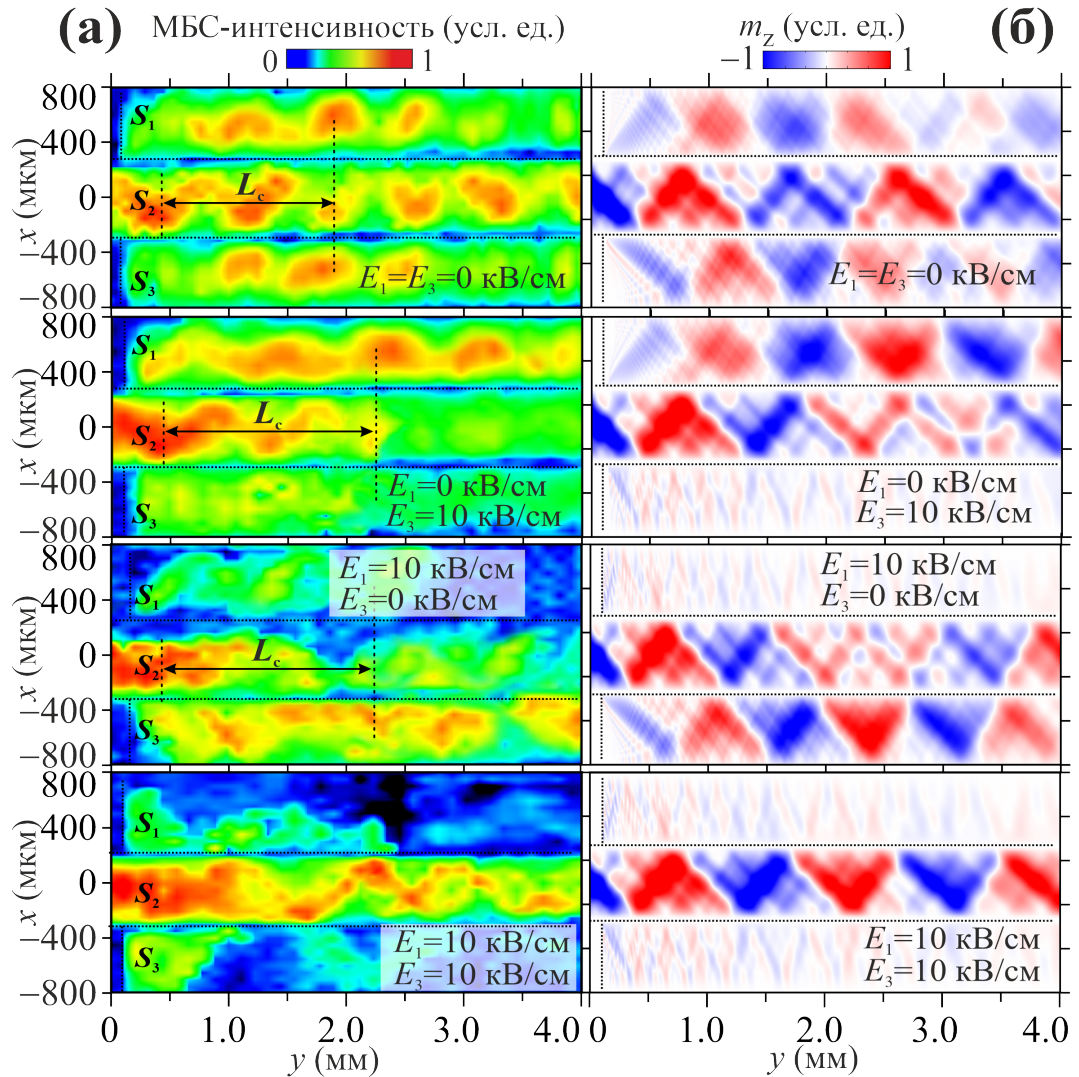


Рисунок 3.24 — Карты МБС-интенсивности (эксперимент) (а) и m_z -компоненты динамической намагниченности (микромагнитное моделирование) (б), полученные при разных значениях электрического поля (величины указаны на рисунках) при частоте возбуждения 4.925 ГГц.

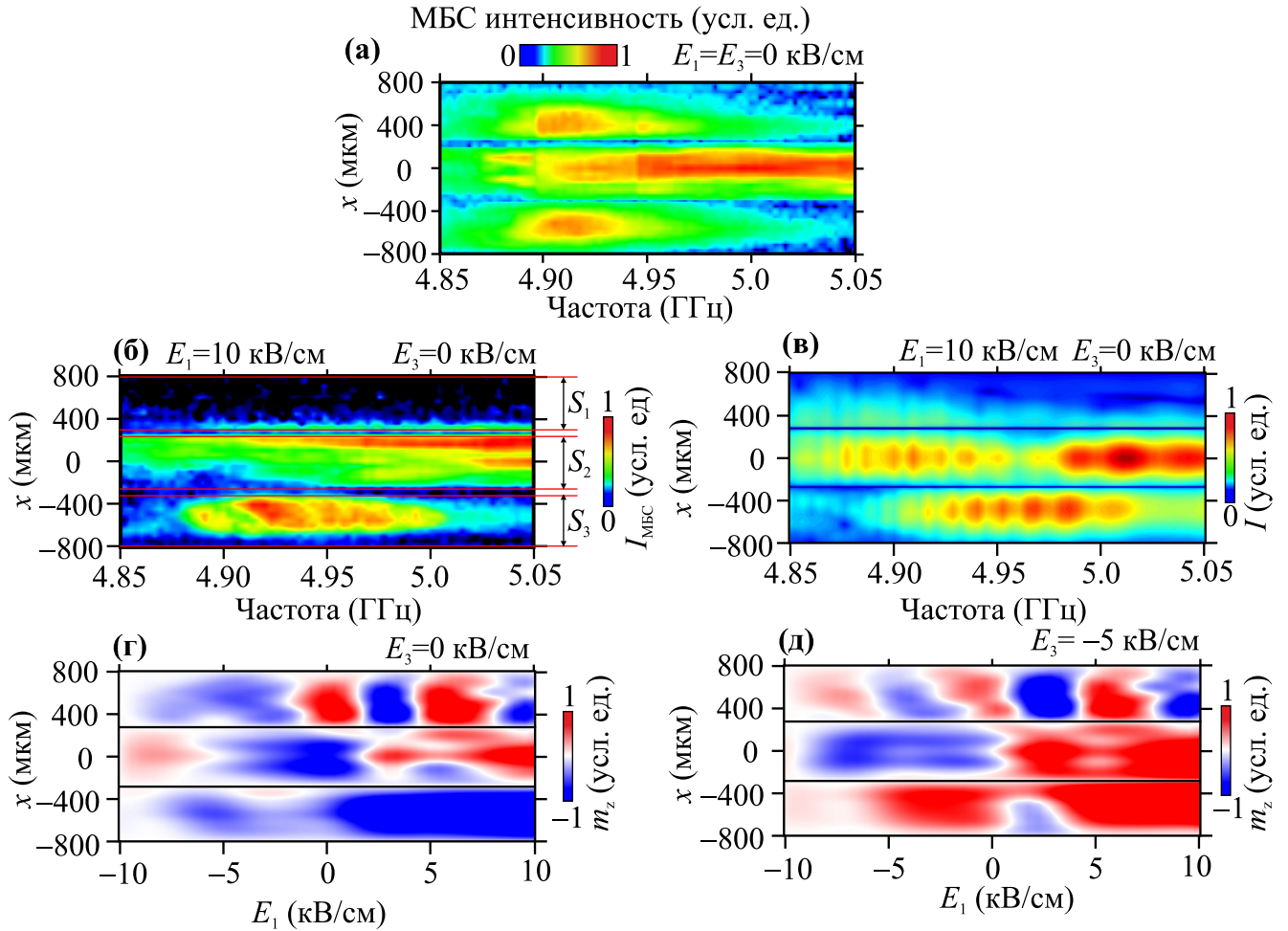


Рисунок 3.25 — Частотная зависимость МБС сигнала (а,б) и интенсивности СВ (в) в сечении $y = 3$ мм при $E_1 = 10$ кВ/см и $E_3 = 0$ кВ/см. (г,д) Карты распределения нормальной компоненты динамической намагниченности СВ при изменении электрического поля E_1 при $E_3 = 0$ кВ/см, $E_3 = -5$ кВ/см (значение E_3 указано на рисунке).

с помощью микромагнитного моделирования, демонстрирующие схожую динамику. Для более детального исследования трансформации пространственного распределения СВ была получена частотная зависимость величины I_{BLS} в сечении вдоль оси x при $y = 3.0$ мм, в случае $E_1 = E_3 = 0$ кВ/см (см. Рис. 3.25(а)) и для $E_1 = 10$ кВ/см и $E_3 = 0$ кВ/см (см. Рис. 3.25(б)). В области частот между $f_1 = 4.925$ ГГц и $f_2 = 4.985$ ГГц наблюдается затухание сигнала в S_2 , соответствующее режиму, когда спин-волновая мощность сосредоточена в S_3 . При этом в полоске S_2 распространяется краевая мода и наблюдается связь между краевыми модами, распространяющимися вдоль S_1 и S_2 . При $f > 4.985$ ГГц мощность СВ в основном локализована в центральном микроволноводе S_2 . Следует отметить, что краевая мода возбуждается в микроволноводе S_1 в диапазоне частот $4.9 - 5.05$ ГГц, как показано на рис. 3.25(б). Поэтому распространение центральной моды вдоль S_1 подавляется созданной деформацией. Таким образом с помощью упругих деформаций оказывается возможным индуцировать волноведущий канал для распространяющихся спин-волновых краевых мод.

С помощью микромагнитных исследований была получена частотная зависимость интенсивности ПМСВ (см. Рис. 3.25(в)). Видно хорошее соответствие данным экспериментального исследования, однако по рассчитанному пространственному распределению не удается выявить наличие краевой распространяющейся моды в центральном микроволноводе S_2 , что может свидетельствовать о том, что в экспериментальном макете неоднородность электрического поля на краю электрода приводит к увеличению степени неоднородности H_{int} и формированию волноводного канала для краевой моды в S_2 .

В отличие от рассмотренных ранее мультиферроидных структур (феррит-сегнетоэлектрик) с двойным управлением [78; 98], возможность которого обусловлена гибридизацией магнитоэлектрических и электромагнитных волн сегнетоэлектрического слоя, предлагаемый метод управления свойствами спиновых волн позволяет реализовать, например, демультимплексирование сигнала с частотно-пространственной селективностью благодаря возможности использования как положительной, так и отрицательной величины напряженности статического электрического поля. Рассмотрим влияние изменения знака напряженности электрического поля на величину z компоненты динамической намагниченности m_z , информация о которой позволяет определить фазу СВ, в сечении вдоль оси x при $y = 3.0$ мм. При плавном изменении величины E_1

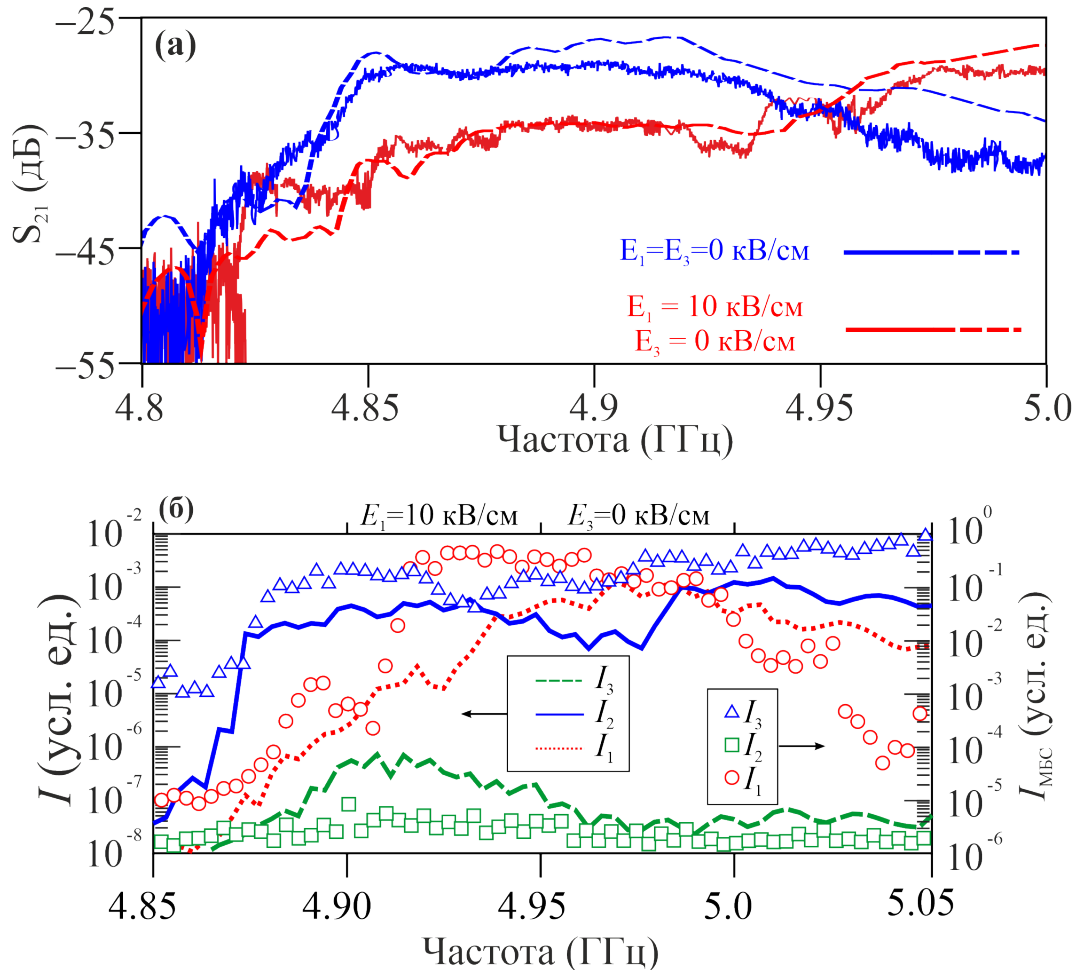


Рисунок 3.26 — (а) Амплитудно частотные характеристики ПМСВ, распространяющейся в полоске S_2 , экспериментально измеренные на изготовленном макете (сплошные кривые) и рассчитанные в микромагнитном моделировании (точечные кривые). Значение величин электрического поля указано на рисунке, справа показана схема эксперимента. (б) Частотный спектр спин-волнового сигнала в выходной секции каждого микроволновода при $E_1 = 10$ кВ/см и $E_3 = 0$ кВ/см – результат МБС (символы, правая вертикальная ось) и микромагнитных вычислений (кривые, левая вертикальная ось).

(см. рис. 3.25(г)) наблюдается изменение величины и знака (изменение фазы превышает величину π) m_z в полосках S_1 и S_2 . При приложении поля $E_3 = -5$ кВ/см к электроду G_2 наблюдается выравнивание величины внутренних полей в микроволноводах S_2 и S_3 (рис. 3.20) и при этом изменение E_1 в диапазоне $-10\dots+10$ кВ/см приводит к изменению знака m_z во всех трех ЖИГ-микроволноводах.

На рис. 3.26(а) сплошными кривыми показаны АЧХ ПМСВ, измеренная с помощью векторного анализатора цепей Agilent Technologies E8362C, для случая когда входной и выходной микрополосковый преобразователи располагались на микроволноводе S_2 на расстоянии 5 мм друг от друга. Видно, что в диапазоне частот 4.875 – 4.975 ГГц, при приложении напряжения к электроду G_1 ($E_1 = 10$ кВ/см) наблюдается падение уровня сигнала на величину 9 дБ, дошедшего до выходного преобразователя, по сравнению со случаем отсутствия электрического напряжения. Для объяснения наблюдаемого эффекта был проведен расчет передаточных характеристик ПМСВ через полоску S_2 методом микромагнитного моделирования. Результаты расчета показаны на рис. 3.26(а) точечными кривыми, сравнивая которые со сплошными кривыми можно отметить хорошее качественное и количественное соответствие. Дальнейший расчет показал, что в данном частотном диапазоне стоит ожидать падение коэффициента передачи через S_2 ввиду перераспределения энергии СВ между полосками при приложении напряжения. Для этого на рис. 3.26(б)) построены частотные зависимости интенсивности динамической намагниченности I_j при $y = 3.0$ мм на выходе каждого из волноводов S_j ($j = 1,2,3$), полученные методом микромагнитного моделирования (линии) и в эксперименте (точки). Видно качественное соответствие данных, полученный в эксперименте и при численном моделировании, при этом в случае $E_1 = 10$ кВ/см и $E_3 = 0$ кВ/см мощность СВ локализована в полосках S_2 и S_3 . Разница в данных МБС эксперимента и численного моделирования может быть объяснена учетом конечного числа поперечных (ширинных) мод в численном счете. При этом, МБС сигнал является результатом интерференции как четных так и нечетных ширинных мод отдельно взятой магнитной полоски, поскольку рассматриваемая структура не является трансляционно инвариантной вдоль оси y . Подобный тип управления интенсивностью и фазой волнового сигнала свидетельствует о возможности использования предложенного многоканального устройства как базового элемента систем обработ-

ки сигналов на принципах нейроморфной [145—147] магنونной стрейнтроники, таких как: магنونные логические ячейки на основе элементов нечеткой логики (fuzzy logic), нейроморфные системы мультиплексирования и демупльтиплексирования [65], пространственно-частотные делители и ответвители информационных сигналов в СВЧ и терагерцевом диапазоне длин волн.

3.6 Выводы по третьей главе

Таким образом по результатам третьей главы можно сформировать следующие выводы:

Экспериментально продемонстрировано управление спектром дипольных спиновых, распространяющихся в латеральных массивах ЖИГ-микроволноводов. Показано управление характеристиками этой связи, изменяя угол статического внешнего магнитного поля, относительно главных осей геометрии.

С помощью микромагнитного моделирования получены спектры прохождения спиновых волн в латеральной структуре. Анализ этих спектров показал, что латеральные микроволноводы могут использоваться как функциональный элемент в планарных магنونных сетях - они могут использоваться как направленный ответвитель, спин-волновой мультиплексор или микроволновый делитель мощности.

На основе численного моделирования проведено исследование спектра спиновых волн в управляемых деформациями латеральных магнитных гетероструктурах. Проведено исследование спектра собственных мод в слоистой структуре ЖИГ-пьезоэлектрик конечной ширины. Показано, что приложение напряжения к слою пьезоэлектрика и изменение угла подмагничивания структуры приводит к локальной трансформации внутреннего магнитного поля и как следствие к трансформации спектра спиновых волн. При это наблюдается возможность создания двух волноводных каналов в ЖИГ-микроволноводе.

С помощью численных и экспериментальных исследований показан метод управления дипольной спин-волновой связью в латеральном массиве ферромагнитных полосок с помощью распределенных упругих деформаций. В качестве экспериментальной демонстрации исследованных физических процессов

предложена конфигурация магной структуры с пьезоэлектрическим слоем. Показана эффективная перестройка спин-волновых характеристик с помощью электрического поля, обусловленной деформацией пьезослоя и эффектом магнитострикции в ЖИГ-микроволноводах.

Показано, что вариация геометрических параметров латеральных микроволноводов приводит к изменению величины внутреннего поля и эффективности влияния упругих деформаций на свойства распространяющихся связанных спиновых волн и выявлены характерные особенности, проявляющиеся в изменении режимов спин-волнового транспорта.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Выявлены закономерности управления спектром дипольных спиновых волн в гетероструктуре, образованной из магнетонного кристалла с пьезоэлектрическим слоем. С помощью радиофизических методов исследование показана трансформация амплитудно-частотных характеристик дипольных спиновых волн в одиночном магнетонном кристалле с пьезоэлектрическим слоем при изменении величины внешнего электрического поля.
2. На основе метода конечных элементов построена трёхмерная модель магнетонного кристалла с пьезоэлектрическим слоем и продемонстрирована трансформация величины модуля внутреннего магнитного поля в магнетонном кристалле при изменении величины и полярности внешнего электрического поля, приложенному к слою пьезоэлектрика.
3. С помощью микромагнитных вычислений во временной области были получены амплитудно-частотные характеристики мультиферроидной структуры показано частотное смещение Брэгговской запрещённой зоны при изменении величины внешнего электрического поля. Показано качественное и количественное соответствие между численными и экспериментальными результатами.
4. Проведено экспериментальное исследование методом Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии спин-волновой связи в латеральной системы параллельно ориентированных магнетонных кристаллах с пьезоэлектрическим слоем, расположенным над одним из них. Показано частотное смещение полос непропускания для спиновых волн при приложении внешнего электрического поля к пьезоэлектрическому слою, при этом также наблюдается изменение ширины частотных полос непропускания.
5. С помощью численного моделирования на основе метода конечных элементов проведён анализ спектра собственных мод и построены дисперсионные характеристики латеральной структуры. При численном анализе выявлено частотное смещение и изменение ширины Брэгговских

- запрещённых зон, а также наблюдается закрытие одной из запрещённых зон.
6. С помощью радиофизических измерений и метода Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии проведено исследование процессов распространения гибридных электромагнитных спиновых волн в латеральной системе параллельно ориентированных ферритовых микроволноводах с сегнетоэлектрическим слоем.
 7. Показана возможность эффективного управления длиной пространственной перекачки гибридных электромагнитных спиновых волн между микроволноводами при изменении напряженности постоянного электрического поля.
 8. Расчеты характеристик распространения гибридных электромагнитных спиновых волн в латеральной мультиферроидной структуре конечной ширины показывают, что энергетический обмен между пленками обусловлен особенностями межмодовой связи волн. Исследованы механизмы гибридизации поперечных мод и трансформация спектров электромагнитных спиновых волн в мультиферроидной структуре при изменении электрического поля, приложенного к слою сегнетоэлектрика.
 9. Экспериментально продемонстрировано управление спектром дипольных спиновых, распространяющихся в латеральных массивах ЖИГ-микроволноводов. Показано управление характеристиками этой связи, изменяя угол статического внешнего магнитного поля, относительно главных осей геометрии.
 10. С помощью микромагнитного моделирования получены спектры прохождения спиновых волн в латеральной структуре. Анализ этих спектров показал, что латеральные микроволноводы могут использоваться как функциональный элемент в планарных магнитных сетях - они могут использоваться как направленный ответвитель, спин-волновой мультиплексор или микроволновый делитель мощности.
 11. На основе численного моделирования проведено исследование спектра спиновых волн в управляемых деформациями латеральных магнитных гетероструктурах. Проведено исследование спектра собственных мод в слоистой структуре ЖИГ-пьезоэлектрик конечной ширины. Показано,

- что приложение напряжения к слою пьезоэлектрика и изменение угла подмагничивания структуры приводит к локальной трансформации внутреннего магнитного поля и как следствие к трансформации спектра спиновых волн. При это наблюдается возможность создания двух волноводных каналов в ЖИГ-микроволноводе.
12. С помощью численных и экспериментальных исследований показан метод управления дипольной спин-волновой связью в латеральном массиве ферромагнитных полосок с помощью распределенных упругих деформаций. В качестве экспериментальной демонстрации исследованных физических процессов предложена конфигурация магнитной структуры с пьезоэлектрическим слоем. Показана эффективная перестройка спин-волновых характеристик с помощью электрического поля, обусловленным деформацией пьезослоя и эффектом магнитострикции в ЖИГ-микроволноводах.
 13. Показано, что вариация геометрических параметров латеральных микроволноводов приводит к изменению величины внутреннего поля и эффективности влияния упругих деформаций на свойства распространяющихся связанных спиновых волн и выявлены характерные особенности, проявляющиеся в изменении режимов спин-волнового транспорта.

Публикации автора по теме диссертации

1. Strain-mediated tunability of spin-wave spectra in the adjacent magnonic crystal stripes with piezoelectric layer / **A. A. Grachev**, O. V. Matveev, M. Mruczkiewicz, M. A. Morozova, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, A. V. Sadovnikov // Applied Physics Letters. — 2021. — June. — Vol. 118, no. 26. — P. 262405.
2. Tunable spin-wave coupling in lateral arrays of magnonic structures for magnonic logic applications / **A. Grachev**, M. Kostylev, S. Sheshukova, A. Sadovnikov // Saratov Fall Meeting 2020: Computations and Data Analysis: from Molecular Processes to Brain Functions / ed. by D. E. Postnov. — SPIE, 05/2021.
3. Управляемая электрическим полем спин-волновая связь в латеральных ансамблях магнитных микроструктур / **A. A. Грачев**, Е. Н. Бегинин, С. Е. Шешукова, А. В. Садовников // Физика твердого тела. — 2021. — т. 63, № 9. — с. 1279.
4. Strain reconfigurable spin-wave transport in the lateral system of magnonic stripes / **A. A. Grachev**, S. Sheshukova, S. Nikitov, A. Sadovnikov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2020. — Vol. 515. — P. 167302.
5. Voltage-controlled spin-wave intermodal coupling in lateral ensembles of magnetic stripes with patterned piezoelectric layer / **A. A. Grachev**, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, A. V. Sadovnikov // AIP Advances. — 2021. — Vol. 11, no. 3. — P. 035316.
6. **A. A. Грачев**, Садовников А. В. Управление спектром электромагнитных спиновых волн в гетероструктуре на основе латеральной системы магнитных микроволноводов // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. — 2017. — т. 25, № 5. — с. 47—55.
7. Magnon Straintronics: Reconfigurable Spin-Wave Routing in Strain-Controlled Bilateral Magnetic Stripes / A. V. Sadovnikov, **A. A. Grachev**, S. E. Sheshukova, Y. P. Sharaevskii, A. A. Serdobintsev,

- D. M. Mitin, S. A. Nikitov // Physical Review Letters. — 2018. — Vol. 120, no. 25.
8. Voltage-Controlled Spin-Wave Coupling in Adjacent Ferromagnetic-Ferroelectric Heterostructures / A. V. Sadovnikov, **A. A. Grachev**, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, Y. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov // Physical Review Applied. — 2017. — Jan. — Vol. 7, no. 1.
 9. Spin-Wave Transport Along In-Plane Magnetized Laterally Coupled Magnonic Stripes / A. V. Sadovnikov, **A. A. Grachev**, S. A. Odintsov, S. E. Sheshukova, Y. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov // IEEE Magnetics Letters. — 2017. — Vol. 8. — P. 1–4.
 10. Magnon Straintronics to Control Spin-Wave Computation: Strain Reconfigurable Magnonic-Crystal Directional Coupler / A. V. Sadovnikov, **A. A. Grachev**, A. A. Serdobintsev, S. E. Sheshukova, S. S. Yankin, S. A. Nikitov // IEEE Magnetics Letters. — 2019. — Vol. 10. — P. 1–5.
 11. Spatial dynamics of hybrid electromagnetic spin waves in a lateral multiferroic microwaveguide / A. V. Sadovnikov, **A. A. Grachev**, E. N. Beginin, S. A. Odintsov, S. E. Sheshukova, Y. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov // JETP Letters. — 2017. — Vol. 105, no. 6. — P. 364–369.
 12. Coupled spin waves in magnetic waveguides induced by elastic deformations in YIG–piezoelectric structures / A. V. Sadovnikov, **A. A. Grachev**, E. N. Beginin, S. A. Odintsov, S. E. Sheshukova, Y. P. Sharaevskii, A. A. Serdobintsev, D. M. Mitin, S. A. Nikitov // JETP Letters. — 2017. — Vol. 106, no. 7. — P. 465–469.

Список литературы

1. *Hoefflinger B.* ITRS: The International Technology Roadmap for Semiconductors // The Frontiers Collection. — Springer Berlin Heidelberg, 2011. — P. 161–174.
2. *Neisser M., Wurm S.* ITRS lithography roadmap: 2015 challenges // Advanced Optical Technologies. — 2015. — Jan. — Vol. 4, no. 4.
3. *Neusser S., Grundler D.* Magnonics: Spin Waves on the Nanoscale // Advanced Materials. — 2009. — July. — Vol. 21, no. 28. — P. 2927–2932.
4. *Kruglyak V. V., Demokritov S. O., Grundler D.* Magnonics // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2010. — June. — Vol. 43, no. 26. — P. 264001.
5. Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics / S. A. Nikitov [et al.] // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. — 2015. — Vol. 185, no. 10. — P. 1099–1128.
6. Dielectric magnonics - from gigahertz to terahertz / S. A. Nikitov [et al.] // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. — 2019. — July. — Vol. 190, no. 10.
7. The 2021 Magnonics Roadmap / A. Barman [et al.] // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2021. — Aug. — Vol. 33, no. 41. — P. 413001.
8. *Serga A. A., Chumak A. V., Hillebrands B.* YIG magnonics // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2010. — June. — Vol. 43, no. 26. — P. 264002.
9. The building blocks of magnonics / B. Lenk [et al.] // Physics Reports. — 2011. — Oct. — Vol. 507, no. 4/5. — P. 107–136.
10. *Dvornik M., Au Y., Kruglyak V. V.* Micromagnetic Simulations in Magnonics // Topics in Applied Physics. — Springer Berlin Heidelberg, 08/2012. — P. 101–115.
11. *Grundler D.* Reconfigurable magnonics heats up // Nature Physics. — 2015. — June. — Vol. 11, no. 6. — P. 438–441.

12. *Wang X., Zhang H., Wang X.* Topological Magnonics: A Paradigm for Spin-Wave Manipulation and Device Design // *Physical Review Applied*. — 2018. — Feb. — Vol. 9, no. 2.
13. Spin-orbit-torque magnonics / V. E. Demidov [et al.] // *Journal of Applied Physics*. — 2020. — May. — Vol. 127, no. 17. — P. 170901.
14. Spin-wave logical gates / M. P. Kostylev [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2005. — Oct. — Vol. 87, no. 15. — P. 153501.
15. *Khitun A., Bao M., Wang K. L.* Magnonic logic circuits // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2010. — June. — Vol. 43, no. 26. — P. 264005.
16. *Khitun A., Wang K. L.* Non-volatile magnonic logic circuits engineering // *Journal of Applied Physics*. — 2011. — Aug. — Vol. 110, no. 3. — P. 034306.
17. Bias-free spin-wave phase shifter for magnonic logic / S. Louis [et al.] // *AIP Advances*. — 2016. — June. — Vol. 6, no. 6. — P. 065103.
18. *Landi G. T., Karevski D.* Open Heisenberg chain under boundary fields: A magnonic logic gate // *Physical Review B*. — 2015. — May. — Vol. 91, no. 17.
19. Frequency-Division Multiplexing in Magnonic Logic Networks Based on Caustic-Like Spin-Wave Beams / F. Heussner [et al.] // *physica status solidi (RRL) – Rapid Research Letters*. — 2018. — Oct. — Vol. 12, no. 12. — P. 1800409.
20. Experimental Realization of a Passive Gigahertz Frequency-Division Demultiplexer for Magnonic Logic Networks / F. Heussner [et al.] // *physica status solidi (RRL) – Rapid Research Letters*. — 2020. — Apr. — Vol. 14, no. 4. — P. 1900695.
21. Magnonic interferometric switch for multi-valued logic circuits / M. Balynsky [et al.] // *Journal of Applied Physics*. — 2017. — Jan. — Vol. 121, no. 2. — P. 024504.
22. Topological chiral magnonic edge mode in a magnonic crystal / R. Shindou [и др.] // *Physical Review B*. — 2013. — май. — т. 87, № 17.

23. A spin-wave logic gate based on a width-modulated dynamic magnonic crystal / A. A. Nikitin [et al.] // Applied Physics Letters. — 2015. — Mar. — Vol. 106, no. 10. — P. 102405.
24. *Chumak A. V., Serga A. A., Hillebrands B.* Magnonic crystals for data processing // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2017. — May. — Vol. 50, no. 24. — P. 244001.
25. *Nikitov S., Tailhades P., Tsai C.* Spin waves in periodic magnetic structures—magnonic crystals // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2001. — Nov. — Vol. 236, no. 3. — P. 320–330.
26. A current-controlled, dynamic magnonic crystal / A. V. Chumak [et al.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2009. — Sept. — Vol. 42, no. 20. — P. 205005.
27. A nonlinear magnonic nano-ring resonator / Q. Wang [et al.] // npj Computational Materials. — 2020. — Dec. — Vol. 6, no. 1.
28. A magnonic directional coupler for integrated magnonic half-adders / Q. Wang [et al.] // Nature Electronics. — 2020. — Oct. — Vol. 3, no. 12. — P. 765–774.
29. Propagation of Spin-Wave Packets in Individual Nanosized Yttrium Iron Garnet Magnonic Conduits / B. Heinz [et al.] // Nano Letters. — 2020. — Apr. — Vol. 20, no. 6. — P. 4220–4227.
30. *Wang Q., Chumak A. V., Pirro P.* Inverse-design magnonic devices // Nature Communications. — 2021. — May. — Vol. 12, no. 1.
31. *Krawczyk M., Grundler D.* Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2014. — Mar. — Vol. 26, no. 12. — P. 123202.
32. *Krawczyk M., Puzskarski H.* Plane-wave theory of three-dimensional magnonic crystals // Physical Review B. — 2008. — Feb. — Vol. 77, no. 5.
33. Nanostructured Magnonic Crystals with Size-Tunable Bandgaps / Z. K. Wang [et al.] // ACS Nano. — 2010. — Jan. — Vol. 4, no. 2. — P. 643–648.

34. *Yan P., Wang X. S., Wang X. R.* All-Magnonic Spin-Transfer Torque and Domain Wall Propagation // *Physical Review Letters*. — 2011. — Oct. — Vol. 107, no. 17.
35. Magnonic beam splitter: The building block of parallel magnonic circuitry / *A. V. Sadovnikov [и др.]* // *Applied Physics Letters*. — 2015. — май. — т. 106, № 19. — с. 192406.
36. *Ваишковский А. В., Стальмахов В., Шараевский Ю. П.* Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. — Издательство Саратовского университета, 1993.
37. *Гуревич А.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. — М.: Наука, 1973.
38. *Гуревич А., Мелков Г.* Магнитные колебания и волны. — 1994.
39. *Ваннэ Г.* СВЧ устройства на магнитостатических волнах // *Обзоры по электронной технике. Сер.* — 1984. — т. 1. — с. 1060.
40. *Choi S., Lee K.-S., Kim S.-K.* Spin-wave interference // *Applied Physics Letters*. — 2006. — Vol. 89, no. 6. — P. 062501.
41. *Podbielski J., Giesen F., Grundler D.* Spin-wave interference in microscopic rings // *Physical review letters*. — 2006. — Vol. 96, no. 16. — P. 167207.
42. Nanoscale spectrum analyzer based on spin-wave interference / *Á. Papp [et al.]* // *Scientific reports*. — 2017. — Vol. 7, no. 1. — P. 1–9.
43. Reversible magnetic logic gates based on spin wave interference / *M. Balynskiy [et al.]* // *Journal of Applied Physics*. — 2018. — Vol. 123, no. 14. — P. 144501.
44. *Macià F., Kent A. D., Hoppensteadt F. C.* Spin-wave interference patterns created by spin-torque nano-oscillators for memory and computation // *Nanotechnology*. — 2011. — Vol. 22, no. 9. — P. 095301.
45. Spin-wave interference in magnetic vortex stacks / *C. Behncke [et al.]* // *Communications Physics*. — 2018. — Vol. 1, no. 1. — P. 1–6.
46. Spin-wave interference in three-dimensional rolled-up ferromagnetic microtubes / *F. Balhorn [et al.]* // *Physical review letters*. — 2010. — Vol. 104, no. 3. — P. 037205.

47. Realization of a micrometre-scale spin-wave interferometer / O. Rousseau [et al.] // Scientific reports. — 2015. — Vol. 5, no. 1. — P. 1–8.
48. Three port logic gate using forward volume spin wave interference in a thin yttrium iron garnet film / T. Goto [et al.] // Scientific reports. — 2019. — Vol. 9, no. 1. — P. 1–11.
49. Realization of spin-wave logic gates / T. Schneider [et al.] // Applied Physics Letters. — 2008. — Vol. 92, no. 2. — P. 022505.
50. *Nanayakkara K., Jacob A. P., Kozhanov A.* Spin wave scattering and interference in ferromagnetic cross // Journal of Applied Physics. — 2015. — Vol. 118, no. 16. — P. 163904.
51. A three-terminal spin-wave device for logic applications / Y. Wu [et al.] // Journal of nanoelectronics and optoelectronics. — 2009. — Vol. 4, no. 3. — P. 394–397.
52. Spin wave interference in YIG cross junction / M. Balinskiy [et al.] // Aip Advances. — 2017. — Vol. 7, no. 5. — P. 056633.
53. *Balinskiy M., Chiang H., Khitun A.* Realization of spin wave switch for data processing // Aip Advances. — 2018. — Vol. 8, no. 5. — P. 056628.
54. Optimization of spin-wave propagation with enhanced group velocities by exchange-coupled ferrimagnet-ferromagnet bilayers / K. An [et al.] // Physical Review Applied. — 2019. — Vol. 11, no. 3. — P. 034065.
55. Spin Hall-induced auto-oscillations in ultrathin YIG grown on Pt / M. Evelt [et al.] // Scientific reports. — 2018. — Vol. 8, no. 1. — P. 1–7.
56. Transformation of propagating spin-wave modes in microscopic waveguides with variable width / V. E. Demidov [et al.] // Physical Review B. — 2009. — Vol. 79, no. 5. — P. 054417.
57. Linear and nonlinear collective modes in magnetic microstructures formed by coupled disks / H. Ulrichs [et al.] // Physical Review B. — 2011. — Vol. 83, no. 18. — P. 184403.
58. Spin Hall controlled magnonic microwaveguides / V. Demidov [et al.] // Applied Physics Letters. — 2014. — Vol. 104, no. 15. — P. 152402.

59. Narrow magnonic waveguides based on domain walls / F. Garcia-Sanchez [et al.] // Physical review letters. — 2015. — Vol. 114, no. 24. — P. 247206.
60. Chirality-dependent transmission of spin waves through domain walls / F. Buijnsters [et al.] // Physical review letters. — 2016. — Vol. 116, no. 14. — P. 147204.
61. Radiation losses and dark mode for spin-wave propagation through a discrete magnetic micro-waveguide / Y. Barabanenkov [et al.] // Physical Review B. — 2016. — Vol. 94, no. 18. — P. 184409.
62. A switchable spin-wave signal splitter for magnonic networks / F. Heussner [et al.] // Applied Physics Letters. — 2017. — Vol. 111, no. 12. — P. 122401.
63. Spin wave steering in three-dimensional magnonic networks / E. Beginin [et al.] // Applied Physics Letters. — 2018. — Vol. 112, no. 12. — P. 122404.
64. Towards graded-index magnonics: Steering spin waves in magnonic networks / C. S. Davies [et al.] // Physical Review B. — 2015. — Vol. 92, no. 2. — P. 020408.
65. *Brächer T., Pirro P.* An analog magnon adder for all-magnonic neurons // Journal of Applied Physics. — 2018. — Vol. 124, no. 15. — P. 152119.
66. Spin-wave intermodal coupling in the interconnection of magnonic units / A. Sadovnikov [et al.] // Applied Physics Letters. — 2018. — Vol. 112, no. 14. — P. 142402.
67. Hybrid architecture for engineering magnonic quantum networks / C. C. Rusconi [et al.] // Physical Review A. — 2019. — Vol. 100, no. 2. — P. 022343.
68. Nonlinear spin wave coupling in adjacent magnonic crystals / A. Sadovnikov [et al.] // Applied Physics Letters. — 2016. — Vol. 109, no. 4. — P. 042407.
69. Magnonic bending, phase shifting and interferometry in a 2d reconfigurable nanodisk crystal / K. D. Stenning [et al.] // ACS nano. — 2020. — Vol. 15, no. 1. — P. 674–685.
70. Phase-to-intensity conversion of magnonic spin currents and application to the design of a majority gate / T. Brächer [et al.] // Scientific reports. — 2016. — Vol. 6, no. 1. — P. 1–8.

71. Reflection-less width-modulated magnonic crystal / P. Frey [et al.] // Communications Physics. — 2020. — Vol. 3, no. 1. — P. 1–7.
72. One-dimensional magnonic crystal with Cu stripes for forward volume spin waves / T. Goto [et al.] // Physical Review Applied. — 2019. — Vol. 11, no. 1. — P. 014033.
73. *Baumgaertl K., Watanabe S., Grundler D.* Phase control of spin waves based on a magnetic defect in a one-dimensional magnonic crystal // Applied Physics Letters. — 2018. — Vol. 112, no. 14. — P. 142405.
74. Magnon spintronics / A. V. Chumak [et al.] // Nature Physics. — 2015. — Vol. 11, no. 6. — P. 453–461.
75. Spin-current nano-oscillator based on nonlocal spin injection / V. Demidov [et al.] // Scientific reports. — 2015. — Vol. 5, no. 1. — P. 1–5.
76. Spin wave propagation in a uniformly biased curved magnonic waveguide / A. Sadovnikov [et al.] // Physical Review B. — 2017. — Vol. 96, no. 6. — P. 060401.
77. *Demokritov S. O.* Spin Wave Confinement: Propagating Waves. — CRC Press, 2017.
78. Voltage-Controlled Spin-Wave Coupling in Adjacent Ferromagnetic-Ferroelectric Heterostructures / A. V. Sadovnikov [et al.] // Physical Review Applied. — 2017. — Jan. — Vol. 7, no. 1.
79. Magnon Straintronics: Reconfigurable Spin-Wave Routing in Strain-Controlled Bilateral Magnetic Stripes / A. V. Sadovnikov [et al.] // Physical Review Letters. — 2018. — Vol. 120, no. 25.
80. Piezoelectric control of the mobility of a domain wall driven by adiabatic and non-adiabatic torques / E. D. Ranieri [et al.] // Nature Materials. — 2013. — June. — Vol. 12, no. 9. — P. 808–814.
81. Strain-controlled magnetic domain wall propagation in hybrid piezoelectric/ferromagnetic structures / N. Lei [et al.] // Nature Communications. — 2013. — Jan. — Vol. 4, no. 1.
82. Single Domain Spin Manipulation by Electric Fields in Strain Coupled Artificial Multiferroic Nanostructures / M. Buzzi [et al.] // Physical Review Letters. — 2013. — July. — Vol. 111, no. 2.

83. Straintronics: a new trend in micro- and nanoelectronics and materials science / A. A. Bukharaev [et al.] // *Physics-Uspekhi*. — 2018. — Dec. — Vol. 61, no. 12. — P. 1175–1212.
84. *Roy K., Bandyopadhyay S., Atulasimha J.* Hybrid spintronics and straintronics: A magnetic technology for ultra low energy computing and signal processing // *Applied Physics Letters*. — 2011. — Aug. — Vol. 99, no. 6. — P. 063108.
85. Magneto-straintronics on a Co-coordinating metalloboronfullerene / J. Liu [et al.] // *Physical Review B*. — 2020. — July. — Vol. 102, no. 2.
86. *Barangi M., Mazumder P.* Straintronics-based magnetic tunneling junction: Dynamic and static behavior analysis and material investigation // *Applied Physics Letters*. — 2014. — Apr. — Vol. 104, no. 16. — P. 162403.
87. Magnon Straintronics to Control Spin-Wave Computation: Strain Reconfigurable Magnonic-Crystal Directional Coupler / A. V. Sadovnikov [et al.] // *IEEE Magnetics Letters*. — 2019. — Vol. 10. — P. 1–5.
88. Nano-magnetic tunnel junctions controlled by electric field for straintronics / P. Li [et al.] // *Nanoscale*. — 2021.
89. *Barangi M., Mazumder P.* Effect of temperature variations and thermal noise on the static and dynamic behavior of straintronics devices // *Journal of Applied Physics*. — 2015. — Nov. — Vol. 118, no. 17. — P. 173902.
90. *Barangi M., Erementchouk M., Mazumder P.* Towards developing a compact model for magnetization switching in straintronics magnetic random access memory devices // *Journal of Applied Physics*. — 2016. — Aug. — Vol. 120, no. 7. — P. 073901.
91. Investigation of Multilayer Nanostructures of Magnetic Straintronics Based on the Anisotropic Magnetoresistive Effect / D. Zhukov [et al.] // *Sensors*. — 2021. — Aug. — Vol. 21, no. 17. — P. 5785.
92. Reliability of Magnetoelastic Switching of Nonideal Nanomagnets with Defects: A Case Study for the Viability of Straintronic Logic and Memory / D. Winters [et al.] // *Physical Review Applied*. — 2019. — Sept. — Vol. 12, no. 3.

93. *Savostin E. O., Pertsev N. A.* Superconducting straintronics via the proximity effect in superconductor–ferromagnet nanostructures // *Nanoscale*. — 2020. — Vol. 12, no. 2. — P. 648–657.
94. Piezoelectric Electromechanical Coupling in Nanomechanical Resonators with a Two-Dimensional Electron Gas / A. Shevyrin [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2016. — June. — Vol. 117, no. 1.
95. 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.
96. 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.
97. Electric-Field-Tunable Low Loss Multiferroic Ferrimagnetic-Ferroelectric Heterostructures / J. Das [et al.] // *Advanced Materials*. — 2009. — May. — Vol. 21, no. 20. — P. 2045–2049.
98. Electric field tunable ferrite-ferroelectric hybrid wave microwave resonators: Experiment and theory / A. B. Ustinov [et al.] // *Journal of Applied Physics*. — 2006. — Nov. — Vol. 100, no. 9. — P. 093905.
99. *Ustinov A. B., Srinivasan G., Kalinikos B. A.* Ferrite-ferroelectric hybrid wave phase shifters // *Applied Physics Letters*. — 2007. — Jan. — Vol. 90, no. 3. — P. 031913.
100. Magnetic and magnetoelectric susceptibilities of a ferroelectric/ferromagnetic composite at microwave frequencies / M. I. Bichurin [et al.] // *Physical Review B*. — 2002. — Oct. — Vol. 66, no. 13.
101. Ferrite-ferroelectric layered structures for electrically and magnetically tunable microwave resonators / A. A. Semenov [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2006. — Jan. — Vol. 88, no. 3. — P. 033503.
102. Ferrite-ferroelectric phase shifters controlled by electric and magnetic fields / A. B. Ustinov [et al.] // *Technical Physics*. — 2011. — June. — Vol. 56, no. 6. — P. 821–825.

103. Ferroelectric Phase Transition Induced a Large FMR Tuning in Self-Assembled BaTiO₃:Y₃Fe₅O₁₂ Multiferroic Composites / G. Dong [et al.] // ACS Applied Materials & Interfaces. — 2017. — Aug. — Vol. 9, no. 36. — P. 30733–30740.
104. Spatial dynamics of hybrid electromagnetic spin waves in a lateral multiferroic microwaveguide / A. V. Sadovnikov [et al.] // JETP Letters. — 2017. — Vol. 105, no. 6. — P. 364–369.
105. *Fetisov Y. K., Srinivasan G.* Electric field tuning characteristics of a ferrite-piezoelectric microwave resonator // Applied Physics Letters. — 2006. — Apr. — Vol. 88, no. 14. — P. 143503.
106. *Srinivasan G., Fetisov Y. K.* Ferrite-Piezoelectric Layered Structures: Microwave Magnetoelectric Effects and Electric Field Tunable Devices // Ferroelectrics. — 2006. — Oct. — Vol. 342, no. 1. — P. 65–71.
107. Microwave magnetoelectric effects in ferrite—piezoelectric composites and dual electric and magnetic field tunable filters / A. S. Tatarenko [et al.] // Journal of Electroceramics. — 2007. — Dec. — Vol. 24, no. 1. — P. 5–9.
108. Electric switching in bistable ferrite-piezoelectric microwave resonator / A. B. Ustinov [et al.] // Technical Physics Letters. — 2010. — Feb. — Vol. 36, no. 2. — P. 166–169.
109. *Bichurin M. I., Petrov R. V., Petrov V. M.* Magnetoelectric effect at thickness shear mode in ferrite-piezoelectric bilayer // Applied Physics Letters. — 2013. — Aug. — Vol. 103, no. 9. — P. 092902.
110. Voltage Tunable Multiferroic Phase Shifter With YIG/PMN-PT Heterostructure / X. Yang [et al.] // IEEE Microwave and Wireless Components Letters. — 2014. — Mar. — Vol. 24, no. 3. — P. 191–193.
111. Coupled spin waves in magnetic waveguides induced by elastic deformations in YIG–piezoelectric structures / A. V. Sadovnikov [et al.] // JETP Letters. — 2017. — Vol. 106, no. 7. — P. 465–469.
112. *Fetisov Y. K., Srinivasan G.* Nonlinear electric field tuning characteristics of yttrium iron garnet–lead zirconate titanate microwave resonators // Applied Physics Letters. — 2008. — July. — Vol. 93, no. 3. — P. 033508.

113. 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.
114. Spin-Wave Switching in the Side-Coupled Magnonic Stripes / A. V. Sadovnikov [et al.] // IEEE Transactions on Magnetics. — 2017. — Nov. — Vol. 53, no. 11. — P. 1–4.
115. Toward nonlinear magnonics: Intensity-dependent spin-wave switching in insulating side-coupled magnetic stripes / A. V. Sadovnikov [et al.] // Physical Review B. — 2017. — Oct. — Vol. 96, no. 14.
116. *Hillebrands B.* Spin-wave calculations for multilayered structures // Physical Review B. — 1990. — Jan. — Vol. 41, no. 1. — P. 530–540.
117. Magnonic band gap design by the edge modulation of micro-sized waveguides / F. Ciubotaru [et al.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2012. — June. — Vol. 45, no. 25. — P. 255002.
118. *Lee K.-S., Han D.-S., Kim S.-K.* Physical Origin and Generic Control of Magnonic Band Gaps of Dipole-Exchange Spin Waves in Width-Modulated Nanostrip Waveguides // Physical Review Letters. — 2009. — Mar. — Vol. 102, no. 12.
119. The design and verification of MuMax3 / A. Vansteenkiste [et al.] // AIP advances. — 2014. — Vol. 4, no. 10. — P. 107133.
120. *Silvester P. P., Ferrari R. L.* Finite elements for electrical engineers. — Cambridge university press, 1996.
121. The finite element method. Vol. 3 / O. C. Zienkiewicz [et al.]. — McGraw-hill London, 1977.
122. *Dhatt G., Lefrançois E., Touzot G.* Finite element method. — John Wiley & Sons, 2012.
123. *Zienkiewicz O. C., Taylor R. L., Zhu J. Z.* The finite element method: its basis and fundamentals. — Elsevier, 2005.
124. *Srinivasan G., Priya S., Sun N.* Composite magnetoelectrics: materials, structures, and applications. — Elsevier, 2015.

125. *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.
126. *Зависляк И., Тычинский А.* Физические основы функциональной микроэлектроники // *Зависляк ИВ, Тычинский АВ—Киев: УМК ВО.* — 1989.
127. *Gilbert T. L.* A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field // *Phys. Rev.* — 1955. — Vol. 100. — P. 1243.
128. Frequency selective tunable spin wave channeling in the magnonic network / *A. Sadovnikov [et al.]* // *Applied Physics Letters.* — 2016. — Vol. 108, no. 17. — P. 172411.
129. Band gap formation and control in coupled periodic ferromagnetic structures / *M. Morozova [et al.]* // *Journal of Applied Physics.* — 2016. — Vol. 120, no. 22. — P. 223901.
130. *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.
131. *Demokritov S. O., Demidov V. E.* Micro-Brillouin light scattering spectroscopy of magnetic nanostructures // *IEEE Transactions on Magnetism.* — 2007. — Vol. 44, no. 1. — P. 6–12.
132. Micro-focused Brillouin light scattering: imaging spin waves at the nanoscale / *T. Sebastian [et al.]* // *Frontiers in Physics.* — 2015. — Vol. 3. — P. 35.
133. Планарный тонкопленочный феррит-сегнетоэлектрический СВЧ-фазовращатель / *А. А. Никитин [и др.]* // *Письма в журнал технической физики.* — 2014. — т. 40, № 7. — с. 1–7.
134. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions / *C.-W. Nan [et al.]* // *Journal of Applied Physics.* — 2008. — Feb. — Vol. 103, no. 3. — P. 031101.
135. *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.

136. *O'keeffe T., Patterson R.* Magnetostatic surface-wave propagation in finite samples // *Journal of Applied Physics*. — 1978. — Vol. 49, no. 9. — P. 4886–4895.
137. Mode conversion by symmetry breaking of propagating spin waves / P. Clausen [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2011. — Oct. — Vol. 99, no. 16. — P. 162505.
138. Spin-Wave Transport Along In-Plane Magnetized Laterally Coupled Magnonic Stripes / A. V. Sadovnikov [et al.] // *IEEE Magnetics Letters*. — 2017. — Vol. 8. — P. 1–4.
139. *Kostylev M. P., Stashkevich A. A., Sergeeva N. A.* Collective magnetostatic modes on a one-dimensional array of ferromagnetic stripes // *Phys. Rev. B*. — 2004. — Feb. — Vol. 69, issue 6. — P. 064408.
140. Mode beating of spin wave beams in ferrimagnetic Lu/sub 2.04/Bi/sub 0.96/Fe/sub 5/O/sub 12/films / O. Buttner [et al.] // *IEEE transactions on magnetics*. — 1998. — Vol. 34, no. 4. — P. 1381–1383.
141. Dipole-exchange propagating spin-wave modes in metallic ferromagnetic stripes / M. P. Kostylev [et al.] // *Phys. Rev. B*. — 2007. — Aug. — Vol. 76, issue 5. — P. 054422.
142. *Karlqvist O.* Calculation of the magnetic field in the ferromagnetic layer of a magnetic drum. — 1954.
143. Theory of magnetoelectric effects at microwave frequencies in a piezoelectric/magnetostrictive multilayer composite / M. Bichurin [и др.] // *Physical Review B*. — 2001. — т. 64, № 9. — с. 094409.
144. *Annenkov A., Gerus S.* Propagation of magnetostatic waves in two coupled channels created by a magnetic field // *Journal of communications technology & electronics*. — 1996. — Vol. 41, no. 2. — P. 196–199.
145. *Sharad M., Fan D., Roy K.* Spin-neurons: A possible path to energy-efficient neuromorphic computers // *Journal of applied physics*. — 2013. — Vol. 114, no. 23. — P. 234906.
146. Vowel recognition with four coupled spin-torque nano-oscillators / M. Romera [et al.] // *Nature*. — 2018. — Oct. — Vol. 563, no. 7730. — P. 230–234.

147. A nanotechnology-ready computing scheme based on a weakly coupled oscillator network / D. Vodenicarevic [et al.] // Scientific reports. — 2017. — Vol. 7, no. 1. — P. 1–13.

Список рисунков

- 1.1 Схематическое изображение магنونного кристалла с пьезоэлектрическим слоем ЦТС 16
- 1.2 (а) Распределение компоненты тензора механических напряжений S_{yy} в случае приложения к электроду $V = 500$ В.
(б) Профили внутреннего магнитного поля $|H_{\text{int}}(x)|$ при $E = 10$ кВ/см (сплошные кривые) и $E = -10$ кВ/см (штриховые кривые) при $H_0 = 730$ Э. 19
- 1.3 (а) Дисперсионные характеристики магنونного кристалла, рассчитанные методом МКЭ. (б) Распределение H_z - компоненты на частоте запрещённой зоны. 20
- 1.4 Зависимость ширины запрещенной зоны (левая ось) и положения запрещенной зоны (правая ось) от электрического поля E для первой f_1 (а) и второй f_2 (б) запрещенных зон 22
- 1.5 (а) Частотная зависимость спектральной плотности мощности выходного сигнала $P(f)$, рассчитанные с помощью микромагнитного моделирования. Пространственные карты передаточных характеристик магنونного кристалла в зависимости от величины электрического поля E для различной глубин s 24
- 1.6 (а) АЧХ коэффициента прохождения (S_{21}) и дисперсионные (г) характеристики ПМСВ, распространяющиеся в МК, измеренные с помощью векторного анализатора цепей, в случае $E = 0$ кВ/см (синяя сплошная кривая), $E = 10$ кВ/см (зеленая сплошная кривая) и $E = -10$ кВ/см (красная сплошная кривая) (в) Зависимость ширины Брэгговской запрещенной зоны (левая ось) и глубины Брэгговской запрещенной зоны (правая ось), как функция электрического поля E 26
- 1.7 Схематическое изображение системы магنونных кристаллов с пьезоэлектрическим слоем ЦТС 28

- 1.8 Дисперсия (а) и АЧХ коэффициента прохождения (б) для ПМСВ, экспериментально измеренные с помощью векторного анализатора цепей, $k_B = \pi/L$ - волновое число Брэгга, f_0 - нижняя граница полосы пропускания ПМСВ. 30
- 1.9 АЧХ ПМСВ для различных случаев внешнего электрического поля (величины приложенных электрических полей показаны на правой панели) 30
- 1.10 Частотная зависимость МБС-сигнала (положения частот запрещенной зоны показаны вертикальными стрелками) в случае $E = 0$ кВ/см (красная сплошная кривая) и $E = 10$ кВ/см (синяя пунктирная кривая). 31
- 1.11 Зависимость ширины (а) и положения (б) верхней и нижней Брэгговских запрещенных зон от приложенного электрического поля: экспериментальные данные и МКЭ 33
- 1.12 Дисперсионные характеристики двух латеральных магнитных кристаллов при изменении значений s и E , полученные с помощью микромагнитного моделирования (Величины s и E указаны на рисунке). 35
- 1.13 (а) Частотная зависимость спектральной плотности мощности спин-волнового сигнала в выходной области первого МК, при изменении величины внешнего электрического поля (Величины указаны на рисунке). Пространственные карты спин-волновой интенсивности, рассчитанные с помощью микромагнитного моделирования при $f = 5.557$ ГГц (б) и $f = 5.608$ ГГц (в). 37
- 2.1 Схематический вид латеральной гетероструктуры. (Вставка) Диэлектрическая проницаемость СЭ слоя, измеренная при разных значениях электрического поля. 41
- 2.2 АЧХ ЭМСВ для порта P_1 для разных уровней статического электрического поля (красная сплошная кривая, $E = 0$ кВ/см; синяя сплошная кривая, $E = 15$ кВ/см). Рассчитанная АЧХ показана пунктирной зеленой кривой. (Вставка) Масштабированная область индуцированного напряжением сдвига частоты провала коэффициента передачи S_{21} 42

- 2.3 Карты МБС-интенсивности, полученные при (а) $E = 0$ кВ/см и (б) $E = 15$ кВ/см при частоте возбуждения 5.15 ГГц. 44
- 2.4 Фрагмент расчётной области. 45
- 2.5 Результаты расчета с помощью МКЭ для (а) дисперсионных характеристик и (б) частотной зависимости длины связи для симметричных и антисимметричных мод в латеральных ЖИГ микроволноводах (пунктирные кривые) и латеральной гетероструктуре (сплошные кривые). Квадраты и треугольники означают экспериментальные данные. Горизонтальная серая пунктирная линия обозначает частоту f_0 , а пунктирная линия обозначает частоту f_i 46
- 2.6 Профили (а) первой и (б) второй мод электромагнитной волны СЭ слоя. Профили симметричных и антисимметричных мод в (в), (г) латеральных ЖИГ микроволноводах и (д), (е) мультиферроидной структуре. 47
- 2.7 Карты интенсивности ЭМСВ, полученные при (а) $E = 0$ кВ/см и (б) $E = 15$ кВ/см. 48
- 2.8 (а) Зависимость длины пространственной перекачки ЭМСВ L_c и коэффициента C от приложенного электрического поля к СЭ слою. Треугольниками показаны данные МБС. (б) Карта режимов работы $C(E, H)$ направленного двухканального ответвителя. Квадраты и треугольники соответствуют выходным портам P_1 и P_2 49
- 3.1 Схематическое изображение латеральных магнитных микроволнопроводов. На вставке проведена микрофотография реальной структуры 53
- 3.2 Пространственные карты интенсивности ПМСВ, измеренной с помощью МБС для различных углов подмагничивания φ (на частоте $f_{MSSW} = 5.25$ ГГц). 54
- 3.3 Интегрированная интенсивность МБС-сигнала как функция φ для S_1 (серые квадраты), S_2 (красные кружки), S_3 (синие треугольники). 55

- 3.4 (а) Профили внутреннего магнитного поля латеральной структуры. (б) Величина ΔH_{int} как функция угла подмагничивания φ для различных значений ширин w и зазоров d . 57
- 3.5 Пространственные карты интенсивности спиновых волн при изменении угла подмагничивания для ПМСВ (на частоте $f_{MSSW} = 5.25$ ГГц) (а, б) и ООМСВ (на частоте $f_{BVMSW} = 5.23$ ГГц) (в, г). 57
- 3.6 Спектральная плотность мощности выходного сигнала $P_{1,2,3}(f)$ в случае распространения ООМСВ, когда угол $\varphi = 0^\circ$ (а) и $\varphi = 15^\circ$ (б). Пространственная карта компоненты динамической намагниченности m_z как функция частоты для $\varphi = 90^\circ$ (в) и как функция угла φ для фиксированной частоты, значение которого показано на панели (г). (д) Частотная зависимость эффективного волнового числа при изменении φ . . . 58
- 3.7 Карты спектральной плотности мощности для каждого магнотной волновода S_1 (а, г), S_2 (б, д), S_3 (в, е) в зависимости от угла φ . (а-в) - ПМСВ; (г-е) - ООМСВ. 59
- 3.8 Пространственные карты интенсивности СВ для различных углов подмагничивания. (а-в) ПМСВ, (г-е) ООМСВ. 60
- 3.9 Пространственные карты компоненты динамической намагниченности m_z для различных углов подмагничивания. $d = 0$ и входная антенна расположена либо в области S_2 (а-в), либо в S_1 (г-е). 61
- 3.10 (а) Дисперсия собственных мод латеральной структуры. Сплошные линии: $\varphi = 90^\circ$; пунктирные линии: $\varphi = 75^\circ$. (б) Частота пересечения ветвей дисперсии в зависимости от угла подмагничивания φ для латеральной структуры. (в) Дисперсия собственных мод для одиночного магнитного волновода шириной 1.5 мм. Сплошные линии: $\varphi = 90^\circ$; пунктирные линии: $\varphi = 75^\circ$. . . 64
- 3.11 Собственные моды латеральной структуры (сплошные линии) и одиночного магнитного волновода шириной 1.5 мм (штриховые линии). $\varphi = 90^\circ$ (а-в) и $\varphi = 75^\circ$ (г-е) для частоты f_1 . $\varphi = 90^\circ$ (ж-и) и $\varphi = 75^\circ$ (к-м) для частоты f_2 66
- 3.12 Сравнение профилей мод для режимов и Φ_{s1} и Φ_{s2} рис. 3.11. . . . 67

- 3.13 Схема рассматриваемой структуры. 68
- 3.14 (а) Распределение электростатического потенциала, приложенного к электродам. (б) Распределение компоненты тензора напряжений S_{yy} в случае приложения внешнего электрического поля к пьезоэлектрическому слою. 69
- 3.15 Профили внутреннего магнитного поля ЖИГ микроволновода в случае приложения напряжения к электроду. 70
- 3.16 (а) Распределение компоненты E_x электрического поля для первой и второй моды одиночного микроволновода и (б) симметричной и антисимметричной моды слоистой структуры ЖИГ-пьезоэлектрик в случае, когда $E = 12.5$ кВ/см и (в) $E = -12.5$ кВ/см. 72
- 3.17 (а) Дисперсионные характеристики для симметричных (красные кривые) и антисимметричных (синие кривые) мод слоистой структуры. в случае (б) Частотная зависимость длины пространственной перекачки СВ при различных значениях величины внешнего электрического поля, прикладываемого к пьезоэлектрическому слою. (в) Зависимость коэффициента S от электрического поля. Карты интенсивности ПМСВ, (г) для $E = -12.5$ кВ/см, (д) $E = 0$ кВ/см и (е) $E = 12.5$ кВ/см. 74
- 3.18 Схема латеральных магнитных микроволноводов с пьезоэлектрическим слоем. На вставке снизу показано поперечное сечение $x - z$ структуры. На вставке сверху приведено изображение с электронного микроскопа края пьезоэлектрического слоя. 76
- 3.19 (а) Распределение значений компоненты тензора механических напряжений S_{xx} в случае $V_{c1,3} = \pm 250$ В. Распределение напряжений структурированного (б) и не структурированного пьезослоя (в) 77

- 3.20 Профили внутреннего магнитного поля $|H_{\text{int}}(x)|$ при касательном намагничивании, в случае $E = 0$ кВ/см (красные сплошные кривые), $E_1 = 10$ кВ/см и $E_3 = -10$ кВ/см для структурированного слоя ЦТС (синие штрих-пунктирные кривые) и не структурированного слоя ЦТС (зелёные штриховые кривые). Величина внешнего магнитного поля $H_0 = 1100$ Э. 78
- 3.21 (а) Величина длины пространственной перекачки СВ L_c в зависимости от расстояния d между микроволноводами в случае распространения ПМСВ на частоте 4.94 ГГц (сплошная красная кривая) и ООМСВ на частоте 4.89 ГГц (пунктирная синяя кривая). На вставке к рисунку схематично изображено определение величины ΔH_{int} (б) Рассчитанная величина длины пространственной перекачки СВ L в зависимости от величины разности внутренних магнитных полей $\Delta H_{\text{int}21}$ для различных d . 80
- 3.22 (а) Профили мод для $S_{2,3}$ при $E_1 = E_3 = 0$ кВ/см для 1-ой моды в S_2 (синяя сплошная кривая), 1-ой моды в S_3 (красная сплошная кривая) и 2-й моды в S_3 (красная пунктирная кривая). Пространственные карты интенсивности ПМСВ для $E_1 = E_3 = 0$ кВ/см (б) и $E_1 = 10$ кВ/см, $E_3 = 0$ кВ/см (в). . . . 82
- 3.23 Результаты расчета пространственного распределения интенсивности СВ $I(x,y)$ при $E_1 = E_3 = 0$ кВ/см (левая колонка) и при $E_1 = 10$ кВ/см, $E_3 = 0$ кВ/см (правая колонка) для случая ПМСВ на частоте 4.9 ГГц (а,б,д,е) и ООМСВ на частоте 4.85 ГГц (в,г,ж,з). 83
- 3.24 Карты МБС-интенсивности (эксперимент) (а) и m_z -компоненты динамической намагниченности (микромагнитное моделирование) (б), полученные при разных значениях электрического поля (величины указаны на рисунках) при частоте возбуждения 4.925 ГГц. 85

- 3.25 Частотная зависимость МБС сигнала (а,б) и интенсивности СВ (в) в сечении $y = 3$ мм при $E_1 = 10$ кВ/см и $E_3 = 0$ кВ/см. (г,д) Карты распределения нормальной компоненты динамической намагниченности СВ при изменении электрического поля E_1 при $E_3 = 0$ кВ/см, $E_3 = -5$ кВ/см (значение E_3 указано на рисунке). 86
- 3.26 (а) Амплитудно частотные характеристики ПМСВ, распространяющейся в полоске S_2 , экспериментально измеренные на изготовленном макете (сплошные кривые) и рассчитанные в микромагнитном моделировании (точечные кривые). Значение величин электрического поля указано на рисунке, справа показана схема эксперимента. (б) Частотный спектр спин-волнового сигнала в выходной секции каждого микроволновода при $E_1 = 10$ кВ/см и $E_3 = 0$ кВ/см – результат МБС (символы, правая вертикальная ось) и микромагнитных вычислений (кривые, левая вертикальная ось). 88