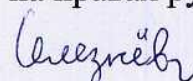


ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

САРАТОВСКИЙ ФИЛИАЛ ФЕДЕРАЛЬНОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО  
БЮДЖЕТНОГО УЧРЕЖДЕНИЯ НАУКИ  
ИНСТИТУТ РАДИОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ  
ИМ. В.А. КОТЕЛЬНИКОВА РАН

на правах рукописи



Селезнев Михаил Евгеньевич

**Детектирование спиновых волн  
в магнитных микроструктурах YIG/Pt и YIG/n-InSb**

2.2.2. – Электронная компонентная база микро- и наноэлектроники,  
квантовых устройств

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук, профессор

Филимонов Юрий Александрович

Саратов – 2022

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Введение</b> .....	5
<b>1. Обзор основных свойств и методов исследования спин-волновых возбуждений и спинового транспорта в структурах на основе магнитных диэлектриков. Технология изготовления структур YIG/Pt и YIG/n-InSb</b> .....	20
1.1 Спин-волновые возбуждения в пленках ферритов.....	20
1.1.1 Магнитостатические волны.....	21
1.1.2 Эффекты гибридизации дипольных ПМСВ с обменными и упругими волнами .....	23
1.1.3 Параметрические процессы при распространении МСВ.....	26
1.2 Обзор состояния исследований эффекта детектирования спиновых волн в структурах YIG-парамагнитный металл и YIG-полупроводник.....	28
1.2.1 Детектирование спиновых волн в структурах YIG-парамагнитный металл.....	28
1.2.2 Детектирование спиновых волн в структурах YIG-полупроводник.....	33
1.3 Технологии изготовления микроструктур YIG/Pt и YIG/n-InSb.....	35
1.4 Методика измерения характеристик распространения МСВ и генерируемой ЭДС в структурах YIG/Pt и YIG/n-InSb .....	42
1.5 Тестирование структур на наличие спин-орбитального взаимодействия на интерфейсе .....	46
1.6 Магниторезистивные исследования YIG/n-InSb.....	49
1.7 Выводы.....	52
<b>2. Детектирование спиновых волн в микроструктурах YIG/Pt</b> .....	53
2.1 Оценка влияния пленки платины на характеристики ПМСВ.....	53
2.2 Детектирование дипольных ПМСВ в микроструктурах на основе «толстых» пленок YIG.....	55

2.3 Детектирование дипольно-обменных ПМСВ в микроструктурах на основе «тонких» пленок YIG.....	59
2.3.1 Особенности распространения ПМСВ и генерации ЭДС на частотах дипольно-обменных резонансов.....	59
2.3.2 Влияние резонансного взаимодействия ПМСВ с упругими модами структуры Pt/YIG/GGG на генерацию ЭДС в структурах YIG/Pt.....	66
2.3.3 Измерение пространственного декремента ПМСВ, сопоставление с расчетом.....	68
2.4 Детектирование ООМСВ.....	71
2.5 Влияние эффекта невзаимности распространения ПМСВ и направления магнитного поля на детектирование спинового тока в микроструктурах YIG/Pt .....	73
2.6 Выводы.....	76
<b>3. Детектирование спиновых волн в микроструктурах YIG/n-InSb.....</b>	<b>77</b>
3.1 Детектирование дипольных ПМСВ в микроструктурах на основе «толстых» пленок YIG.....	77
3.2 Детектирование дипольно-обменных ПМСВ в микроструктурах на основе «тонких» пленок YIG.....	80
3.2.1 Измерение пространственного декремента ПМСВ, сопоставление с расчетом.....	85
3.3 Детектирование ООМСВ в структурах YIG/n-InSb.....	89
3.4 Влияние направления распространения и направления магнитного поля на детектирование МСВ в структурах YIG/n-InSb.....	90
3.5 Выводы.....	93
<b>4. Исследование влияния параметрических процессов на детектирование спиновых волн в микроструктурах YIG/Pt и YIG/n-InSb.....</b>	<b>94</b>
4.1 Определение порогов 3М и 4М параметрической неустойчивости.....	94
4.2 Влияние четырехмагنونной параметрической неустойчивости на детектирование спиновых волн.....	97
4.2.1 Измерения в микроструктурах на основе «толстых» пленок YIG.....	97

4.2.2 Измерения в микроструктурах на основе «тонких» пленок YIG.....	101
4.2.2.1 Структуры YIG/Pt.....	101
4.2.2.2 Структуры YIG/n-InSb.....	104
4.3 Влияние трехмагнойной параметрической неустойчивости на детектирование спиновых волн.....	107
4.3.1 Измерения в микроструктурах на основе «толстых» пленок YIG.....	107
4.3.2 Измерения в микроструктурах на основе «тонких» пленок YIG.....	121
4.4 Выводы.....	124
<b>5. Влияние фокусировки ПМСВ на их распространение и детектирование в микроструктурах YIG/Pt и YIG/n-InSb.....</b>	<b>125</b>
5.1 Моделирование распространения ПМСВ в условиях фокусировки.....	126
5.2 Исследования в микроструктуре YIG/n-InSb.....	128
5.3 Исследования в микроструктуре YIG/Pt.....	129
5.4 Выводы.....	133
<b>6. Возможное применение результатов исследований.....</b>	<b>134</b>
6.1 Способ повышения чувствительности детекторов спинового тока на основе структур YIG/Pt.....	134
6.2 Влияние интерференции ПМСВ на генерацию ЭДС в структуре YIG/Pt.....	136
6.3 Логический ключ большинства.....	139
6.4 Выводы.....	143
<b>Заключение.....</b>	<b>144</b>
<b>Список сокращений и условных обозначений.....</b>	<b>148</b>
<b>Список публикаций по теме диссертации.....</b>	<b>152</b>
<b>Библиографический список.....</b>	<b>157</b>
<b>Благодарности.....</b>	<b>179</b>

## Введение

Уменьшение размеров полупроводниковых транзисторов [1-2], выполняющих роль переключателей между логическими «0» и «1» в устройствах обработки информации сопровождается не только ростом затрат и усложнением технологических процессов их изготовления, но и существенным снижением энергоэффективности процессоров на базе КМОП технологий. Последнее обусловлено волновой природой электрона, что приводит к существенному росту токов утечки, росту джоулевых потерь, необходимости обеспечения эффективного отвода тепла от кристалла и организацией внутренних межэлементных связей [3]. В этой связи становится актуальной задача разработки физико-технологических принципов построения элементной базы информационных технологий не использующих в качестве логических переменных движущиеся носители заряда [3-5].

Одним из возможных подходов к решению проблем, связанных с энергоэффективностью, являются технологии на базе спинтроники и магноники, где в качестве логических «0» и «1» предлагается использовать не заряд, а спин электрона [6-7]. В качестве основополагающих задач в рамках данного подхода рассматриваются взаимные преобразования электрических и спиновых токов на границе феррит-проводник и в объеме проводника [8-10]. Генерация спинового тока  $J_s$  может осуществляться в условиях накачки бегущими когерентными и некогерентными спиновыми волнами (СВ) [11-15] и возбуждения магнитных колебаний в условиях ферромагнитного резонанса (ФМР) [16-38]. Электроны проводимости в проводнике оказываются связаны со спинами в приповерхностном слое феррита благодаря обменному и спин-орбитальному взаимодействиям. Такая связь позволяет конвертировать спиновый ток  $J_s$  (или СВ) в электрический ток  $J_c$  за счет короткодействующего «интерфейсного» обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ) [11,18,39-41]:

$$J_c = \theta_{SH} \frac{2e}{\hbar} J_s \times \sigma(t) \quad , \quad (1)$$

где  $\sigma(t)$  – единичный вектор спиновой поляризации,  $e$  – заряд электрона,  $\hbar$  – постоянная Планка-Дирака,  $\theta_{SH}$  – угол спин-Холла, определяемый с помощью соотношения [16]:

$$\theta_{SH} = \frac{J_c}{J_s}. \quad (2)$$

Данный механизм конвертации спинового тока переносимого СВ в электрический ток ( $J_s \rightarrow J_c$ ) связан с процессами электрон-магнонного рассеяния в тонком слое порядка нескольких ангстрем на границе проводника и феррита. В результате рассеяния, электроны, спин которых сонаправлен (или противоположен) направлению намагниченности в феррите, поглощают (или излучают) магнон, что проявляется, соответственно, в «притяжении» или «отталкивании» электронов от интерфейса и приводит к генерации спинового тока в направлении нормали к границе проводника. Необходимо отметить, что плотность спинового тока  $J_s$ , осуществляющего перенос спина через возбужденные магнонные состояния, пропорциональна плотности состояний магнонов  $g(f)$  в спектре структуры ( $J_s \sim g(f)$ ) [42,43,131]

Другим механизмом преобразования спинового тока в электрический является дальнедействующий «объемный» эффект увлечения электронов СВ [44-49], обусловленный проникновением электромагнитного поля СВ в слой проводника на глубину порядка скин-слоя  $l_{sk}$ . Электрон, поглощая магнон приобретает его энергию и импульс, что приводит к его движению в направлении распространения СВ и генерации тока увлечения Вайнрайха [46,49]:

$$J_d = \frac{k}{\omega} \cdot \mu_e k''_{el} P_0 \left( 1 - e^{(k''_{el} + k''_{mag})L} \right), \quad (3)$$

где  $k$  – волновое число СВ,  $\omega$  – ее частота,  $\mu_e$  – подвижность электронов в проводнике,  $k''_{el}$  – электронные потери СВ, связанные с ее взаимодействием со свободными электронами проводника,  $k''_{mag}$  – магнитные потери СВ, связанные с распространением в пленке феррита,  $P$  – мощность СВ и  $L$  – длина проводника на пленке феррита.

При этом генерируемое электрическое напряжение, или иными словами, электродвижущая сила (ЭДС), определяется как:

$$U_d = I_c \cdot R, \quad (4)$$

где  $I_c$  – электрический ток, определяемый (1) в случае ОСЭХ или (3) в случае эффекта увлечения,  $R$  – сопротивление проводника. На основе описанных эффектов могут быть построены устройства магнитной оперативной памяти [50], высокочувствительные СВЧ детекторы [51-53], спиновые транзисторы [54-56] и элементы спиновой логики [57-58].

Одной из ключевых задач магноники и спинтроники является разработка подходов повышения эффективности генерации, детектирования и контроля спиновых токов. В связи с этим можно выделить три основных направления исследований. К первому можно отнести поиск материалов с наибольшими значениями угла  $\theta_{SH}$  в случае доминирования «интерфейсного» механизма ОСЭХ [16,17,59-67] и подвижности основных носителей зарядов  $\mu_e$  в случае доминирования «объемного» механизма эффекта увлечения [68-70]. Вторым направлением является оптимизацией технологических процессов по напылению пленок проводников и полупроводников на поверхность магнитных диэлектриков, при которых, с одной стороны, обеспечивается высокая спиновая прозрачность интерфейса [40, 71-73] и, с другой, обеспечивается изготовление индукционных антенн и микроструктур для генерации и преобразования спинового тока [15, 74-77]. Третье связано с изучением влияния спин-волновой накачки и ее параметров (частоты и мощности) на эффективность генерации спинового тока, которая характеризуется отношением напряжения  $U$ , генерируемого за счет механизмов ОСЭХ или эффекта увлечения к мощности СВ  $P$ .

В данной работе преимущественно решались задачи, которые можно отнести ко второму и третьему направлениям применительно к структурам на основе пленок железоиттриевого граната (YIG), материала обладающего рекордно малым параметром затухания СВ. Акцент делается на экспериментальном исследовании связи эффективности генерации спинового

тока в структурах YIG/Pt с плотностью состояний  $g(f)$  в спектре спиновых волн структуры. Ранее в экспериментах по спиновой накачке связь спинового тока  $J_s$ , с плотностью состояний в спектре СВ структуры не обсуждалась. С этой точки зрения особый интерес представляют частоты  $f^*$ , отвечающие сингулярностям ван Хофа [116] в плотности состояний СВ, где  $g(f^*) \rightarrow \infty$ .

Поскольку в спектре СВ пленки сингулярности в плотности состояний могут достигаться в различных участках спектра, характеризующихся не только различными значениями частот  $f^*$ , но и волновыми числами  $k(f^*)$  [85], то для исследования связи  $J_s$  и  $g(f)$  необходимо обеспечить эффективное возбуждение СВ в широком диапазоне волновых чисел. Отметим, что в большинстве выполненных ранее исследований эффекта генерации спинового тока в структурах YIG/Pt, возбуждение СВ, как правило, осуществлялось за счет микрополосковых преобразователей шириной порядка несколько сотен микрометров, тогда как толщина пленок YIG не превышала двух десятков микрон. Это существенное ограничение с точки зрения возбуждения более коротких волн и, как следствие, на возможности возбуждения участков спектра структуры YIG/Pt, характеризующихся наличием сингулярностей в плотности состояний. Поэтому для задач исследования было важно использование микрополосковых антенн шириной меньше или сопоставимой с толщиной пленки YIG.

Определенный интерес с точки зрения реализаций спин-волновых возбуждений, характеризующихся высокой плотностью состояний представляют каустики спиновых волн. Экспериментально, каустики могут формироваться при возбуждении СВ фокусирующими преобразователями. Ранее обсуждалось возбуждение СВ за счет прямых [74-75] и фокусирующих [15,75-76] индукционных микроантенн (МА), однако генерация ЭДС при этом не исследовалась.

Влияние процессов параметрической неустойчивости СВ на генерацию ЭДС рассматривалось, например, в работах [30,38,78-80]. Однако, связь заселения участков спектра СВ, характеризующихся наличием



сингулярностей Ван Хофа [116] в плотности состояний и параметрическими магнонами с генерацией ЭДС в структурах типа «проводник-феррит» не обсуждалась.

Особый интерес для реализации сингулярностей ван Хофа в спектре СВ, могут представлять резонансные взаимодействия, которые могут приводить к расталкиванию дисперсионных кривых и формированию участков дисперсии с малой групповой скоростью. В частности, участки аномальной дисперсии в спектре СВ могут появляться за счет дипольно-обменных и магнитоупругих резонансов. Влияние дипольно-обменных резонансов – эффектов гибридизации дипольных поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) и объемных обменных мод, распространяющихся по толщине пленки YIG, по-видимому, исследовалось только для структур YIG/n-InSb в работе [44]. В структурах YIG/Pt влияние дипольно-обменных и магнитоупругих резонансов на генерацию ЭДС не рассматривалось.

Актуальность и необходимость решения перечисленных проблем как с фундаментальной (понимание физических основ эффектов преобразования спиновых токов в электрические), так и с прикладной (использования в устройствах спинтроники и магноники) точек зрения определили цели и задачи данной диссертационной работы.

**Цель диссертационной** работы состояла в выявлении особенностей механизмов детектирования спинового тока в интегральных микроструктурах феррит-металл и феррит-полупроводник, перспективных для построения элементной базы спинтроники и магноники.

**Поставленные задачи:**

- 1) Разработка физических основ технологий создания интегральных микроструктур на основе пленок YIG, Cu, Pt и n-InSb, позволяющая формировать индукционные антенны и проводящие элементы для генерации ЭДС непосредственно на пленке YIG.

- 2) Исследование эффектов распространения спиновых волн и генерации ЭДС в микроструктурах YIG/Pt и YIG/ n-InSb в линейном режиме и условиях параметрической неустойчивости.
- 3) Исследование влияния дипольно-обменных и магнитоупругих резонансов на распространение ПМСВ и генерацию ЭДС в микроструктурах YIG/ Pt и YIG/ n-InSb.
- 4) Анализ полученных результатов, направленный на выделение вкладов локальных (связанных со спиновой накачкой на интерфейсе YIG/Pt и YIG/n-InSb) и нелокальных (связанных с эффектом увлечения электронов в объеме проводника за счет возникновения тока увлечения Вайнрайха) механизмов наведения ЭДС.
- 5) Формирование интегральных микроструктур YIG/Pt и YIG/ n-InSb с фокусирующими микроантеннами для спиновых волн.
- 6) Изучение характеристик распространения спиновых волн и генерации ЭДС в структурах YIG/Pt и YIG/n-InSb в условиях фокусировки.

**Научная новизна работы** состоит в том, что в ней впервые:

1. Показана прямая связь эффективности детектирования бегущих спиновых волн в структурах YIG/Pt с сингулярностями ван Хофа в плотности состояний в спектре спиновых волн пленки YIG;
2. Обнаружено, что в структурах YIG/Pt на основе «толстых» пленок YIG частотная зависимость ЭДС, генерируемая бегущими дипольными ПМСВ, достигает максимальных значений на частотах, отвечающих длинноволновой ( $f_0$ ) и коротковолновой ( $f_s$ ) границам спектра ПМСВ;
3. Продемонстрировано, что в структурах YIG/Pt ЭДС на частотах гибридизации ПМСВ с обменными модами пленки резонансно возрастает, что принципиально отличается от поведения ЭДС в структурах YIG/n-InSb;
4. Исследовано влияние резонансного взаимодействия ПМСВ с упругими модами структуры пленка YIG – подложка гадолиний галлиевого граната (GGG) на генерацию ЭДС в структуре YIG/Pt;

5. Изучены особенности детектирования сфокусированных волновых пучков СВ в структурах YIG/Pt и YIG/n-InSb;
6. Исследовано влияние процессов параметрической неустойчивости на детектирование бегущих спиновых волн в микроструктурах YIG/Pt и YIG/n-InSb.

**Научная значимость** работы для развития электронной компонентной базы микро- и наноэлектроники заключается в том, что в ней получены новые знания о механизмах детектирования бегущих спиновых волн в микроструктурах YIG/Pt и YIG/n-InSb, которые развивают и дополняют физические представления об особенностях распространения спиновых волн в таких микроструктурах.

**Практическая значимость** состоит в том, что:

1. Разработаны физические основы технологии получения интегральных микроструктур YIG/Pt и YIG/n-InSb, демонстрирующих вольт-ваттную чувствительность  $S \geq 10^{-3}$  В/Вт.
2. Показана возможность оптимизации вольт-ваттной чувствительности микроструктур YIG/Pt и YIG/n-InSb за счет выбора топологии антенн спиновых волн, топологии чувствительного элемента (пленок Pt или n-InSb) и способа изготовления контактов к чувствительному элементу.
3. Выявленная связь эффективности спиновой накачки бегущими спиновыми волнами в структурах YIG/Pt с плотностью состояний в спектре спиновых волн пленки YIG позволяет оптимизировать параметры детекторов спинового тока на их основе.
4. Проведенный сравнительный анализ механизмов детектирования спинового тока в микроструктурах YIG/Pt и YIG/n-InSb может служить основой выбора оптимального механизма для решения задачи детектирования бегущих спиновых волн.
5. Исследованные осцилляции напряжения ОСЭХ в зависимости от разности фаз между двумя интерферирующими спиновыми волнами демонстрирует возможность использования ОСЭХ в логическом ключе

«большинства» на основе интерференции каустик спиновых волн для преобразования фазы спиновой волны в электрический сигнал.

### **Методология и методы исследования**

Для достижения цели и решения поставленных задач были использованы следующие методы и подходы. Для экспериментальных исследований тонкие пленки Pt, Cu и n-InSb напылялись с использованием методов магнетронного распыления и термического испарения. Формирование индукционных микроантенн, элементов для генерации ЭДС, подводящих линий и контактов к ним осуществлялось с помощью фотолитографии и ионного травления. В ряде случаев для этого использовался метод взрывной литографии. Геометрические параметры экспериментальных структур контролировались оптическим микроскопом и стилусным профилометром. Исследование распространения спиновых волн в структурах YIG/Pt и YIG/n-InSb проводилось по стандартным методикам на основе измерения частотных зависимостей коэффициентов передачи между микроантеннами для возбуждения и приема СВ с помощью векторного анализатора цепей. Исследование генерации ЭДС при распространении СВ проводилось с использованием селективного вольтметра в режиме импульсной модуляции входного СВЧ сигнала. Расчеты осуществлялись на основе общепринятых теорий. При этом было задействовано микромагнитное моделирование, которое проводилось с помощью программного обеспечения Object Oriented Micromagnetic Framework (OOMMF), имеющегося в свободном доступе.

### **Положения, выносимые на защиту**

1. Чувствительность детектирования  $S$  бегущих спиновых волн в структурах YIG/Pt достигает максимума на частотах, отвечающих сингулярностям ван Хофа в плотности состояний в спектре спиновых волн, что принципиально отличается от структур YIG/n-InSb, где значения  $S$  пропорциональны волновому числу СВ.

2. В структурах YIG/Pt частотная зависимость ЭДС, генерируемая бегущими дипольными ПМСВ, достигает максимальных значений на частотах, отвечающих длинноволновой и коротковолновой границам спектра ПМСВ.
3. В структурах YIG/Pt на частотах гибридизации ПМСВ с обменными модами ЭДС резонансно возрастает, что принципиально отличается от поведения ЭДС в структурах YIG/n-InSb, где ЭДС снижается.
4. Чувствительность детектирования ПМСВ в структурах YIG/Pt снижается на частотах резонансного взаимодействия с упругими модами структуры пленка YIG – подложка гадолиний галлиевого граната из-за перераспределения мощности волны между спиновой и упругой подсистемами.
5. В условиях трехмагнного распада ПМСВ величина ЭДС в структурах YIG/Pt достигает максимальных значений в области магнитных полей, отвечающих максимальной заселенности спектра анизотропных дипольно-обменных волн вторичными спиновыми волнами.
6. В детекторах на основе структур YIG/Pt и YIG/n-InSb использование фокусирующих преобразователей СВ приводит к росту сигнала ЭДС относительно случая прямолинейных антенн, на частотах, при которых положение фокуса находится под проводящей пленкой. В противном случае, наоборот, ЭДС падает.

**Достоверность** полученных экспериментальных результатов подтверждается их воспроизводимостью, использованием современных средств и методов измерений и соответствием с численными расчетами. Достоверность результатов расчетов обеспечивается использованием широко апробированных математических моделей. Достоверность также подтверждается отсутствием противоречий с известными опубликованными работами.

#### **Апробация работы**

Основные материалы работы докладывались на следующих школах и конференциях:

1. Всероссийская научная школа молодых ученых «Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика» (Саратов 2018, 2019, 2020)
2. Международный симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника» XXXIII, XXXIV, XXXV (Нижний Новгород, 2019, 2020, 2021, 2022)
3. Международная конференция PhysicA.SPb (Санкт-Петербург 2020, 2021)
4. 12-я международная школа-конференция «Хаотические автоколебания и образование структур» (Саратов, 2019)
5. Всероссийская научная школа-семинар «Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами» (Саратов 2021)
6. 21-я и 22-я Всероссийская молодежная научная конференция «АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИЧЕСКОЙ И ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ» (Ульяновск, 2018, 2019)

Материалы диссертации были использованы при выполнении научных проектов:

1. Исследование механизмов детектирования спинового тока в структурах феррит-металл и феррит-полупроводник с целью создания детекторов спинового тока для элементной базы магноники и спинтроники. Грант Российского фонда фундаментальных исследований №19-37-90099 (руководитель – д.ф.-м.н., профессор Филимонов Ю.А.)
2. Разработка технологии создания и исследование детекторов спинового тока, генерируемого бегущими спиновыми волнами в структурах феррит-металл и феррит-полупроводник. Грант Российского фонда фундаментальных исследований №20-07-00968 (руководитель – к.ф.-м.н. Никулин Ю.В.)

3. Разработка физико-технологических принципов построения двумерных магнонных сетей на основе ферромагнитных пленочных микроволноводов для применений в устройствах обработки информации и спиновой логики. Грант Российского научного фонда №17-19-01673 (руководитель – д.ф.-м.н., профессор Филимонов Ю.А.)
4. Тонкопленочные структуры на основе железоиттриевого граната, выращенного ионно-лучевым распылением, для энергоэффективной элементной базы информационных систем на принципах магноники. Грант Российского фонда фундаментальных исследований №20-57-00008 (руководитель к.ф.-м.н. Кожевников А.В.)
5. Государственные задания «Спинтроника» и «Купер».

По результатам диссертационной работы опубликовано 24 работы, из них 4 статьи в рецензируемых научных изданиях из перечня ВАК и 1 патент.

**Личный вклад соискателя.** Исследуемые в диссертации микроструктуры  $\text{YIG/Pt}$  и  $\text{YIG/n-InSb}$  с интегрированными медными антеннами изготавливались соискателем совместно с сотрудниками лаборатории СФ-4 ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН с.н.с, к.ф.-м.н. Никулиным Ю.В. и зав. лаб СФ-4, к.ф.-м.н. Хивинцевым Ю.В. Измерения электрических параметров структур  $\text{YIG/Pt}$  и  $\text{YIG/n-InSb}$  выполнялись совместно с с.н.с. СФ-4, к.ф.-м.н. Никулиным Ю.В.. Микромагнитное моделирование эффекта фокусировки ПМСВ фокусирующим преобразователем, а также логического элемента «ключ большинства» выполнялись совместно с с.н.с. СФ-4, к.ф.-м.н. Г.М. Дудко. Микромагнитное моделирование спектра анизотропных дипольно-обменных спиновых волн проводилось совместно с с.н.с. СФ-4, к.ф.-м.н. Сахаровым В.К. Исследование эффектов интерференции встречно распространяющихся ПМСВ в структуре двухслойная пленка  $\text{YIG-Pt}$  выполнялось вместе с в.н.с., к.ф.-м.н. С.Л. Высоцким. Все остальные представленные результаты экспериментов в диссертации получены лично соискателем.

## **Структура работы и объем работы**

Диссертация состоит из Введения, шести глав, Заключения, Списка сокращений и условных обозначений и Списка литературы. В конце каждой главы приводится раздел «Выводы» с кратким перечислением основных результатов исследований, описанных в данной главе. Общий объем диссертационной работы составляет 175 страницы, включая 193 рисунка, 3 таблицы, список литературы из 186 наименований, список сокращений и условных обозначений на 4 страницах.

## **Соответствие направления диссертационного исследования специальности**

В диссертационной работе исследуются механизмы генерации ЭДС бегущими спиновыми волнами в гетероструктурах из пленок магнитных диэлектриков и проводников, а также особенности генерации ЭДС, обусловленные параметрической неустойчивостью и фокусировкой спиновых волн, что соответствует формуле специальности и п. 2 раздела «области исследования» паспорта специальности по шифру 2.2.2. Электронная компонентная база микро- и наноэлектроники, квантовых устройств.

## **Краткое содержание работы**

Во **введении** обоснованы актуальность темы диссертации, сформулированы ее цели, задачи, практическая и научная значимости, перечислены положения, выносимые на защиту, указаны сведения об апробации работы, основных публикациях автора и структуре работы.

**В 1-ой главе** представлен обзор литературы по изучаемой проблеме, изложены методы изготовления и исследования детектирования спиновых волн в микроструктурах YIG/Pt и YIG/n-InSb. Обсуждаются механизмы переноса спинового углового момента спиновыми и магнитостатическими волнами, дисперсионные характеристик ПМСВ и ООМСВ, особенности распространения дипольных МСВ, связанные с эффектами резонансного взаимодействия с обменными и упругими волнам. Рассмотрены условия, при которых возможны параметрические процессы первого и второго порядков с



участием ПМСВ и ООМСВ. Уделено внимание рассмотрению области частот и магнитных полей, где оказываются разрешены трехмагنونные процессы распада. Представлен обзор состояний исследований детектирования спиновых волн в структурах YIG-парамагнитный металл и YIG-полупроводник за счет механизмов ОСХЭ и увлечения электронов, соответственно. Излагаются основные технологические этапы изготовления микроструктур YIG/Pt и YIG/n-InSb, на основе методов магнетронного и термического напыления, ионного травления и фотолитографии. Описаны методы измерения электрических параметров структур и результаты экспериментов по измерению МС за счет спин-Холл эффекта в структурах YIG/Pt и отрицательного магнитосопротивления в структурах YIG/n-InSb. В конце Главы сделаны выводы о соответствии разработанных технологий изготовления структур YIG/Pt и YIG/n-InSb, а также самих структур задачам диссертационного исследования.

**Глава 2** посвящена детектированию СВ в структурах YIG/Pt. Показано, что в случае детектирования дипольной ПМСВ в микроструктурах на основе «толстой» пленки YIG наблюдаются два пика ЭДС вблизи длинноволновой и коротковолновой границ спектра ПМСВ, которые отвечают максимум в плотности состояний  $g(f)$ . На примере микроструктур на основе «тонкой» пленки YIG показано, что на частотах, отвечающих дипольно-обменным резонансам чувствительность детектирования ПМСВ резонансно возрастает в несколько раз, что связано с увеличением плотности состояний за счет сингулярностей Ван Хова. При этом в случае магнитоупругих резонансов чувствительность детектирования, наоборот, снижалась. Проведено сопоставление результатов расчета пространственного декремента ПМСВ в структуре YIG/Pt с экспериментальными результатами. Проведено исследование детектирования ООМСВ в микроструктуре YIG/Pt. Рассмотрены результаты экспериментов по исследованию влияния направления волнового вектора  $\vec{k}$  МСВ и магнитного поля  $\vec{H}$  на величину и полярность генерируемой ЭДС.

**Глава 3** посвящена экспериментальному исследованию эффекта детектирования СВ в структурах YIG/n-InSb. Рассматриваются результаты экспериментов, выполненных со структурами на основе пленок YIG различной толщины. В случае структур на основе «толстой» пленки YIG, когда свойства МСВ определяются дипольным взаимодействием, показано, что частотная зависимость ЭДС характеризуется одним пиком вблизи коротковолновой границы спектра ПМСВ, что соответствует наибольшим волновым числам  $k$ . В случае детектирования дипольно-обменных ПМСВ в микроструктурах на основе «тонкой» пленки YIG показано, что на частотах дипольно-обменных резонансов чувствительность детектирования снижается, что принципиально отличается от случая структур YIG/Pt. Приводятся результаты экспериментов по измерению пространственного декремента ПМСВ и их сопоставление с расчетом. Показаны зависимость знака генерируемой ЭДС от направления волнового вектора  $\vec{k}$  МСВ и отсутствие таковой при смене направления магнитного поля  $\vec{H}$ .

**В главе 4** обсуждается влияние развития 3М и 4М процессов параметрической неустойчивости на детектирование ПМСВ в микроструктурах YIG/Pt и YIG/n-InSb. В случае микроструктур YIG/n-InSb показано, что развитие как 4М, так и 3М процессов приводит к уменьшению Вольт-Ваттной чувствительности. В случае микроструктур YIG/Pt на основе «толстых» пленок YIG, где ПМСВ имеет дипольный характер, показано, что развитие 3М процессов может проявляться в виде известного «эффекта усиления генерации ЭДС». Обсуждаются механизмы «эффекта усиления ЭДС трехмагنونными распадами». Представлен альтернативный механизм, основанный на вкладе в сигнал ЭДС со стороны вторичных спиновых волн при их заселении области спектра анизотропных дипольно-обменных волн. Рассмотрены особенности влияния параметрических процессов на механизмы генерации спинового тока в микроструктурах на основе «тонких» пленок YIG, когда дисперсионные характеристики ПМСВ формируются под влиянием диполь-дипольного и обменного взаимодействий. При этом основное

внимание уделяется поведению ЭДС в условиях, когда параметрические процессы, с одной стороны, оказывают влияние на формирование сингулярностей Ван Хова в спектре ПМСВ и приводят к их исчезновению, и, с другой, способствуют заселению участков спектра с высокой плотностью состояний спиновых волн.

**Глава 5** посвящена исследованию детектирования сфокусированных волновых пучков ПМСВ в микроструктурах YIG/Pt и YIG/n-InSb. Приведены результаты микромагнитного моделирования фокусировки ПМСВ и отмечено, что из-за хроматической аберрации фокусирующих преобразователей ПМСВ величина ЭДС может уменьшаться, когда положение фокуса окажется вне области, занимаемой детектирующим слоем. Приводятся результаты экспериментов по измерению зависимостей ЭДС  $U(f)$  и отмечается качественное соответствие с результатами моделирования. Дается сравнительный анализ влияния мощности ПМСВ на вид зависимости  $U(f)$  в макетах с прямолинейным и фокусирующим преобразователями. Делается вывод, что в условиях фокусировки дополнительный вклад в формирование ЭДС могут давать сингулярности в спектре СВ, отвечающие направлению распространения каустик.

В **Главе 6** рассматривается возможное применение результатов исследований для построения электронной компонентной базы. Предложен способ повышения вольт-ваттной чувствительности микроструктур YIG/Pt за счет выбора топологии чувствительного слоя платины. Представлены результаты исследования детектирования интерференции двух встречно распространяющихся ПМСВ на генерацию ЭДС в структуре YIG/Pt и обсуждено использование эффекта для применений в спиновой логике на примере логического ключа большинства, построенного на основе интерференции каустик спиновых волн.

В **заключении** сформулированы основные результаты работы.

# **1. Обзор основных свойств и методов исследования спин-волновых возбуждений и спинового транспорта в структурах на основе магнитных диэлектриков. Технология изготовления структур YIG/Pt и YIG/n-InSb**

В первой главе кратко излагаются сведения об основных типах спин-волновых возбуждений, распространяющихся в пленках YIG и способных переносить угловой спиновый момент («спиновый ток») в магнитных диэлектриках. Приводится обзор литературы по исследованию механизмов детектирования спинового тока в структурах YIG-парамагнитный металл и YIG-полупроводник. Описывается технология изготовления использованных в работе структур YIG/Pt и YIG/n-InSb. Излагаются используемые методики измерений электрических параметров проводящих пленок, а также приводятся данные по тестированию структур на спин-Холл эффект и эффект магнитосопротивления.

## **1.1 Спин-волновые возбуждения в пленках ферритов**

В устройствах магноники информация передается в форме особого типа волн — спиновых (спиновая волна и называется магноном). При этом такая волна переносит в пространстве не электроны, а лишь их угловой момент — спин. Термин спиновая волна подразумевает, что в переносе углового момента участвует как дальнедействующее диполь-дипольное взаимодействие, так и короткодействующее обменное, которое считается доминирующим. В том случае, когда доминирует диполь-дипольное взаимодействие волновой процесс описывается в терминах магнитостатических волн (МСВ), поскольку скорость их распространения значительно ниже скорости электромагнитной волны в среде, и при их описании можно пренебречь эффектом запаздывания в уравнениях Максвелла.

### 1.1.1 Магнитостатические волны

Магнитостатические волны (МСВ) представляют собой коллективные колебания в виде прецессии вектора намагниченности  $\vec{M}$  в магнитоупорядоченных веществах (рисунок 1.1) [81]. Движение намагниченности происходит в эффективном магнитном поле  $\vec{H}^{eff}$ :

$$\vec{H}^{eff} = \vec{H}_0 + \vec{H}_d + \vec{H}_{ex} + \vec{H}_\alpha + \vec{H}_{МУ}, \quad (5)$$

где  $\vec{H}_0$  – внешнее магнитное поле, создаваемое сторонним источником,  $\vec{H}_d$  – поле размагничивания,  $\vec{H}_{ex}$  – обменное поле,  $\vec{H}_\alpha$  – поле анизотропии и  $\vec{H}_{МУ}$  магнитоупругое поле, обусловленное механическими деформациями, и описывается уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта [82]:

$$\frac{\delta \vec{M}}{\delta t} = -\gamma \left[ \vec{M} \times \vec{H}^{eff} \right] + \frac{\alpha}{M} \left[ \vec{M} \times \frac{\delta \vec{M}}{\delta t} \right], \quad (6)$$

где  $\alpha$  – параметр диссипации среды,  $\gamma = 2.8$  МГц/Э – гиромагнитное соотношение. В случае пренебрежения диссипацией уравнение (6) упрощается до вида:

$$\frac{\delta \vec{M}}{\delta t} = -\gamma \left[ \vec{M} \times \vec{H}^{eff} \right]. \quad (7)$$

Существование МСВ, то есть возможность распространения колебаний намагниченности в пространстве, обусловлено наличием двух типов взаимодействия магнитных моментов – дальнедействующего диполь-дипольного и короткого обменного [82,91]. При этом влияние обменного взаимодействия становится существенным лишь для волн с длиной  $\lambda \leq 1$  мкм [83].

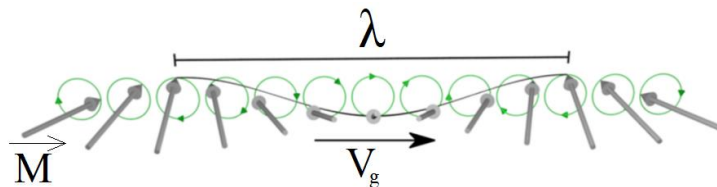


Рисунок 1.1 Схематическое изображение процесса распространения МСВ с групповой скоростью  $V_g$  и длиной волны  $\lambda$ . Стрелками обозначены направления вектора  $\vec{M}$  в пространстве в некий фиксированный момент времени [81].

Применительно к ферритовым волноводам в виде пленок, в зависимости от направления поля  $\vec{H}_0$ , рассматривают три типа МСВ: поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ), прямые объемные магнитостатические волны (ПОМСВ) и обратные объемные магнитостатические волны (ООМСВ) [141]. В касательно намагниченной пленке феррита перпендикулярно полю  $\vec{H}_0$  возможно распространение ПМСВ, а вдоль  $\vec{H}_0$  – ООМСВ. ПОМСВ распространяются при намагничивании пленки перпендикулярно поверхности.

В данной работе исследования проводились лишь для геометрий подмагничивания, отвечающих ПМСВ и ООМСВ. Такой выбор обусловлен тем, что в геометрии ПОМСВ векторное произведение спинового тока и поляризации спина равно нулю, и согласно (1) генерации электрического тока, обусловленного ОСЭХ, ожидать не следует.

Дисперсионное соотношение для дипольной ПМСВ (то есть в безобменном приближении) без учета анизотропии имеет вид [85]:

$$f^2 = f_0^2 + \frac{1}{4} f_m^2 (1 - e^{-2kd}), \quad (8)$$

где  $f$  и  $k$  – соответственно частота и волновое число МСВ,  $d$  – толщина феррита,  $f_0 = \sqrt{f_H(f_H + f_m)}$ ,  $f_H = \gamma H_0$ ,  $f_m = \gamma 4\pi M_0$ . Из (8) видно, что частота ПМСВ растет с волновым числом  $k$ . Нижней границе спектра ПМСВ (длинноволновой  $k \rightarrow 0$ ) отвечает частота  $f_0$ , а верхней (коротковолновой  $k \rightarrow \infty$ )  $f_s = f_{H_0} + \frac{f_m}{2}$  (рисунок 1.2).

Для ООМСВ дисперсионное соотношение в тех же приближениях можно представить в виде [86]:

$$2ctg \frac{kd}{\sqrt{-\mu}} = \frac{1}{\sqrt{-\mu}} - \sqrt{-\mu} \quad (9)$$

где  $\mu = (f_0^2 - f^2)/(f_H^2 - f^2)$  – высокочастотная магнитная проницаемость. ООМСВ отличается от ПМСВ наличием бесконечного числа мод, характеризующихся числом полуволин  $n$  по толщине пленки и занимающих частотный диапазон от  $f_H$  до  $f_0$ . Кроме того, частота ООМСВ убывает с ростом

волнового числа, что приводит к противоположными знаками групповой  $V_g = \partial\omega/\partial k$  и фазовой  $V_f = \omega/k$  скоростей (где  $\omega = 2\pi f$ ).

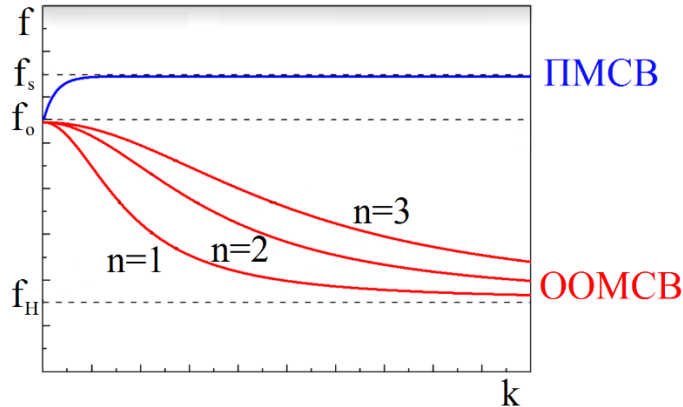


Рисунок 1.2 Характерный вид дисперсионных характеристик дипольных ПМСВ и ООМСВ.

### 1.1.2 Эффекты гибридизации дипольных ПМСВ с обменными и упругими волнами

В пленках YIG спектр спин-волновых возбуждений существенно определяется взаимодействием дипольной, обменной и упругой подсистем. Взаимодействие элементарных возбуждений этих подсистем приводит к образованию гибридных дипольно-обменных [87] и магнитоупругих волн [88;89].

Дипольно-обменные волны представляет собой гибридизацию дипольной и обменных волн. Наибольший интерес представляет гибридизация ПМСВ и ПОМСВ с обменными объемными (толщинными) модами, характеризующихся числом  $N$  полуволн по толщине пленки YIG (рисунок 1.3 (а)). В работе [87] было показано, что такие резонансы наблюдаются в случаях, когда обменные моды испытывают многократный пробег по толщине пленки YIG. Условиями этого являются превышение длины свободного пробега СВ над толщиной пленки. Чтобы это реализовать используют пленки YIG малой толщины и с малым значением параметра диссипации. При этом необходимому для резонансного взаимодействия фазовому синхронизму

ПМСВ и обменных мод отвечают точки пересечений дисперсионных кривых (рисунок 1.3 (б)). В этом случае происходит «расталкивание» (вставка к рисунку 1.3 (б)) дисперсионных кривых ПМСВ и обменных мод и образование «щелей». Экспериментально «расталкивание» наблюдалось в работах [95,159]. Расчет частоты дипольно-обменных резонансов ПМСВ и обменной моды № N можно провести согласно [84]:

$$f_N = \gamma \sqrt{\left( H_0 + D_{ex} \times \left( \frac{\pi N}{d_{YIG}} \right)^2 \right) \times \left( H_0 + 4\pi M_0 + D_{ex} \times \left( \frac{\pi N}{d_{YIG}} \right)^2 \right)} \quad (10)$$

где  $D_{ex}=3.95 \cdot 10^{-9}$  Э·см<sup>2</sup>– постоянная неоднородного обмена. Из (10) следует, что значение  $f_N$  зависит от толщины и намагниченности насыщения пленки YIG, постоянной неоднородного обмена и значения внешнего поля.

В случае таких значений толщины пленки YIG или параметра диссипации, при которых обменные моды, возбуждаемые ПМСВ, затухнут прежде, чем успеют отразиться от противоположной поверхности пленки YIG и отобрать энергию у ПМСВ, резонансного взаимодействия дипольной ПМСВ и обменных мод не происходит. В этом случае дипольная ПМСВ будет испытывать дополнительные радиационные потери [90]. В дальнейшем пленки YIG, в которых наблюдаются дипольно-обменные резонансы, будем называть «тонкими», а в которых не наблюдаются – «толстыми». Необходимо отметить, что ранее генерация ЭДС в условиях дипольно-обменных резонансов исследовалась лишь для структур полупроводник-YIG [44], аналогичные исследования для структур YIG-металл не проводились.

Помимо дипольно-обменных резонансов также могут существовать магнитоупругие резонансы (рисунок 1.3 (в)), отвечающие резонансному взаимодействию МСВ с упругими волнами ферритовой тонкопленочной структуры, которое возникает за счет эффекта магнестрикции [88,89]. В частности, для пленок YIG, выращенных на подложках гадолиний галлиевого граната (GGG), благодаря высокой акустической добротности и YIG, и GGG, возможно формирование магнитоупругих резонансов за счет взаимодействия МСВ с объемными упругими модами слоистого волновода YIG/GGG,



имеющими фазовые скорости звука много большие скорости звука  $V_t$  в этих средах. Образующиеся при этом гибридные магнитоупругие волны (МУВ) принято называть «быстрыми».

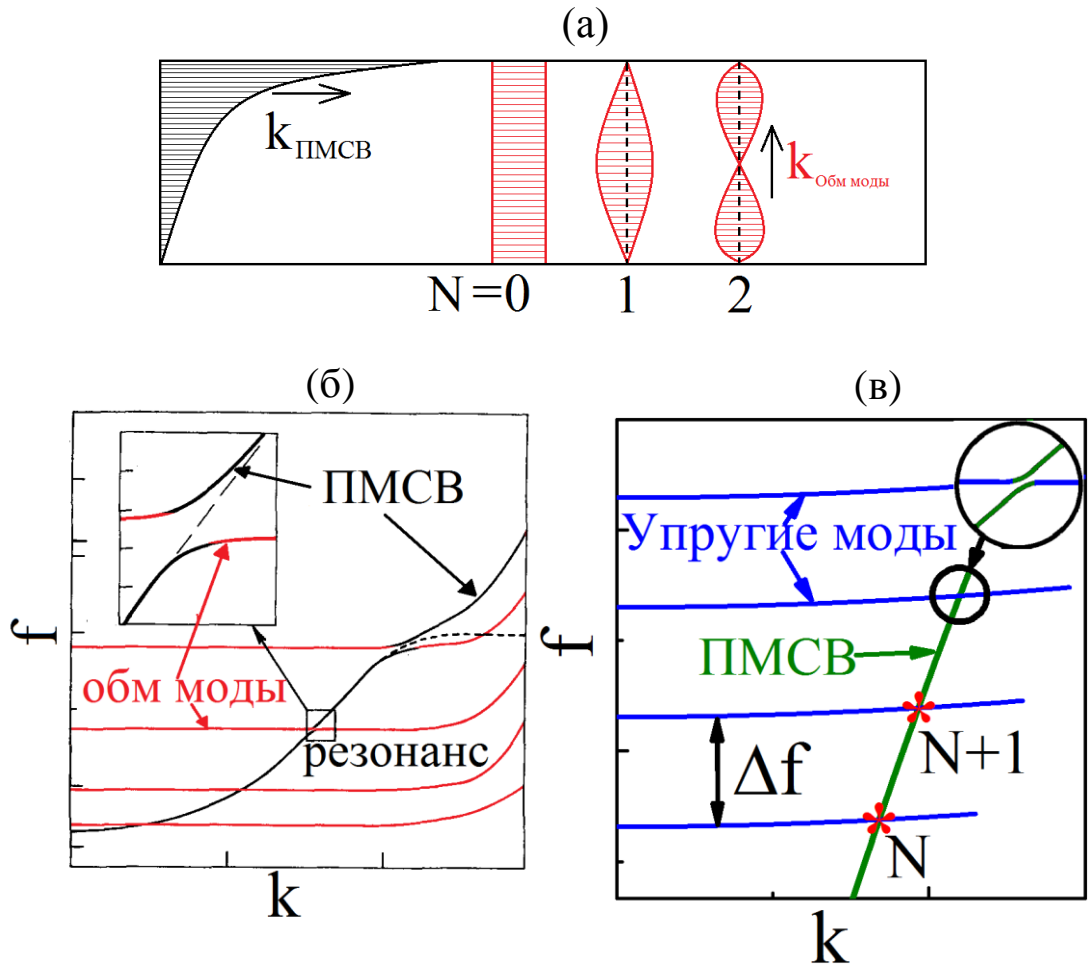


Рисунок 1.3 (а) Схематическое изображение распределений по толщине амплитуды магнитных колебаний, отвечающих дипольной ПМСВ (отмечено черным цветом) и объемным обменным модам (отмечено красным) [146]; (б) дисперсионные характеристики дипольной ПМСВ (черным) и обменных мод (красным) [91], на вставке к рисунку показано «расталкивание» в условиях дипольно-обменного резонанса; (в) изображение дисперсионных характеристик дипольной ПМСВ (отмечено зеленым цветом) и упругих мод (отмечено синим), «\*» отмечены положение магнитоупругих резонансов, где  $\Delta f$  – интервал между резонансами,  $N$  и  $N+1$  – номер, на вставке к рисунку показан эффект «расталкивания».

На частотах магнитоупругих резонансов также наблюдается эффект «расталкивания» дисперсионных кривых (вставка к рисунку 1.3 (б)). Однако в отличие от дипольно-обменных резонансов положения частот магнитоупругих резонансов, отвечающих «быстрым» МУВ, для фиксированных номеров  $Z$  упругих мод являются эквидистантными, слабо зависят от величины внешнего магнитного поля и намагниченности пленки YIG [92] и определяются толщиной образца Pt/YIG/GGG и скоростью упругой волны  $V_t$ .

### 1.1.3. Параметрические процессы при распространении МСВ

Практически в первых же экспериментах по наблюдению распространения МСВ были обнаружены нелинейные эффекты при значениях падающей мощности порядка  $\sim 1$  мВт и больше [93-96]. Как правило, выделяют две группы нелинейных процессов, наблюдаемых при распространении спиновых волн в магнитных материалах [97]. Первая представляет собой эффекты, порожденные развитием параметрической неустойчивостью МСВ, что приводит к возбуждению неравновесных магнонов преимущественно в коротковолновой части спектра МСВ. Ко второй группе относятся эффекты, связанные с формированием солитонов, самомодуляцией и самофокусировкой МСВ, что обусловлено развитием модуляционной неустойчивости [98]. В данной работе рассматриваются процессы первой группы, которые возможны при превышении мощности волны  $P$  некоторого порога  $P_{th}$  ( $P > P_{th}$ ) и выполнении законов сохранения энергии и импульса:

$$n * f_p = f_1 + f_2, \quad (11)$$

$$n * \vec{k}_p = \vec{k}_1 + \vec{k}_2, \quad (12)$$

где  $f_p$  и  $\vec{k}_p$  – частота и волновой вектор исходной волны (накачки), а  $f_1, f_2$  и  $\vec{k}_1, \vec{k}_2$  – частоты и волновые вектора параметрических СВ.

Большинство экспериментальных исследований параметрической неустойчивости проводилось в геометрии ПМСВ. Рассматривались процессы как первого ( $n=1$ ) [96,99], так и второго ( $n=2$ ) порядков [100], называемые еще трехмагنونными (3М) и четырехмагنونными (4М) процессами соответственно. Основное внимание уделялось изучению порога 3М неустойчивости [101-104]. Пороги 4М процессов рассматривались в работах [104].

Необходимо отметить, что 3М процессы обладают распадным характером, а потому разрешены на частотах  $f > f_{3M} = 2\gamma H_0$ , исходя из условий (11) и (12), как показано на рисунке 1.4. Если сопоставить кривые  $f_{3M}, f_s, f_0$ , то можно увидеть, что при значениях магнитного поля  $H_0 < H_2 = 4\pi M_0/3$  весь спектр ПМСВ и часть спектра ООМСВ подвержены влиянию 3М процессов, в то время как при  $H_0 > H_1 = 4\pi M_0/2$  3М процессы запрещены на всем частотном спектре МСВ.

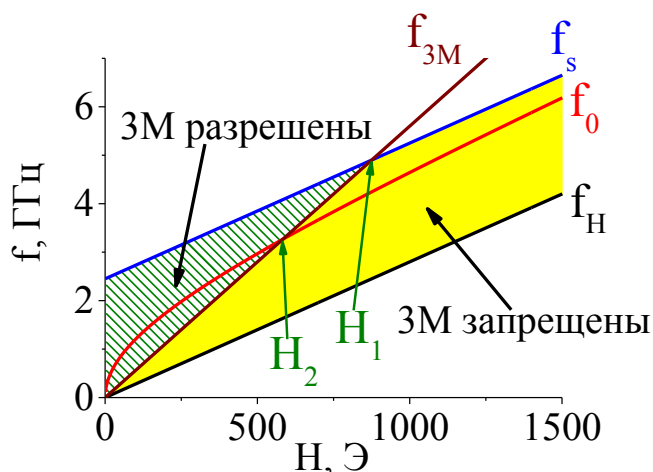


Рисунок 1.4 График сопоставления частотных границ ООМСВ ( $f_H, f_0$ ) и ПМСВ ( $f_0, f_s$ ) и положение частоты  $f_{3M}$  в зависимости от значения поля  $H_0$ . Расчет границ проводился в дипольном приближении и для значения  $4\pi M_0 = 1750$  Гс.

В то же время 4М параметрическая неустойчивость разрешена во всем частотном спектре МСВ практически при любых значениях магнитного поля  $H_0$ , так как представляет собой слияние двух магнонов с образованием двух новых. Однако влияние 4М распада на возбуждение и распространение МСВ меньше, а порог параметрической неустойчивости выше по сравнению с 3М процессами. Таким образом, задавая различные значения поля  $H_0$  можно разделить 3М и 4М процессы.

## **1.2 Обзор состояния исследований эффекта детектирования спиновых волн в структурах YIG-парамагнитный металл и YIG-полупроводник**

Спиновая накачка на интерфейсе структур металл-YIG и полупроводник-YIG может осуществляться в условиях ФМР [16-38,73], за счет возбуждения бегущих ПМСВ [11-13,106,110] и ООМСВ [13-15,106] и в измерениях нелокального магнитосопротивления (НЛМС) [107-109,111]. При этом активное использование пленок YIG обусловлено рекордно низкими значениями параметра диссипации СВ [112-114]. Важно отметить, что диэлектрические пленки YIG допускают интеграцию на их поверхность микроантенн (МА) для возбуждения МСВ и тонкопленочных элементов из Pt или n-InSb для преобразования спинового тока в электрический.

### **1.2.1 Детектирование спиновых волн в структурах YIG-парамагнитный металл**

Переход (или «закачка») спинового тока из пленки YIG в пленку парамагнитного металла осуществляется за счет спин-орбитального и обменного взаимодействий [39]. Электроны в металле «бомбардируют» приповерхностный слой феррита, поглощая или испуская магнон в зависимости от спиновой конфигурации (рисунок 1.5). При этом источниками магнитных возбуждений в YIG являются ионы железа [115]. Данный процесс можно назвать электрон-магнонным рассеянием. Необходимо отметить, что

процесс такого рассеяния происходит также и в отсутствие внешнего СВЧ воздействия – на тепловых магнонах [128]. Время такого рассеяния составляет единицы пс [46]. Эффективность данного рассеяния можно связать с функцией плотности состояний магнонов  $g(f)$  [131], под которой понимают отношение частиц (в данном случае магнонов) на интервал энергии, и можно представить в виде [116]:

$$g(f) = \frac{v_0}{ul} \sum \int_{s(f)} [\sum_{\xi=1}^l (\frac{\delta f(k)}{\delta k_{\xi}})^2]^{-\frac{1}{2}} ds, \quad (13)$$

где  $v_0$  – объем кристаллической ячейки,  $k_{\xi}$  – компонента волнового вектора  $k$  на ось  $\xi$ ,  $u$  – количество атомов на элементарную ячейку,  $l$  – размерность пространства,  $s(f)$  – линия (при  $l=2$ ) или область ( $l=3$ ) дисперсионной зависимости  $k(f)$ .

Особый интерес в (13) представляет критическая точка, когда значение проекции групповой скорости  $\frac{\delta f(k)}{\delta k_{\xi}}$  на ось  $\xi$  становится равным нулю, тогда плотность состояний  $g(f) \rightarrow \infty$  – что называется сингулярностью Ван Хова. В работе Деймона-Эшбаха [85] были получены выражения плотности состояний  $g(f)$  в виде:

$$g_{\text{ПМСВ}}(f) = \frac{\Omega_H}{\sqrt{2 \times (\Omega^2 - \Omega_H^2) - \Omega_H - 2 \times \Omega \times \sqrt{\Omega^2 - \Omega_H(\Omega_H + 1)} \times \sqrt{\Omega^2 - \Omega_H(\Omega_H + 1)}}, \quad (13.1)$$

для случая ПМСВ и:

$$g_{\text{ООМСВ}}(f) = \frac{\Omega}{\Omega_H \sqrt{\Omega_H^2 + \Omega_H - \Omega^2}} \quad (13.2)$$

для случая ООМСВ, где  $\Omega = \frac{f}{4\pi M_0 \gamma}$ ,  $\Omega_H = \frac{H}{4\pi M_0}$ . С помощью (13.1) и (13.2) (рисунок 1.5 (в) и (г)) можно показать, что в случае ПМСВ значения плотности состояний магнонов  $g_{\text{ПМСВ}}(f)$  наибольшие вблизи длинноволновой ( $f_0$ ) и коротковолновой границ спектра, а для случая ООМСВ в наблюдался только один максимум в плотности состояний магнонов  $g_{\text{ПМСВ}}(f)$  вблизи границы ( $f_0$ ) (рисунок 1.5 (в,г)). Однако до сих пор, связь эффективности генерации спинового тока бегущими МСВ в структурах на основе магнитных

диэлектриков и парамагнитных металлов не обсуждалась. Ниже делается обзор предшествующих работ по исследованию генерации ЭДС за счет обратного спинового эффекта Холла в структурах YIG-парамагнитный металл.

Теперь обсудим механизм преобразования спинового тока в электрический в металлах. Обратный спиновый эффект Холла представляет собой совокупность релятивистских явлений, связанных с обменным и спин-орбитальным взаимодействиями. В частности, в структурах YIG- металл спиновые токи  $J_s$ , инжектируемые из пленки феррита на длину спиновой диффузии  $\lambda_{SD}$  могут преобразовываться в поперечный электрический ток  $J_c$ , как показано на рисунке 1.6 [16,39,117].

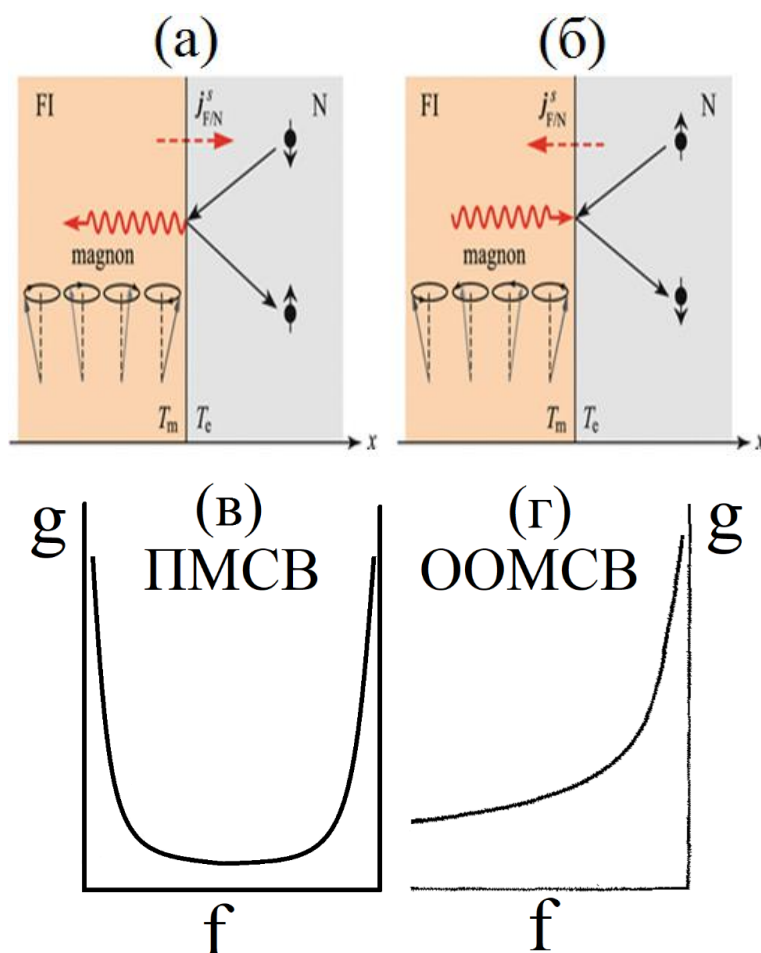


Рисунок 1.5 (а) и (б) Процесс рассеяния электронов металла (N) на магнонах пленки феррита (FI) [46]; распределение плотности состояний магнонов на частотах спектра ПМСВ (в) и ООМСВ (г) [131].

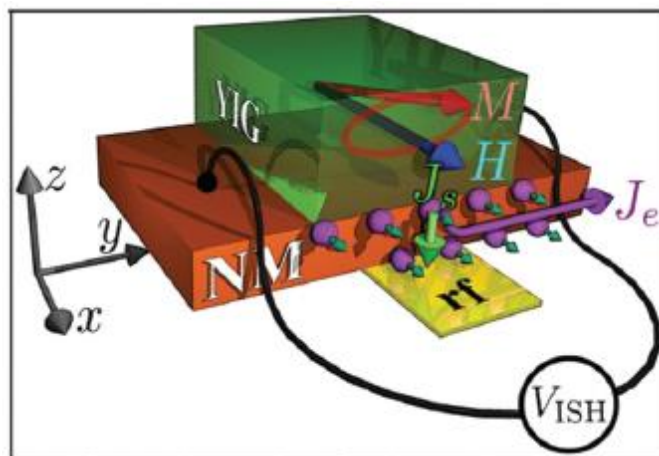


Рисунок 1.6 Изображение обратного спинового Холл эффекта [117]

Один из способов оценки генерируемого напряжения за счет преобразования спинового тока в электрический в условиях ФМР предложен в работе [118]:

$$U_{\text{ОСЭХ}} = \frac{-e \theta_{SH}}{\sigma_M d_M + \sigma_F d_F} \lambda_{SD} \tanh\left(\frac{d_M}{2\lambda_{SD}}\right) g_{eff}^{\uparrow\downarrow} f_{FMR} L P_{fac} \Theta^2, \quad (14)$$

где  $\lambda_{SD}$  – длина спиновой диффузии из пленки YIG в металл,  $f_{FMR}$  – частота ферромагнитного резонанса,  $d_M$  и  $d_F$  – толщины пленок металла и феррита,  $\sigma_M$  и  $\sigma_F$  – удельные проводимости металла и феррита, соответственно,  $L$  – длина образца,  $P_{fac}$  – фактор, связанный с эллиптичностью прецессии вектора,  $\Theta = \frac{\gamma h_{rf}}{2\alpha f_{FMR}}$ , где  $h_{rf} \sim \sqrt{P_{rf}}$  – СВЧ поле входной СВЧ мощности  $P_{rf}$ . Наличие в формуле (14)  $\theta_{SH}$  и смешанной спиновой проводимости  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$ , говорит о том, что величина сигнала  $U_{\text{ОСЭХ}}$  зависит как от используемого материала в качестве металла, так и от состояния интерфейса. Один из широко используемых подходов к расчету  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$  основан на предположении, что генерация спинового тока через интерфейс должна сопровождаться ростом потерь СВ от значений  $\alpha_{YIG}$ , отвечающих диссипации СВ в свободной пленке YIG, до значений  $\alpha_M$  для случаев YIG-металл [118]:

$$g_{eff}^{\uparrow\downarrow} = \frac{4\pi M d_{YIG}}{g * \mu_B} (\alpha_M - \alpha_{YIG}), \quad (15)$$

где  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $g$  – фактор расщепления Ланде,  $d_{YIG}$  – толщина пленки YIG. Скорость диссипации в YIG можно рассчитать с помощью измерения потерь СВ на распространение в пленке согласно [84]:

$$\alpha_{YIG} = \frac{\Delta S V_g}{2 * 8.68 L f}, \quad (16)$$

где  $V_g = \frac{\partial \omega(k)}{\partial k}$  – групповая скорость МСВ,  $\Delta S$  – потери МСВ при распространении на расстоянии  $L$ . Здесь необходимо отметить, что подход к оценке  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$  на основе выражения (15) приводит к сильно завышенным оценкам, т.к. металл кроме потерь, вызванных электрон-магнонным рассеянием, вносит и омические потери в распространение СВ.

На качество интерфейса и, следовательно, на коэффициент спиновой прозрачности  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$ , существенно влияет как технология изготовления тонких пленок металла, так и технология обработки поверхности пленки YIG. В работе [24] показано, что чрезмерная обработка поверхности YIG ионным травлением нарушает стехиометрию поверхности пленки YIG и нарушает генерацию спинового тока из пленки YIG. В то же время в работе [20] было отмечено, что ОСЭХ существенно зависит от состояния интерфейса и показано, что обработка плазмой и травления в смеси  $H_2SO_4$  и  $H_2O_2$  приводит к росту эффективности генерации спинового тока из YIG в Pt, что определялось по увеличению сигнала генерируемой ЭДС. В работе [106] показано, что наличие аморфного слоя толщиной 1 нм на интерфейсе YIG/Pt приводит к падению сигнала  $U_{ОСЭХ}$  на  $\approx 2$  порядка, что говорит о значительном ухудшении эффективности спиновой накачки.

Помимо этого, на величину  $U_{ОСЭХ}$  также влияет плотность состояний магнонов  $g(f)$ . В работах [19,21,40] говорится о возможном влиянии параметрических магнонов на генерацию ЭДС, однако прямая связь заселенности плотности состояний некогерентными вторичными магнонами с сигналом  $U_{ОСЭХ}$  не приводится. Также было показано [120], что термическая обработка пленки YIG перед осаждением металла может привести к



улучшению интерфейса, что выражалось в виде увеличения эффекта спин-Холл магнитосопротивления. В работе [22] исследовались структуры с различными толщинами пленки Pt до 10 нм, и было показано, что наиболее оптимальное значение составляет 1.5..3 нм.

Также на эффективность спиновой накачки существенно влияет величина параметра спин-орбитального взаимодействия в металле, которому принято сопоставлять значение угла спин-Холла  $\theta_{SH}$ . Есть ряд работ, в которых рассматривались различные металлы: серебро [59], тантал [16,60], хром [59], палладий [62], ванадий [63], соединения иридия-меди [64] и висмута-меди [65], вольфрам [121,122]. Наиболее интересным выбором металла с точки зрения спин-орбитального взаимодействия выглядит платина [16,66,123], обладающая наибольшим значением  $\theta_{SH} \approx 0.02 \times 10^{-2}$ .

Необходимо отметить, что спиновая инжекция и аккумуляция возможна не только в структурах типа «феррит-проводник». Также исследуются структуры типа ферромагнетик-немагнитный металл, используемые в латеральных [124-126] и вертикальных [126-127] спиновых вентилях и для измерений нелокального магнитосопротивления [107-109,111].

### 1.2.2 Детектирование спиновых волн в структурах YIG-полупроводник

В структурах YIG-полупроводник генерация ЭДС при распространении МСВ может быть связана с увлечением электронов магнонами [45,49,53], резонансным гальваномагнитным [129] и термомагнитным [130] эффектами. В данной работе рассматривался только механизм увлечения.

Теория эффекта увлечения электронов МСВ строилась в работе [49]. При возбуждении МСВ в структурах YIG-полупроводник электроны проводимости полупроводника поглощают магноны. При этом электроны, поглощая энергию магнонов  $E_{mag} = \hbar\omega$  приобретают также импульс  $\vec{P}_{mag} = \hbar\vec{k}$  (рисунок 1.7).

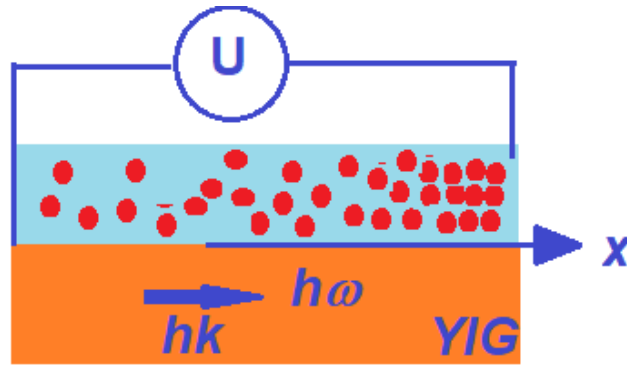


Рисунок 1.7 Изображение эффекта увлечения электронов МСВ.

Изменение мощности МСВ при распространении волны на расстоянии  $x$  в структуре YIG-полупроводник можно записать как  $P_{\text{МСВ}}(x) = P_{\text{МСВ}_0} e^{-2k''x}$ , где  $P_{\text{МСВ}_0}$  – энергия волны при  $x=0$ ,  $k''$  – пространственный декремент МСВ, определяемый суммой электронных  $k''_{el}$  и магнитных  $k''_{mag}$  потерь. Тогда на длине  $x$  за единицу времени электроны проводимости полупроводника получают энергию  $\frac{dP_{\text{МСВ}}(x)}{dx} = 2k''_{el}P_{\text{МСВ}}(x)$ . В этом случае количество магнонов  $\bar{\mathcal{E}}$ , поглощенное электронами на расстоянии  $x$  за единицу времени, определяется как:

$$\bar{\mathcal{E}}(x) = \frac{2k''_{el}P_{\text{МСВ}}(x)}{h\omega}$$

Суммарный импульс  $\overrightarrow{P_{imp}}(x)$ , приобретаемый электронами проводимости полупроводника на длине  $x$  за единицу времени, рассчитывается как:

$$\overrightarrow{P_{imp}}(x) = h\vec{k}\bar{\mathcal{E}}(x) = 2k''_{el}P_{\text{МСВ}}(x)\frac{\vec{k}}{\omega}$$

и определяет силу, с которой МСВ действует на электроны и вызывает их «увлечение» в направлении  $\vec{V}_f$ . Их суммарный заряд определяется как  $Q=en_e d_{nn} W_{nn}$ , где  $n_e$  – концентрация электронов,  $d_{nn}$  и  $W_{nn}$  – толщина и ширина полупроводника, соответственно. Тогда в полупроводнике на длине  $x$  за единицу времени возникает электрическое поле, которое можно рассчитать как [49]:

$$\overrightarrow{E}(x) = \frac{\overrightarrow{P}(x)}{Q} = \frac{2k''_{el}P_{\text{МСВ}}(x)\vec{k}}{en_e d_{nn} W_{nn} \omega} \quad (17)$$

С учетом (17) соотношение тока увлечения Вайнраха [160] можно записать в виде:

$$\vec{I}_d(x) \sim en_e \mu_e d_{\text{пп}} W_{\text{пп}} \overline{E(x)} = 2k_{el}'' \mu_e P_{\text{МСВ}}(x) \frac{\vec{k}}{w} \quad (18)$$

Из (18) видно, что генерируемый ток Вайнраха пропорционален подвижности электронов  $\mu_e$ . Поэтому в экспериментах прежде всего рассматривают полупроводники с наибольшими значениями  $\mu_e$ , такими как n-GaAs  $\mu_e = 5 \times 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \times \text{с}$  [68,69], HgCr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>  $\mu_e = 10^2 \text{ см}^2/\text{В} \times \text{с}$  [70]. Наиболее перспективным выглядит узкозонный ( $E_g=0.16 \text{ эВ}$ ) полупроводник антимонид индия n типа (n-InSb), что связано с наибольшими значениями подвижности электронов  $\mu_e \approx 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \times \text{с}$  [90,134,44,45]. Необходимо отметить, что n-InSb также обладает сильным спин-орбитальным взаимодействием [135], однако значение угла Холла  $\theta_H$  на 2 порядка меньше по сравнению с металлами с сильной спин-орбитальной связью (например, Pt), в связи с чем ОСЭХ в структурах YIG/n-InSb не наблюдался.

### 1.3 Технологии изготовления микроструктур YIG/Pt и YIG/n-InSb

Была разработана технология изготовления тонкопленочных интегральных микроструктур YIG/Pt и YIG/n-InSb [125] с медными подводящими контактами и индукционными МА для возбуждения и приема спиновых волн. В качестве подложки использовались пленки YIG с кристаллографической ориентацией (111), выращенные методом жидкофазной эпитаксии на подложке GGG толщиной  $d_{\text{GGG}} \approx 460 \text{ мкм}$ .

Технологический процесс изготовления микроструктур YIG/Pt и YIG/n-InSb включал в себя два основных этапа – изготовление Pt и n-InSb прямоугольных элементов и интеграция индукционных МА и проводящих дорожек.

В рамках первого этапа образец YIG/GGG предварительно очищался в ацетоне в ультразвуковой ванне. В дальнейшем, на поверхность пленки YIG

(рисунок 1.8 (а)) наносилась пленка Pt толщиной  $d_{Pt} \approx 3-10$  нм методом магнетронного распыления на постоянном токе при давлении рабочего газа аргона  $\approx 1$  мТорр, токе разряда 150 мА и напряжении 390 В (рисунок 1.8 (б)). Нанесение поликристаллической пленки n-InSb (111) толщиной  $d_{n-InSb} \approx 350-500$  нм [137,138] на поверхность YIG осуществлялось за счет термического испарения при давлении  $10^{-5}$  Торр и температуре  $280^\circ\text{C}$ , после чего пленка окислялась на воздухе и переплавлялась с целью формирования текстуры (111) (рисунок 1.8 (б)). Затем на поверхность пленок Pt или n-InSb наносился фоторезист AZ MIR701 с помощью центрифуги SM-180 при скорости вращения 6000 об/мин в течение 60 секунд. После сушки фоторезиста при температуре  $\approx 100^\circ\text{C}$  в течение 1.5 мин, на его поверхности формировался рисунок из микрополосок длиной 220-830 и шириной 40-800 мкм с помощью экспонирования через фотошаблон ультрафиолетом (рисунок 1.8 (в)). Затем проводилась проявка фоторезиста в проявителе AZ726 MIF. После чего образец помещался в камеру для ионного травления аргоном с целью удаления областей Pt или n-InSb пленки, не покрытых фоторезистом. Затем проводилась окончательная очистка образца в ацетоне и изопропиловом спирте (рисунок 1.8 (г)).

В рамках второго этапа на поверхности YIG с Pt или n-InSb прямоугольными элементами формировался слой фоторезиста с рисунком индукционных МА и проводящих дорожек по методике, аналогичной в первом этапе (рисунок 1.8 (д)). Затем, на поверхность фоторезиста с рисунком наносилась пленка Cu методом магнетронного напыления на постоянном токе при давлении рабочего газа (Аргон)  $\approx 1$  мТорр, токе разряда 90 мА и напряжении 400 В (рисунок 1.8 (е)). После, методом взрывной фотолитографии происходило удаление пленки Cu, находящейся на слое резиста. Геометрические параметры полученных Pt и n-InSb элементов, МА и проводящих дорожек (рисунок 1.8 (ж)) контролировались с помощью оптического микроскопа и стилусного профилометра.

Выбор толщины Pt пленки обусловлен длиной спиновой диффузии порядка 1-10 нм [141]. В изготовленных структурах YIG/Pt с толщиной Pt пленки >20 нм при возбуждении ПМСВ ЭДС не регистрировалась. Выбор толщины пленки Cu определялся исходя из необходимости формирования электрического контакта к медным полоскам для измерения генерируемой ЭДС и устойчивости МА к механическим повреждениям при контакте с СВЧ зондами.

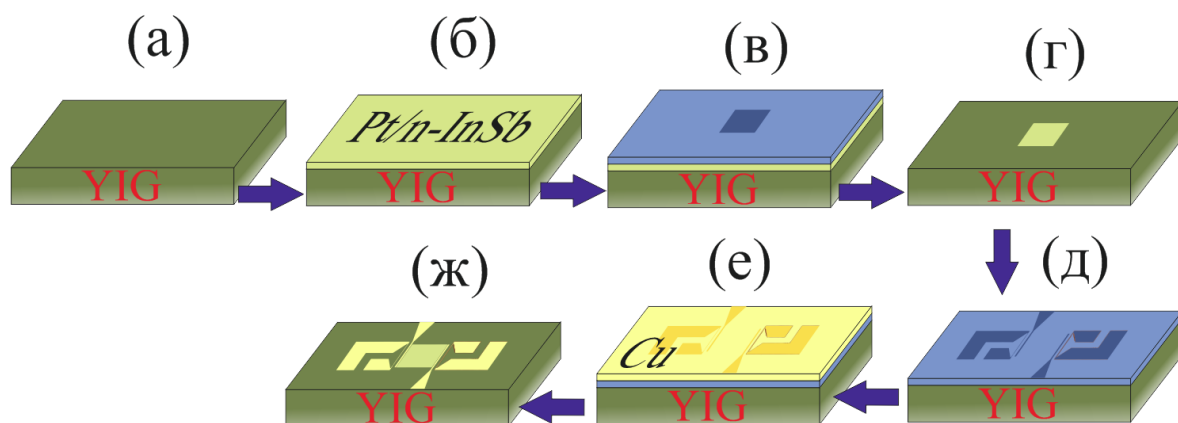


Рисунок 1.8 - Схематичное изображение процесса изготовления Pt и n-InSb прямоугольных элементов, медных МА и контактов; (а) пленка YIG; (б) нанесение пленки Pt или n-InSb; (в) нанесение фоторезиста и рисунка прямоугольной микрополоски; (г) проявка фоторезиста и ионное травление; (д) нанесение фоторезиста и рисунка МА и контактов; (е) нанесение Cu пленки; (ж) взрывная фотолитография.

Полученные пленки n-InSb по данным рентгеноструктурного анализа (ДРОН-8, НПО «Буревестник») характеризовались сильной структурой (111), в которой 98.4% кристаллитов ориентированы направлением (111) перпендикулярно подложке (рисунок 1.9 (а)). Массовая концентрация следующая: 97% приходится на n-InSb, 2% на In, 1% на In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Содержание аморфной фазы в n-InSb пленки находится в пределах 0.4–2%. По данным оптической (Olympus, MX-4) и сканирующей электронной (Auriga, Carl Zeiss)

микроскопии пленка n-InSb обладает мозаичной морфологией поверхности и столбчатой структурой по толщине (рисунок 1.9 (б)).

Оценка подвижности  $\mu_e$  и концентрации основных  $n_e$  носителей зарядов пленки n-InSb проводилась методом Ван дер Пау [139,140] при комнатной температуре и внешнем магнитном поле  $H_0 \approx 200$  Э, приложенном перпендикулярно поверхности n-InSb пленки. На рисунке 1.9 (в) приведено схематичное изображение проведения измерений. Цифрами 1-4 отмечены токопроводящие контакты, цифрами I-IV обозначены удаленные участки пленки. Расчет Холловской подвижности  $\mu_H$  и концентрации электронов  $n_e$  проводился согласно:

$$\mu_H \approx \frac{R_H}{\rho}, n_e \approx \frac{1}{e \cdot R_H},$$

где

$$\rho \approx \frac{\pi \cdot d_{n-InSb}}{\ln 2} \left( \frac{R_{12,34} + R_{23,41}}{2} \right) \left( 1 - \frac{\ln 2}{2} \left( \frac{R_{12,34} - R_{23,41}}{R_{12,34} + R_{23,41}} \right)^2 \right), R_H \approx \frac{\Delta U_{24} \cdot d_{n-InSb}}{I_{24} \cdot B},$$

где  $d_{n-InSb}$  – толщина пленки n-InSb,  $R_{12,34} \approx \frac{U_{34}}{I_{12}}$  – отношение напряжения, измеряемого между контактами 3 и 4 к току, протекающему между контактами 1 и 2;  $R_{23,41} \approx \frac{U_{41}}{I_{23}}$  – отношение напряжения, измеряемого между контактами 4 и 1 к току, протекающему между контактами 2 и 3;  $\Delta U_{24}$  – изменение напряжения  $U_{24}$ , вызванное магнитным полем с индукцией  $B \approx 0.2$  Тл;  $e \approx 1.602 \cdot 10^{-19}$  Кл – заряд электрона.

В результате измерения были получены следующие оценки параметров  $\mu_H$ ,  $R_H$ ,  $\rho$  и  $n_e$  для текстурированной пленки n-InSb толщиной  $d_{n-InSb} \approx 350$  и  $\approx 500$  нм:  $\mu_H \approx 2.1$  м<sup>2</sup>/В·с,  $R_H \approx 1.06 \cdot 10^{-4}$  м<sup>3</sup>/С,  $\rho \approx 3.1 \div 4.4 \cdot 10^{-5}$  Ом·м и  $n_e \approx 5.8 \cdot 10^{22}$  м<sup>-3</sup>.

Таким образом, были изготовлены макеты с микроструктурами YIG/Pt и YIG/n-InSb, указанные в таблицах 1 и 2.

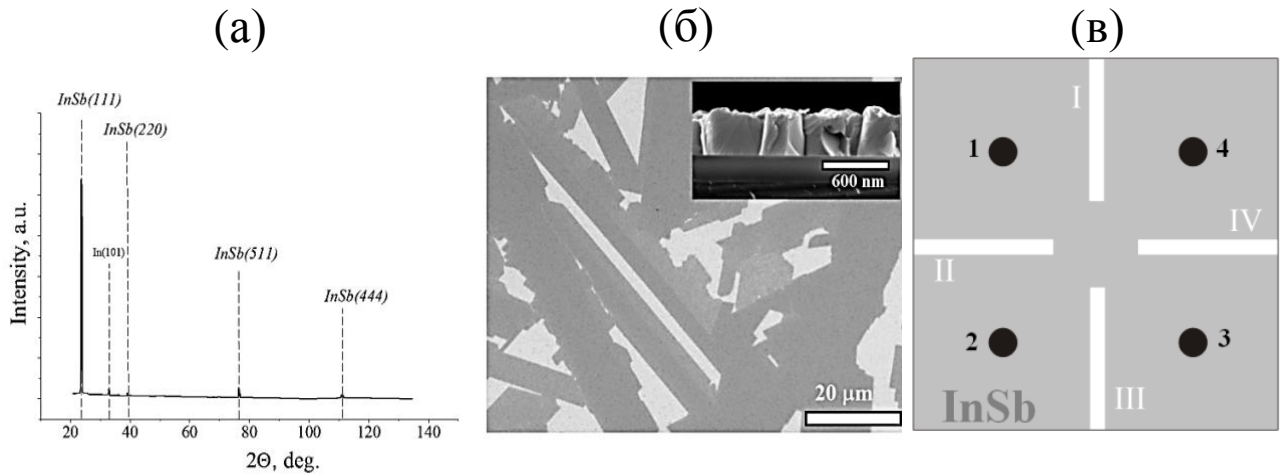


Рисунок 1.9 – **(а)** Рентгеновская дифрактограмма пленки n-InSb(111) толщиной 500 нм; **(б)** оптическое изображение поверхности пленки n-InSb(111), на вставке к рисунку приведено изображение поперечного сечения пленки; **(в)** схематическое изображение образца для измерения методом Ван дер Пау, изготовленного из пленки n-InSb на подложке поликора (10x10 мм<sup>2</sup>).

Таблица №1 – изготовленные структуры YIG/Pt и их параметры.

№, изображение	$d_{YIG}$ , мкм	$4\pi M_0$ , Гс	$d_{Pt}$ , нм	$\rho_{Pt}$ , Ом·м
1, рисунок 1.10 а	≈14.6	1750	≈9	≈ $4.7 \cdot 10^{-7}$
2, рисунок 1.10 в	≈8	1750	≈9	≈ $3.8 \cdot 10^{-7}$
3, рисунок 1.10 ж	≈3.9	1830	≈3.5	≈ $4 \cdot 10^{-7}$
4, рисунок 1.10 в,е,и	≈0.9	1800	≈9	≈ $3.1 \cdot 10^{-7}$

Таблица №2 – изготовленные структуры YIG/n-InSb и их параметры.

№, изображение	$d_{YIG}$ , мкм	$4\pi M_0$ , Гс	$d_{n-InSb}$ , нм	$\rho_{n-InSb}$ , Ом·м
5, рисунок 1.10 б	≈9-10	1750	≈500	≈ $4.4 \cdot 10^{-5}$
6, рисунок 1.10 з	≈3.9	1830	≈350	≈ $3.4 \cdot 10^{-5}$
7, рисунок 1.10 г,д	≈0.9	1800	≈350	≈ $3.1 \cdot 10^{-5}$

Геометрические параметры возбуждающих СВ МА 1 и 2 (рисунок 1.10 а): апертура  $a \approx 250$  мкм, длина  $b \approx 300$  мкм и ширина возбуждающей микрополоски  $c \approx 4.8$  мкм – выбирались исходя из размеров прижимных зондов, требований к импедансу в 50 Ом и наилучшей эффективности возбуждения МСВ с как можно большими значениями волновых чисел  $k$  [143]:

$$k \leq \frac{\pi}{c}. \quad (19)$$

В связи с последним, для структур на основе «толстых» пленок YIG ( $d \approx 14.6, 9-10$  и  $8$  мкм) ширина медной микрополоски  $c$  составляла  $8$  мкм (рисунок 1.10), в то время как для структур на основе тонких пленок YIG ( $0.9$  мкм) ширина медной микрополоски составляла  $4$  мкм. Изготовление медной микрополоски меньшей ширины не позволяли технические возможности фотолитографической установки. В связи с этим, структуры с фокусирующими МА были изготовлены на пленках YIG толщиной  $\approx 3.9$  мкм. Медные контакты 3 и 4 (рисунок 1.10 (а)) использовались для измерения ЭДС, генерируемой в Pt и n-InSb микрополосках.

Отметим, что структуры на рисунках 1.10 (д) и (е) использовались для расчета электронных потерь  $k_{el}''$ , вносимые Pt или n-InSb микрополоской. Для расчета магнитных потерь  $k_{mag}''$  использовались аналогичные структуры без Pt или n-InSb микрополосок и с различными расстояниями между МА.



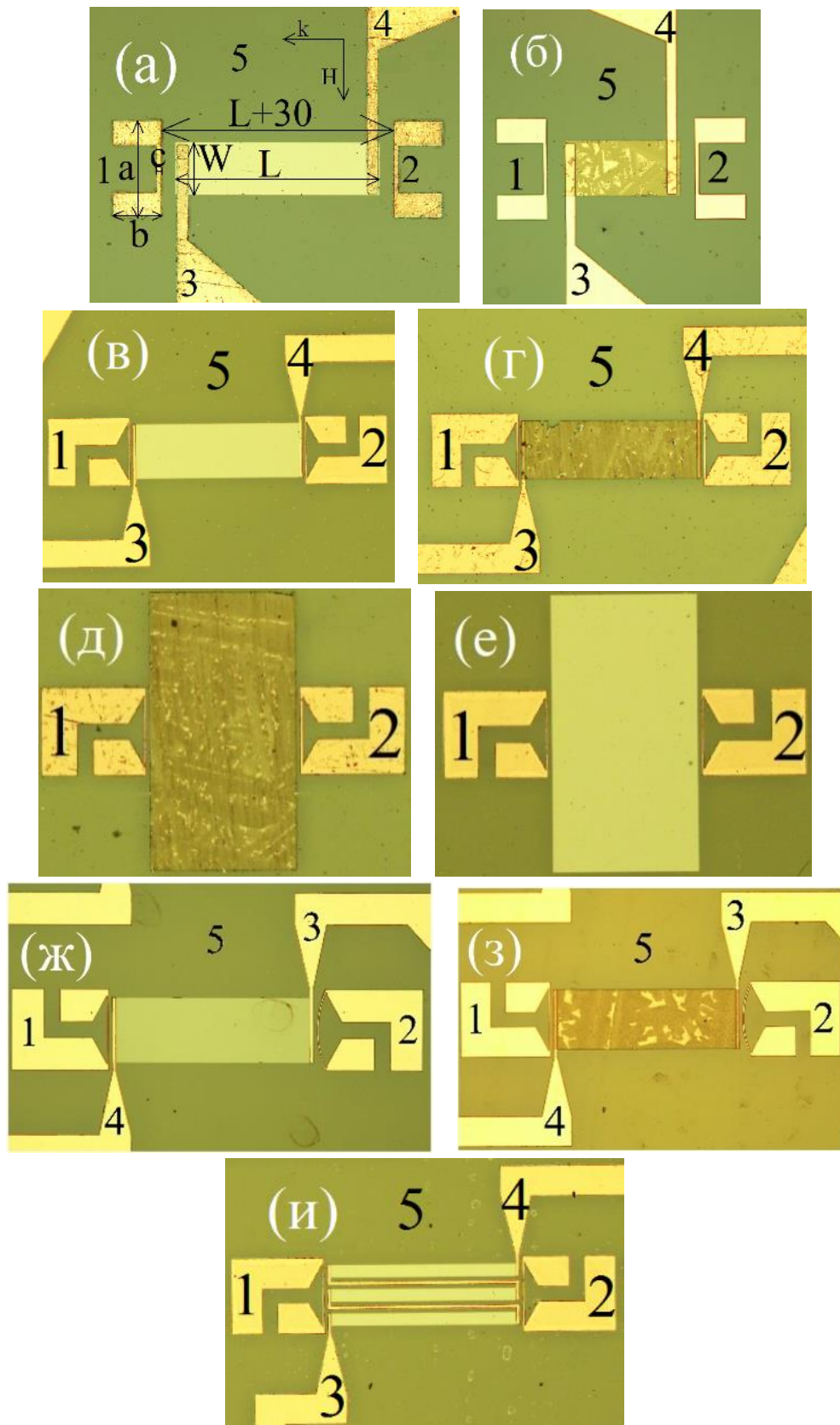


Рисунок 1.10 – а-ж Оптические изображения полученных микроструктур YIG/Pt и YIG/n-InSb, где 1 и 2 – возбуждающие и детектирующие МСВ МА, 3 и 4 – медные контакты для измерения генерируемой ЭДС, 5 – поверхность пленки YIG,  $L$  – длина Pt или n-InSb микрополоски,  $W$  – ширина Pt или n-InSb микрополоски.

Также необходимо добавить, что влияние проводимости пленок Pt или n-InSb на характер дисперсии МСВ характеризуется параметром спин-электронной связи [119]:

$$G = \frac{d_{Pt}}{k \cdot l_{sk}^2} \approx \frac{L_{Pt} \cdot d_{Pt}}{2\pi \cdot l_{sk}^2} \quad (20)$$

где  $l_{sk} = c/\sqrt{4\pi\sigma\omega}$  – глубина скин слоя в проводнике и считается,  $\sigma$  – проводимость, и считается, что на длине пленки платины укладывается не менее одной длины волны. Для параметров исследуемых структур (таблица 1 и 2), диапазона частот измерений  $f_p \approx 1..7$  ГГц ( $l_{sk} \geq 2.5$  мкм) и доступного при используемой ширине МА  $s \approx 4$  мкм диапазона волновых чисел  $k \leq 12000$  см<sup>-1</sup> величина параметра  $G \sim 0.17 \ll 1$ . В этом случае влияние проводимости на свойства МСВ носит «полупроводниковый характер», что выражается в увеличении потерь  $k''$  на величину [119]

$$k_{el}'' = \frac{d_{Pt}(f^2 - f_0^2)}{2 \cdot l_{sk}^2 k d_{YIG} f_m (f_s - f)} \quad (21)$$

в то время как дисперсионная зависимость близка к случаю «свободной» пленки YIG и определяется уравнением (8).

#### 1.4 Методика измерения характеристик распространения МСВ и генерируемой ЭДС в структурах YIG/Pt и YIG/n-InSb

Для проведения экспериментов полученные образцы, типичное изображение которых показано на рисунке 1.11 (а), помещались между полюсами электромагнита таким образом (рисунок 1.11 (б)), что внешнее поле подмагничивания  $H$  было направлено касательно поверхности пленки YIG, параллельно или перпендикулярно возбуждающей медной микрополоске в случае геометрий ПМСВ или ООМСВ соответственно.

Измерения модуля и фазы коэффициентов отражения ( $S_{11}$  и  $S_{22}$ ) и прохождения ( $S_{12}$  и  $S_{21}$ ) сигнала МСВ в зависимости от частоты накачки  $f_p$  проводились в виде действительной и мнимой части  $S = Re(S) + i \cdot Im(S)$  с помощью векторного анализатора цепей Agilent Technologies E5071 (рисунок

1.12 (а)). Электрический контакт векторного анализатора цепей с МА обеспечивался за счет СВЧ микрозондов (рисунок 1.11 (в)). Перед измерениями была проведена калибровка с помощью набора калибровочных стандартов CS-5 GGb Industries на основе копланарных волноводов для исключения влияния микрозондов и используемых кабелей. Измерения АЧХ и ФЧХ проводились на частотах  $f_p$ , соответствующие частотам спектров ПМСВ и ООМСВ при значениях мощности СВЧ накачки на выходе с генератора  $P_{in}$  от -43 до 10 дБм и полях подмагничивания  $-2500 < H_0 < 2500$  Э. На рисунке 1.11 (б) показан интерфейс программы для измерения и типичный пример полученных характеристик отражения и прохождения сигнала МСВ.

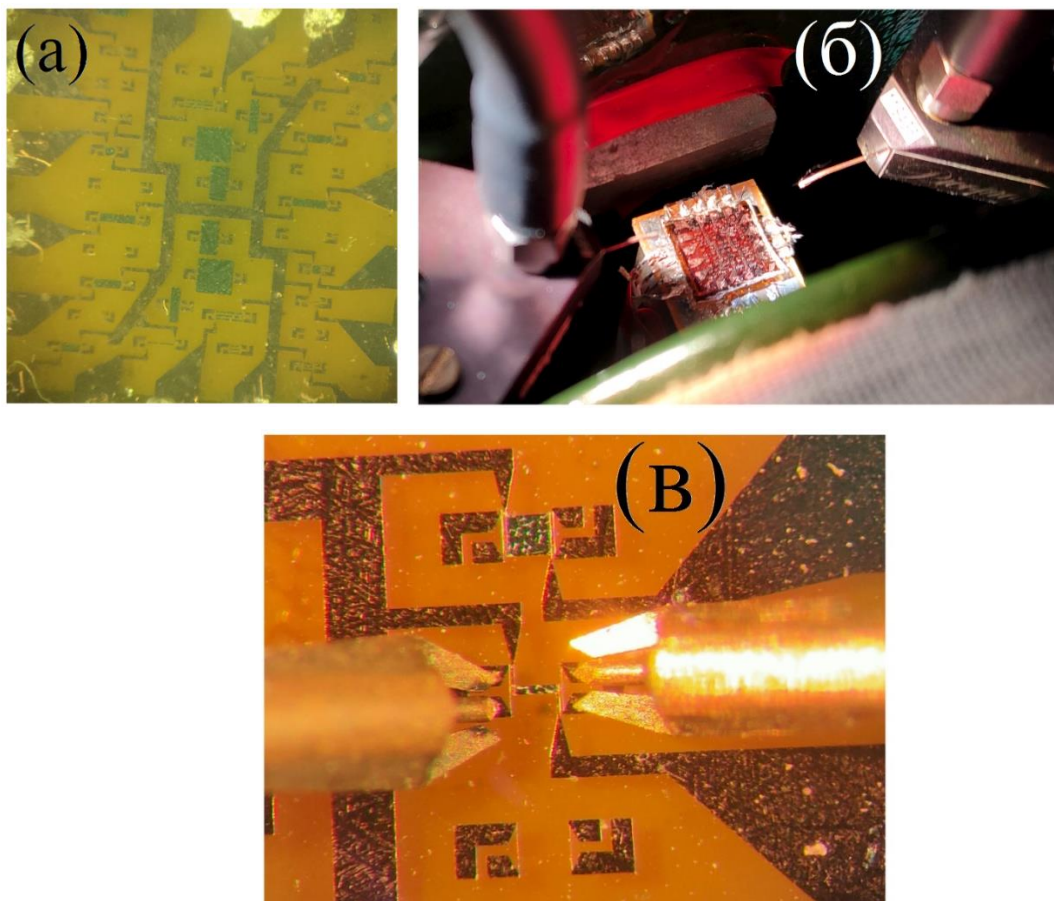


Рисунок 1.11 (а) изображение поверхности изготовленных образцов; (б) расположение исследуемого образца между полюсами электромагнита; (в) контакт СВЧ зондов с возбуждающими МСВ МА.

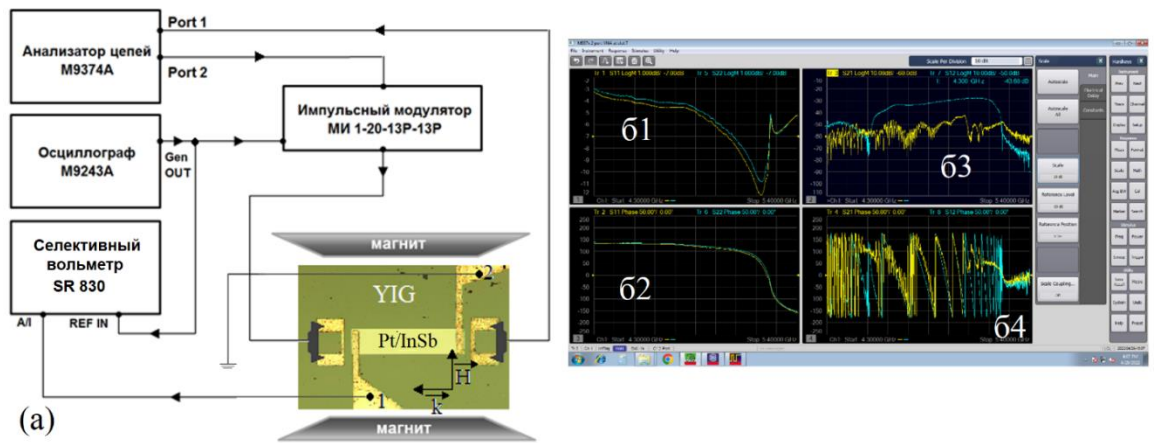


Рисунок 1.12 – (а) Схема экспериментальной установки для измерений амплитудно- и фазочастотных характеристик прохождения ( $S_{12}$  и  $S_{21}$  желтая и синяя линии на рисунках б3, б4) и отражения ( $S_{11}$  и  $S_{22}$  желтая и синяя линии на рисунках б1 и б2) сигналов СВ и частотных зависимостей ЭДС  $U$ , генерируемых за счет распространения СВ; (б) типичный вид АЧХ и ФЧХ отражения (б1 и б2, соответственно) и прохождения (б3 и б4, соответственно) сигнала СВ.

Для снижения влияния прямой электромагнитной наводки между индукционными МА, обусловленные прохождением электромагнитной волны через подложку структуры и воздушную среду также дополнительно проводились измерения АЧХ и ФЧХ при большем поле подмагничивания  $H_0 \approx 2500$  Э, при котором спектры ПМСВ и ООМСВ значительно сдвигаются по частоте в большую сторону. Обозначим коэффициент прохождения наводки как  $S_{12}^{ref} = [S_{12}^{ref}] \exp(i\varphi_{ref}) = Re(S_{12}^{ref}) + i \cdot Im(S_{12}^{ref})$ . Учитывая, что сигналы МСВ и наводки распространяются одновременно, исключить влияние наводки на АЧХ можно с помощью вычитания согласно:

$$S_{12}^{Mag} = 10 \lg([Re(S_{12}) - Re(S_{12}^{ref})]^2 + [Im(S_{12}) - Im(S_{12}^{ref})]^2).$$

При исключении влияния наводки на ФЧХ необходимо учесть фазовый сдвиг  $S_{ph}$ , обусловленный расположением МА. Для этого использовалась следующая формула:

$$S_{12}^{ph} = \arctg\left(\frac{\frac{Im(S_{12})}{Re(S_{12})} - \frac{Im(S_{12}^{ref})}{Re(S_{12}^{ref})}}{1 + \frac{Im(S_{12})}{Re(S_{12})} * \frac{Im(S_{12}^{ref})}{Re(S_{12}^{ref})}}\right).$$

На основе полученных ФЧХ  $S_{12}$  и  $S_{21}$  проводился расчет дисперсии МСВ  $k(f)$  согласно:

$$k = \pm S_{ph} * \frac{\pi}{180} * L_{ant}, \quad (22)$$

где знак + соответствует случаю ООМСВ, а знак – случаю ПМСВ,  $L_{ant}$  – расстояние между МА. Стоит учесть, что регистрация фазы детектируемого сигнала происходит при некотором превышении величины сигнала над уровнем шумов. Полученные дисперсионные характеристики сопоставлялись с выражениями (8) и (9).

Для измерения генерируемой ЭДС к медным контактам подключался селективный вольтметр SR830. В качестве опорного сигнала использовался сигнал модуляции. На измерение значений на каждой точке отводилось около 300 мс (время усреднения). Регистрируемая ЭДС записывалась в формате действительной и мнимой части. Опорная фаза на вольтметре подстраивалась таким образом, чтобы фаза измеряемого сигнала совпадала с опорным и мнимая часть регистрируемого сигнала была много меньше действительной. Для измерения частотных зависимостей генерируемых ЭДС  $U(f)$  на выходе анализатора цепей подключался импульсный модулятор МИ 1-20-13Р-13Р, на который подавался сигнал модуляции прямоугольной формы с амплитудой 2.5 В, скважностью 50% и частотой 11.33 кГц, задаваемый внутренним генератором осциллографа М9243А с целью снижения возможного нагрева микроструктур и обеспечения работы вольтметра.

Для оценки эффективности детектирования спинового тока в электрический введем функцию чувствительности  $S$ :

$$S(f) = \frac{U(f)}{P_{ПМСВ}(f)}, \quad (23)$$

где  $P_{ПМСВ}(f)$  – мощность ПМСВ на заданной частоте, рассчитываемая как:

$$P_{ПМСВ}(f) = P_{in} \cdot K(f). \quad (24)$$

В свою очередь  $K(f)$  – коэффициент преобразования входной мощности в мощность ПМСВ и рассчитывается как:

$$K(f) = 10^{[S_{22}(f, H_0)/10]} - 10^{[S_{22}(f, H^*)/10]}. \quad (25)$$

Здесь  $S_{22}(f, H)$  – АЧХ отражения ПМСВ при заданном значении внешнего магнитного поля  $H_0$ ,  $S_{22}(f, H^*)$  – АЧХ отражения при значении  $H^* \approx 2500$  Э на тех же частотах.

Перед проведением экспериментов структуры YIG/Pt и YIG/n-InSb тестировались на наличие эффекта спин-Холла магнитосопротивления.

### **1.5 Тестирование структур на наличие спин-орбитального взаимодействия на интерфейсе**

Наличие в структуре YIG/Pt спин-Холл магнитосопротивления (СХМС) рассматривается как доказательство присутствия в структуре спин-Холл эффекта, связанного с наличием на интерфейсе спин-зависимого рассеяния электронов Pt, чувствительного к намагниченности в YIG [39]. Для обнаружения СХМС в одном технологическом цикле с изготовлением интегральной структуры, была изготовлена структура YIG/Pt для измерения магнитосопротивления четырехзондовым методом [144,145], см. вставку к рисунку 1.13.

При этом ожидалось, что при пропускании тока  $\vec{j} \parallel \vec{x}$  изменение намагниченности  $\vec{M}$  приведет к изменению сопротивления  $\rho$  платины согласно выражению [39]:

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 \cdot \left[ \frac{\vec{M}}{|\vec{M}|} \cdot \left( \frac{\vec{j}}{|\vec{j}|} \times \vec{z} \right) \right]^2 = \rho_0 + \rho_1 \cdot \cos^2 \left( \vec{M}, \widehat{(\vec{j} \times \vec{z})} \right) \quad (26)$$

где  $\rho_0$  – обычное сопротивление,  $\rho_1$  – величина анизотропного магнитосопротивления,  $\vec{z}$  – направление нормали к поверхности структуры. Из (26) следует, что если намагниченность лежит в плоскости  $(\vec{x}, \vec{z})$ , то вклада в сопротивление со стороны СХМС не будет. Этим СХМС принципиально

отличается от эффекта анизотропного магнетосопротивления (AMR), зависящего от угла  $\theta$  между направлениями тока  $\vec{j}$  и намагниченности  $\vec{M}$  [39,144]:

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 \cdot \left( \frac{\vec{j}}{|\vec{j}|} \cdot \frac{\vec{M}}{|\vec{M}|} \right)^2 = \rho_0 + \rho_1 \cdot \cos^2(\vec{j}, \vec{M}) \quad (27)$$

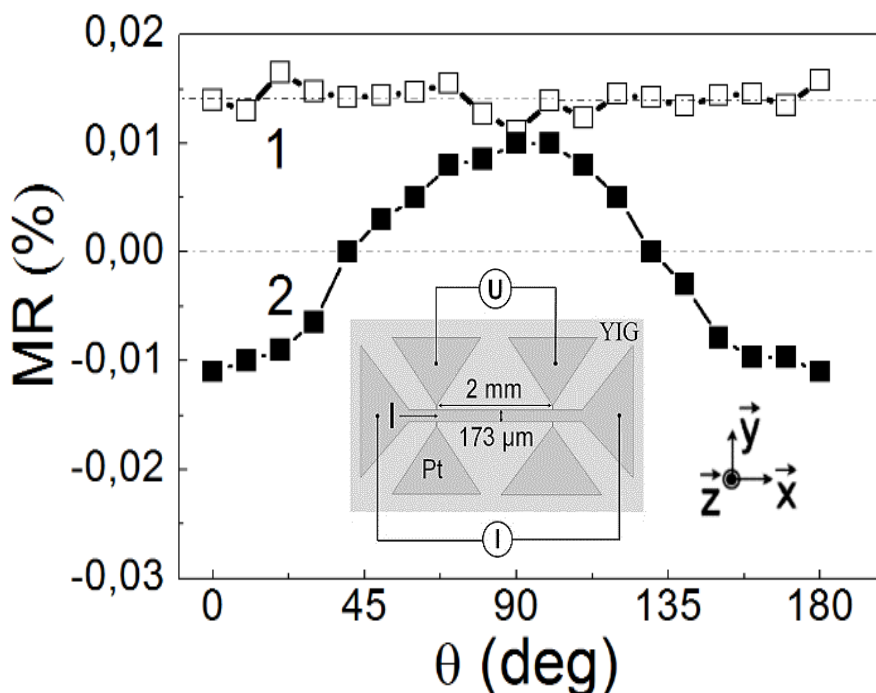


Рисунок 1.13 - Значения магнетосопротивления (MR) для двух случаев: 1 – магнитное поле  $\vec{H}$  ( $H=3000$  Э) приложенное в плоскости  $(\vec{x}, \vec{z})$  структуры вдоль направления тока  $\vec{I}$  ( $\theta \approx 0, 180^\circ$ ) вращается из плоскости структуры ( $\theta \approx 0^\circ, 180^\circ$ ) в направлении нормальном к плоскости структуры ( $\theta \approx 90^\circ$ ); 2 – магнитное поле  $\vec{H}$  вращается в плоскости  $(\vec{x}, \vec{y})$  структуры от направления  $\vec{H} \parallel \vec{I}$  ( $\theta \approx 0, 180^\circ$ ) в направлении  $\vec{H} \perp \vec{I}$  ( $\theta \approx 90^\circ$ ); Вставка к рисунку: структура YIG( $d_{YIG} \approx 14.6$  мкм)/Pt( $d_{Pt} \approx 9$  нм) с шириной Pt микрополоски  $W_{Pt} \approx 173$  мкм и схема измерения СХМС. Измерения проводились при  $I \approx 10$  мкА.

На рисунке 1.13 приведены зависимости от угла  $\theta$  между направлениями тока  $\vec{I}$  ( $\vec{j} \parallel \vec{x}$ ,  $I \approx 10$  мкА) и магнитного поля  $\vec{H}$  ( $H \approx 3000$  Э) магнетосопротивления (MR) структуры YIG/Pt, определяемого как

$$MR(\theta) = \frac{R(\theta, H=3000 \text{ Э}) - R(\theta, H=0)}{R(\theta, H=0)} * 100\%. \quad (28)$$

Кривые 1 и 2 на рисунке 1.14 отвечают вращению поля  $\vec{H}$  в плоскостях  $(\vec{x}, \vec{z})$  и  $(\vec{x}, \vec{y})$ , соответственно, и отражают характер зависимости  $R(\theta)$ , определяемый (27).

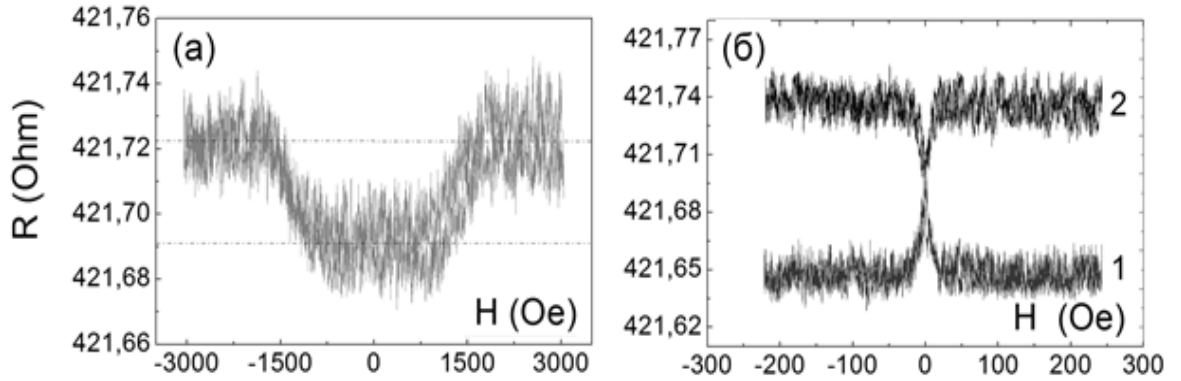


Рисунок 1.14 – Зависимости электрического сопротивления  $R$  структуры YIG/Pt макета №1 (таблица 1) от величины внешнего магнитного поля  $H$ , приложенного (а) нормально к плоскости структуры  $\vec{H} \perp \vec{I}$  ( $\theta \approx 90^\circ$ ) и (б) плоскости структуры  $(\vec{x}, \vec{y})$  в направлении  $\vec{H} \perp \vec{I}$  ( $\theta \approx 90^\circ$ ) – кривая 1 и  $\vec{H} \parallel \vec{I}$  ( $\theta \approx 0$ ) – кривая 2. Измерения проводились при  $I \approx 10$  мкА.

На рисунке 1.14 для направлений намагничивания  $\vec{H} \parallel \vec{z}$  и  $\vec{H} \parallel \vec{y}$  приведены зависимости сопротивления структуры от величины приложенного поля  $R(H)$ , используемые в (28). На рисунке 1.14 (а) показана зависимость  $R(H)$  при намагничивании по нормали к поверхности структуры ( $\theta \approx 90^\circ$ ,  $\vec{H} \parallel \vec{z}$ ,  $\vec{H} \perp \vec{I}$ ,  $I \approx 10$  мкА). Кривые 1 и 2 на рисунке 1.14 (б) отвечают зависимостям  $R(H)$  при намагничивании в плоскости  $(\vec{x}, \vec{y})$  структуры соответственно в направлении  $\vec{H} \parallel \vec{y} \perp \vec{I}$  ( $\theta \approx 90^\circ$ ) и  $\vec{H} \parallel \vec{x} \parallel \vec{I}$  ( $\theta \approx 0$  и  $180^\circ$ ). Видно, что наблюдается зависимость  $R_{\text{СХМС}}$  в интервале магнитных полей, отвечающих перемагничиванию плёнки YIG.

Приведенные на рисунках 1.13 и 1.14 результаты показывают наличие спин-Холл эффекта в исследованных структурах при инжектировании постоянного тока в плоскости структуры. При этом спин-зависимое рассеяние



приводит к появлению нормального к поверхности структуры спинового тока  $\vec{j}_s \parallel \vec{z}$ , который за счёт обратного спин-Холл эффекта даёт вклад в измеряемое магнитосопротивление.

Необходимо отметить, что микроструктуры YIG/n-InSb аналогичным образом тестировались на наличие спин-Холл эффекта. Однако он не был обнаружен. Это может быть связано как с малым значением угла Холла, так и с технологией изготовления структур. Во время изготовления пленки n-InSb структура нагревается до температур в 700-800°C, вследствие чего возможна диффузия атомов Y и Fe из приповерхностного слоя YIG в n-InSb, что может негативно влиять на состояние интерфейса.

## 1.6 Магниторезистивные исследования YIG/n-InSb

Для структур YIG/n-InSb были проведены исследования по магнитосопротивлению. Для этого была изготовлена структура YIG ( $d_{YIG} \approx 7$  мкм)/ n-InSb ( $d_{n-InSb} \approx 0.6$  мкм), геометрия поверхности показана на рисунке 1.15 (а). При проведении магниторезистивных измерений через контакты 1\_2 пропусклся постоянный ток  $I=10$  мкА, внешнее магнитное поле прикладывалось как в плоскости структуры перпендикулярно (1) и параллельно (2) току  $I$  (рисунке 1.15 (б)), так и перпендикулярно поверхности структуры (рисунке 1.15 (с)). Строились зависимости сопротивления  $R=U/I$  микрополосок n-InSb от  $H_0$  при  $T \approx 300$  К, где напряжение измерялось на контактах 3 и 4. При этом величина МС определяется как величиной намагниченности YIG, так и подвижностью и концентрацией электронов в n-InSb. Для исследуемой структуры для двух направлений поля  $H$  наблюдалось отрицательное МС, величина которого составляла около 1% (см. вставку на рисунке 1.15 (б)), где величина МС  $\delta=(R(H)-R(0))/R(0)$ . В то же время при направлении поля  $H$ , перпендикулярном к поверхности структуры наблюдалось положительное МС порядка 12%. Отметим, что для пленок YIG,

выращенных аналогичным образом на немагнитной подложке GGG, отрицательное МС не наблюдалось. Причины возникновения отрицательного МС в структурах YIG/n-InSb можно связать как с эффектом магнитной «близости», так и с диффузией магнитных ионов Fe и Y в пленку полупроводника в процессе термического отжига структуры. Данный эффект может быть важен с точки зрения генерации ЭДС в магнитных полях с различными значениями  $H$ .

Необходимо отметить, что аналогичные измерения проводились и для структур YIG/Pt, однако эффект отрицательного магнитосопротивления не был обнаружен.

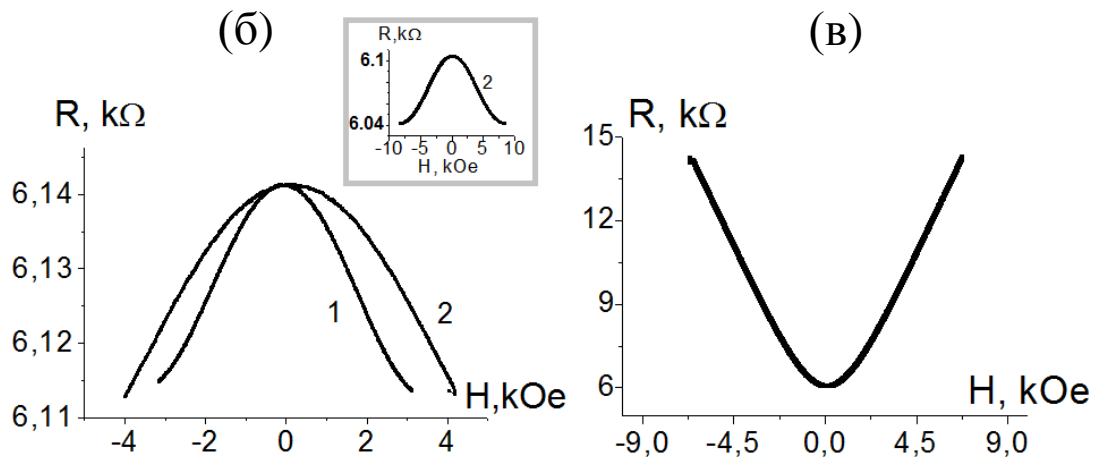
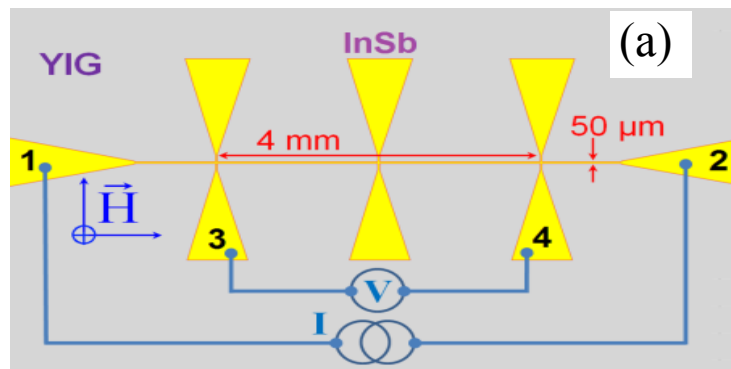


Рисунок 1.15 – **(а)** Изображение структуры YIG/n-InSb, где цифрами 1 и 2 обозначены контакты, через которые пропускался постоянный ток  $I$ , 3 и 4 – контакты для измерения напряжение  $U$ ; **(б)** и **(в)** результаты измерений  $R$  при поле  $\vec{H}$  направленном **(б)** в плоскости структуры перпендикулярно (1) и параллельно (2) направлению тока  $I$ ; **(в)** перпендикулярно плоскости структуры.

## 1.7 Выводы

1. Был разработан комплекс технологий магнетронного распыления, позитивной, негативной и взрывной фотолитографий и ионного травления, с помощью которого были изготовлены макеты линии задержки МСВ на основе микроструктуры YIG/Pt с интегрированными индукционными МА, которые обеспечивали возбуждение МСВ с волновыми числами  $k_{max} \approx 12000 \text{ см}^{-1}$  (с длиной волны  $\lambda$  до  $\approx 5.24 \text{ мкм}$ ). Последнее обстоятельство для целей диссертации играет существенную роль, т.к. в структурах на основе пленок YIG толщиной  $d_{YIG} \geq \frac{1}{2k_{max}} \approx 0.5 \text{ мкм}$  МА обеспечивают возбуждение ПМСВ на частотах  $f_0$  и  $f_s$ , отвечающих сингулярностям ван Хофа в плотности состояний СВ в спектре ПМСВ
2. Для структур YIG/Pt было показано наличие эффекта СХМС, величина которого составляла порядка 0.1 Ом при токе инжекции  $I=10 \text{ мкА}$  и значениях приложенного поля  $H_0 = -3000..3000 \text{ Э}$ , что типично для таких структур. Это доказывает наличие спин-орбитального взаимодействия на интерфейсе YIG/Pt.
3. Был разработан комплекс технологий термического распыления, позитивной, негативной и взрывной фотолитографий и ионного травления, с помощью которого обеспечивалось изготовление микроструктур из n-InSb пленки с значением подвижности электронов  $\mu_e \approx 20000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Обеспечение высоких значений  $\mu_e$  необходимо для эффективного увлечения электронов полями МСВ.
4. В структурах YIG/n-InSb обнаружен эффект отрицательного магнитосопротивления  $M_R \approx 1\%$ , который может быть связан с диффузией ионов Fe и Y из пленки YIG в n-InSb при отжиге.

## 2. Детектирование спиновых волн в микроструктурах YIG/Pt

Во второй главе приводятся результаты исследования детектирования спинового тока в структурах YIG/Pt при спиновой накачки бегущими спиновыми волнами. Рассматриваются эксперименты для двух типов накачки. В первом случае в качестве накачки выступают волны, характер дисперсии которых близок к случаю дипольных МСВ. Для этого использовались структуры на основе «толстых» пленок YIG ( $d_{YIG} > 8$  мкм). Во втором случае в качестве накачки выступали дипольно-обменные волны, что обеспечивалось в структурах на основе «тонких» пленок YIG ( $d_{YIG} < 4$  мкм).

Измерения АЧХ и генерируемой ЭДС проводились при поле подмагничивания  $H_0 \approx 939$  Э  $> 4\pi M_0/2$ , что исключает влияние 3М процессов, и мощности  $P_{in} \leq P_{th}^{4M} \sim -10$  дБм, что исключает также влияние 4М процессов. Влияние параметрической неустойчивости и определение значений порогов мощности 3М и 4М процессов обсуждено в главе 4.

### 2.1 Оценка влияния пленки платины на характеристики ПМСВ

Прежде чем обсудить эксперименты по детектированию спинового тока в структурах YIG/Pt обсудим влияние металлизации пленки YIG на дисперсию и потери ПМСВ. Такой шаг необходим, поскольку металлизация может существенно менять дисперсионные свойства, а значит и характер частотной зависимости плотности состояний в спектре магнонов.

Для такой оценки проведем сравнение амплитудно-частотных (АЧХ) и фазо-частотных (ФЧХ) характеристик макетов типа линии задержки на основе структур YIG/Pt и пленок YIG без металлизации. При этом будем опираться на значение параметра  $G$  характеризующего влияние электронов проводимости пленки платины на характеристики ПМСВ и определяемого выражением (20) в Главе 1. Выполненные оценки дают значение  $G \ll 1$ . Это соответствует случаю, когда пленка Pt влияет в основном на потери ПМСВ, а

дисперсионная зависимость ПМСВ  $k' = k'(f)$  ( $k' = \text{Re}k$ ) близка к случаю изолированных пленок YIG.

Кроме омических потерь пленка платины может вносить потери обусловленные электрон-магнонным рассеянием. Этот механизм обусловлен обменным взаимодействием на интерфейсе и применительно к бегущим МСВ в структурах YIG/Pt рассматривался в работах [162,163]. При этом влияние спиновой накачки на распространение ПМСВ учитывалось через граничные условия на закрепление поверхностных спинов на границе YIG/Pt и проявлялось в росте потерь ПМСВ. Было показано, что в структурах на основе пленок YIG с магнитной поверхностной анизотропией, характеризуемой константой  $K_s$ , связанный со спиновой накачкой параметр релаксации  $\Delta\alpha$  не зависит от толщины  $d_{YIG}$  пленки YIG, если выполняется условие [163]:

$$d_{YIG} \gg A/K_s, \quad (29)$$

где  $A = 3.85 \cdot 10^{-7}$  эрг/см – обменная жесткость в YIG. В этом случае для типичных структур YIG/Pt значения  $\Delta\alpha$  оказались того же порядка, что и магнитные  $\Delta\alpha \sim \alpha$  [161,162]. Отметим, что при типичных для YIG значениях  $K_s = 0.02 - 0.05$  эрг/см<sup>2</sup> [164,165] условие (29) выполняется для пленок YIG толщиной  $d_{YIG} \geq 0.5$  мкм.

Обратимся теперь к рисунку 2.1, где для структуры YIG/Pt с Pt микрополоской  $L_{Pr} \approx 430$  мкм и  $W_{Pr} \approx 110$  мкм и свободной пленки YIG приведены частотные зависимости модуля коэффициента прохождения  $T(f) = |S_{12}(f)|$ , коэффициента отражения  $S_{22}(f)$ , коэффициента преобразования  $K(f)$  падающей мощности  $P_{in}(f)$  в мощность ПМСВ  $P_{ПМСВ}(f)$  а также дисперсионные кривые  $k=k(f)$ , измеренные при  $H=939$  Э и  $P_{in} \approx -20$  дБм. На рисунке 2.1 (а) кривыми 1 и 2 показаны зависимости в структурах YIG/Pt и плёнке YIG, соответственно. Зависимости  $T(f)$ , показанные 1\* и 2\* на рисунке 2.1 (б), отражают результаты расчета потерь ПМСВ с помощью выражения:

$$T(f) = -8.68 \cdot k''(f) \cdot L \text{ (dB)}, \quad (30)$$

где значения  $k'' = k_m'' + k_{el}''$  рассчитывалась аналогично работе [161]. Кривая 3\* на рисунке 2.1 (б) отвечает расчету при учете как омических потерь, так и обусловленных спиновой накачкой. При этом в пространственном декременте  $k'' = \tilde{k}_m'' + k_{el}''$  потери в магнитной системе  $\tilde{k}_m''$  рассчитывались с учетом перенормировки параметра релаксации спиновых волн за счет спиновой накачки  $\tilde{\alpha} = \alpha + \Delta\alpha$  и считалось  $\Delta\alpha = \alpha = 3 \cdot 10^{-4}$ .

Из приведенных расчетов следует, пленка платины вносит в основном омические потери. Видно также из рисунка 2.1 (в), что дисперсионные свойства ПМСВ меняются слабо. Таким образом в рассматриваемых структурах можно пренебречь влиянием пленки платины на характер дисперсии МСВ и, следовательно, вид функции плотности состояний  $g(f)$  в спектре МСВ.

## **2.2 Детектирование дипольных ПМСВ в микроструктурах на основе «толстых» пленок YIG**

Эксперименты выполнялись с макетами типа линии задержки (ЛЗ) на ПМСВ на основе эпитаксиальных пленок YIG толщиной  $d_{YIG} \approx 14.6$  и  $8.8$  мкм (образцы № 1 и 2 из таблицы 1).

С использованием описанной в главе 1 методики измерений исследовались возбуждение и распространение ПМСВ и генерация ЭДС в образце №1 (таблица 1) на основе «толстой» пленки YIG. На рисунках 2.1 (а-е) представлены результаты измерений для структуры с микрополоской Pt с  $L_{Pt} \approx 430$  мкм и  $W_{Pt} \approx 110$  мкм, а также для структуры с аналогичным расстоянием между антеннами  $L_{MA} \approx 290$  мкм, но без Pt для сравнения.

На рисунке 2.1 (а) показаны АЧХ коэффициента передачи  $S_{12}$  при  $P_{in} = -20$  дБм для случаев без Pt (кривая 1) и с ней (кривая 2). Из рисунка видно близость кривых 1 и 2, что может быть связано со слабым влиянием Pt на параметр затухания  $k''$  ПМСВ. Рассчитанные для известных параметров пленки YIG (таблица 1) границы спектра ПМСВ  $f_0 = 4.449$  ГГц и  $f_S = 5.079$  ГГц

хорошо совпадают с границами зоны прохождения сигнала, наблюдавшейся в эксперименте и отождествляемой с распространением ПМСВ.

Кривая 3 получена для структуры с Pt сменой направления распространения сигнала на противоположное при фиксированном направлении поля подмагничивания. Сравнение кривых 2 и 3 указывает на сильное влияние эффекта невязности. Как известно [84], смена направления распространения ПМСВ приводит к смене поверхности ферритовой пленки, на которой амплитуда волны максимальна: кривая 2 отвечает случаю, когда ПМСВ «прижата» к поверхности с Pt и МА, а кривая 3 – к интерфейсу YIG/GGG. Поэтому наблюдавшаяся невязность может быть вызвана как тем, что МА хуже возбуждают и детектируют ПМСВ «прижатую» к границе YIG/GGG, так и дополнительными магнитными потерями, вызванными влиянием интерфейса YIG/GGG из-за взаимодиффузии ионов в процессе эпитаксии ферритовой пленки.

На рисунке 2.1 (в) показаны дисперсионные характеристики  $k(f)$  ПМСВ, полученные из ФЧХ для структур с Pt (кривая 4) и без нее (кривая 5), а также результаты расчета по формуле (8) (кривая 6). Можно отметить хорошее согласие эксперимента с теорией и близость данных для структур с Pt и без нее. Причем последнее согласуется с оценкой спин-электронной связи, проведенной в главе 1. Наибольшие волновые числа  $k \approx 1120 \text{ см}^{-1}$  регистрировались для структуры без Pt, в то время как для структуры с Pt микрополоской наблюдались  $k \approx 1010 \text{ см}^{-1}$ . Это говорит о том, что влияние Pt на параметр затухания существенно только в коротковолновой области спектра ПМСВ.

Было обнаружено, что частотная зависимость ЭДС (рисунок 2.1 (г)), генерируемой за счет распространения ПМСВ (при  $P_{in} = -10 \text{ дБм}$ ), характеризуется двумя пиками: длинноволновым  $U_1$  (вблизи границы  $f_0$ ) и коротковолновым  $U_2$  (вблизи границы  $f_s$ ), величина которых составляли 9 и 21 нВ. Это хорошо согласуется с результатом работы Дэймона и Эшбаха [85],



в которой показано, что функция плотности состояний  $g(f)$  в спектре ПМСВ имеет максимумы (сингулярности Ван Хова) на частотах  $f_0$  и  $f_S$ .

Необходимо отметить, что аналогичные измерения проводились и для других структур на основе образца № 1 с длиной микрополоски Pt  $L_{Pt} \approx 230$ , 630 и 830 мкм и шириной  $W_{Pt} \approx 110$  мкм, однако качественно результаты не отличались от вышеописанных. Увеличение значения поля подмагничивания  $H_0$  до  $\approx 1446$  Э приводило к смещению спектра ПМСВ вверх по частоте и увеличению ЭДС  $U$  на 5-10 %.

На рисунке 2.1 (г) показаны АЧХ коэффициента отражения  $S_{22}$  (кривая 7), полученная при  $P_{in} = -20$  дБм, и рассчитанная согласно (25) зависимость  $K(f)$  (кривая 8). Видно, что с увеличением частоты  $S_{22}$  уменьшается, достигая минимума  $\approx -4$  дБ вблизи  $f_S$ . Это говорит о том, что изготовленные МА на данной пленке YIG эффективно возбуждают практически во всей области спектра ПМСВ. Также видно, что на частотах  $f < f_0$  значения коэффициента отражения  $S_{22}$  принимают значения в диапазоне от -1 до -1.5 дБ, что можно связать с потерями СВЧ сигнала на медных МА и возбуждении ООМСВ. Из расчета зависимости  $K(f)$  видно, что вблизи границы  $f_S$  в пленку YIG уходит порядка 50% падающей мощности, в то время как на частотах вблизи  $f_0$  лишь 35%.

Рассчитанная согласно (23) характеристика  $S(f)$  достигает значений  $3.3 \times 10^{-4}$  и  $4.3 \times 10^{-4}$  В/Вт на частотах, отвечающих пикам  $U_1$  и  $U_2$ . Таким образом можно сделать вывод, что наибольшая эффективность детектирования спинового тока происходит на частотах, соответствующих сингулярностям Ван Хова в спектре ПМСВ.

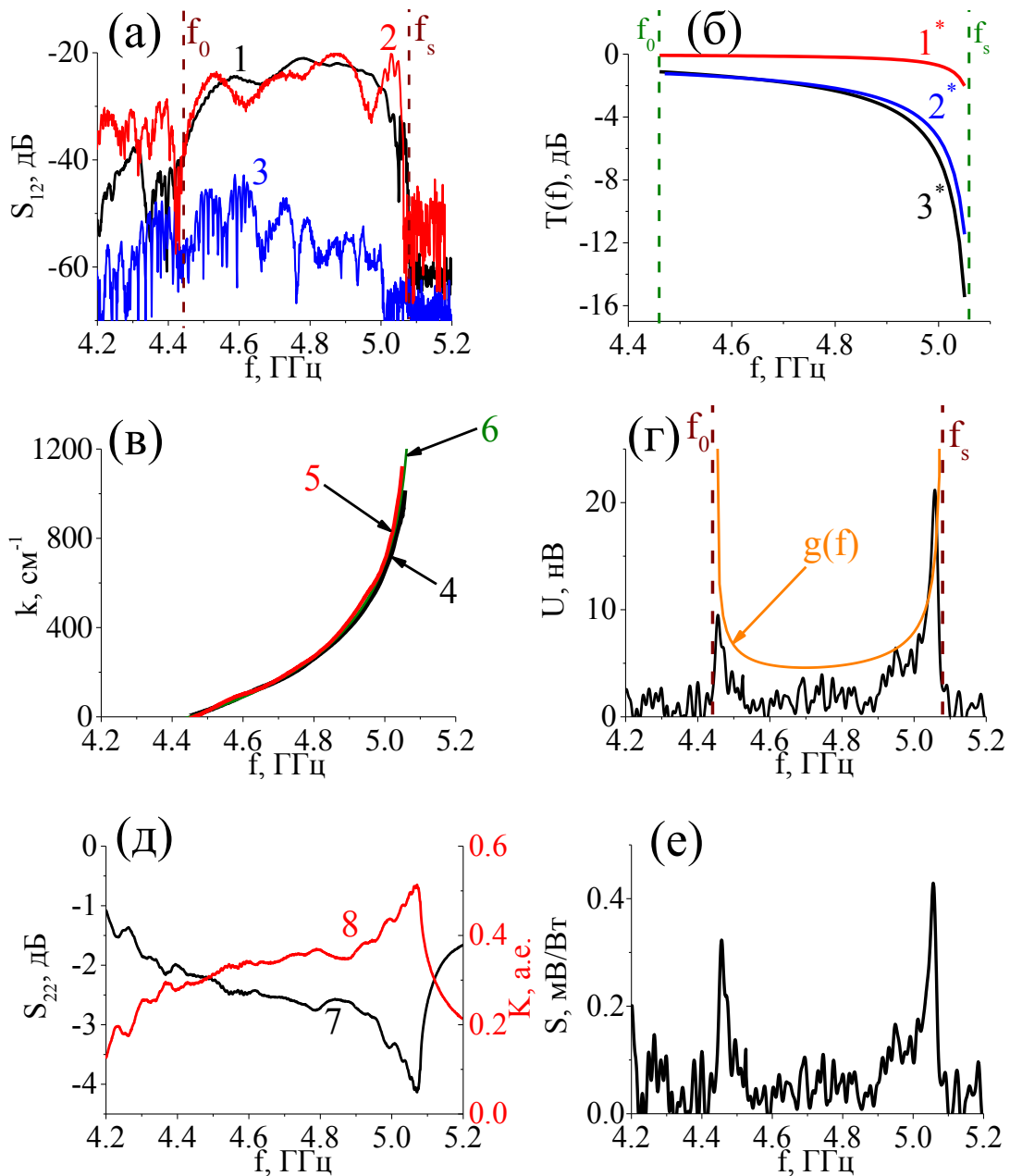


Рисунок 2.1 (а) АЧХ коэффициента передачи для структуры без Pt (1), а также для структуры с Pt для ПМСВ, «прижатой» к границе YIG/Pt (2) и YIG/GGG (3), измеренные при  $P_{in} = -20$  дБм; (б) кривые 1\*–3\* расчет потерь ПМСВ по формуле (30) при подстановке, соответственно, значений  $k'' = k_m''$ , рассчитанных для ПМСВ в пленке YIG с  $\Delta H = 0.5$  Э,  $k'' = k_m'' + k_{el}''$  в структуре YIG/Pt при учете только омических электронных потерь, и потерь в структуре YIG/Pt с учетом перенормировки параметра магнитных потерь за счет спин-электронного рассеяния на интерфейсе YIG/Pt; (в) экспериментальные дисперсионные характеристики для структур YIG/Pt (4) и YIG (5), а также рассчитанная из (8) дисперсионная характеристика ПМСВ (6); (г) частотные

зависимости генерируемой при  $P_{in} = -10$  дБм ЭДС  $U$  и плотности состояний в спектре ПМСВ  $g$ ; (д) частотные зависимости коэффициентов отражения  $S_{22}$  (кривая 7) и преобразования  $K$  (кривая 8), полученные для структуры YIG/Pt при  $P_{in} = -20$  дБм; (е) частотная зависимость чувствительности  $S$ ;

### **2.3 Детектирование дипольно-обменных ПМСВ в микроструктурах на основе «тонких» пленок YIG**

Эксперименты выполнялись с макетами типа ЛЗ на ПМСВ и ООМСВ на основе плёнок YIG толщиной  $d_{YIG} \approx 0.9$  и  $3.9$  мкм (образцы №3 и №4 таблица 1)

#### **2.3.1 Особенности распространения ПМСВ и генерации ЭДС на частотах дипольно-обменных резонансов**

В «тонких» пленках YIG ПМСВ могут взаимодействовать с толщинными обменными объемными модами пленки феррита, что в условиях фазового синхронизма приводит к формированию дипольно-обменных резонансов [146], с которыми связаны особенности в распространении ПМСВ и генерации ЭДС. Рассмотрим их на примере структуры с  $L_{Pt} \approx 220$  мкм и  $W_{Pt} \approx 200$  мкм на основе образца №4 (таблица 1).

На АЧХ коэффициента передачи (рисунок 2.2 (а)), измеренных при  $P_{in} = -20$  дБм, в зоне прохождения ПМСВ наблюдались провалы (отмечены «\*») величиной до  $\approx 15$  дБ вызванные дипольно-обменными резонансами. Эти провалы наблюдались как для структур без Pt (кривая 2), так и с ней (кривая 1), но в случае с Pt, были менее выражены. При смене направления распространения сигнала (кривая 3) наблюдался эффект невзаимности аналогичный предыдущему случаю. При этом осцилляции в прохождении обусловленные дипольно-обменными резонансами сохранялись.

Отметим, что длинноволновая и коротковолновые границы спектра ПМСВ, отмеченные на рисунке 2.2 (а) вертикальными пунктирными линиями

в рассматриваемой структуре заметно отличаются от оценок частот  $f_0 = 4.449$  ГГц и  $f_s = 5.079$  ГГц с помощью дисперсионного уравнения для ПМСВ (8). Полученные из экспериментальной АЧХ значения частот в данном случае составляют  $f_0 \approx 4.49$  ГГц и  $f_s \approx 5.17$  ГГц. Наблюдаемый «сдвиг» полосы частот существования ПМСВ следует отнести к влиянию полей магнитной анизотропии.

В данном случае влияние Pt на характеристику прохождения ПМСВ было более выражено, чем в предыдущем случае «толстой» пленки YIG – разница между кривыми 1 и 2 достигала 30 дБ. Это связано с электронными потерями, вносимые Pt и влиянием медных подводящих линий к ней. Отсутствие влияния медных контактов в предыдущем случае объясняется тем, что в пленках толщиной 14.6 мкм эффективно возбуждались ПМСВ с длиной волны  $\lambda \geq 60$  мкм, что существенно больше ширины медных контактов. В пленке 0.9 мкм удается возбуждать ПМСВ с длиной волны  $\lambda \approx 5.5$  мкм, которые оказываются меньше ширины медных контактов. В результате влияние омических потерь, вносимых медными контактами к платине, становится заметно для коротковолновой части спектра ПМСВ  $5.5 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 30 \text{ мкм}$ .

Результаты измерения дисперсионных зависимостей  $k=k(f)$  в структурах YIG/Pt (кривая 4) и пленке YIG (кривая 5) приведены на рисунке 2.2 (б). Можно видеть, что на частотах дипольно-обменных резонансов наблюдались аномальные участки дисперсии, один из которых показан на вставке к рисунку 2.2 (б). На этих участках групповая скорость ПМСВ существенно уменьшалась, что необходимо для формирования сингулярностей Ван Хофа. Также отметим близость кривых 4 и 5, что соответствует оценке спин-электронной связи, сделанной в главе 1. Наибольшие наблюдаемые значения волновых чисел составляли порядка  $1.2 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$ . При этом наблюдалось заметное расхождение экспериментальных дисперсионных характеристик с теоретической (кривая б), рассчитанной с помощью (8). Причем расхождение увеличивалось с ростом  $k$ . Возможно, это расхождение связано с не учитываемой анизотропией или с влиянием обменного взаимодействия.

Было обнаружено, что амплитуда генерируемой ЭДС (рисунок 2.2 (в)) осциллирует, достигая максимумов на частотах дипольно-обменных резонансов. Величина ЭДС на частотах дипольно-обменных резонансов в 5–7 раз превосходит значения на соседних с резонансами частотах.

При этом не прослеживалось какой-либо четкой зависимости между величиной пика в ЭДС и номером обменной моды  $N$  и соответственно волновым числом обменной моды  $k_N$  по толщине пленки по толщине пленки YIG, отвечающим этой моде, рассчитываемым как [147]:

$$k_{\text{обм}} = \frac{\pi N}{d}. \quad (31)$$

Из рисунка 2.2 (в) видно, что для  $N = 2, 3$  и  $4$  значения  $k_{\text{обм}}$  отличаются в 1.5 и 2 раза, в то время как амплитуда пиков ЭДС составляла 430...450 нВ.

Вне дипольно-обменных резонансов ЭДС сначала росла с увеличением частоты, затем при  $f > 4.7$  ГГц падала. Это отвечает эффективности возбуждения ПМСВ. Из рисунка 2.2 (г) видно, что наименьшие значения в зависимости  $S_{22}(f) \approx -5$  дБ и наибольшие значения в  $K(f) \approx 0.3$  наблюдались на частоте  $f \approx 4.65$  ГГц, что существенно меньше значения границы  $f_s$  и связано с тем, что медная микрополоска МА шириной  $\approx 4$  мкм не способна эффективно возбуждать весь спектр ПМСВ в пленке YIG толщиной 0.9 мкм.

На рисунке 2.2 (д) показана рассчитанная чувствительность  $S(f)$ . Наибольшее значение 0.034 В/Вт наблюдалось на частоте дипольно-обменного резонанса. На ближайших частотах значения  $S$  составляли порядка 0.006 В/Вт. Таким образом чувствительность детектирования спинового тока в структурах на основе «тонкой» пленки YIG оказалась больше на 2–3 порядка по сравнению с чувствительностью структур на основе «толстой» пленки YIG.

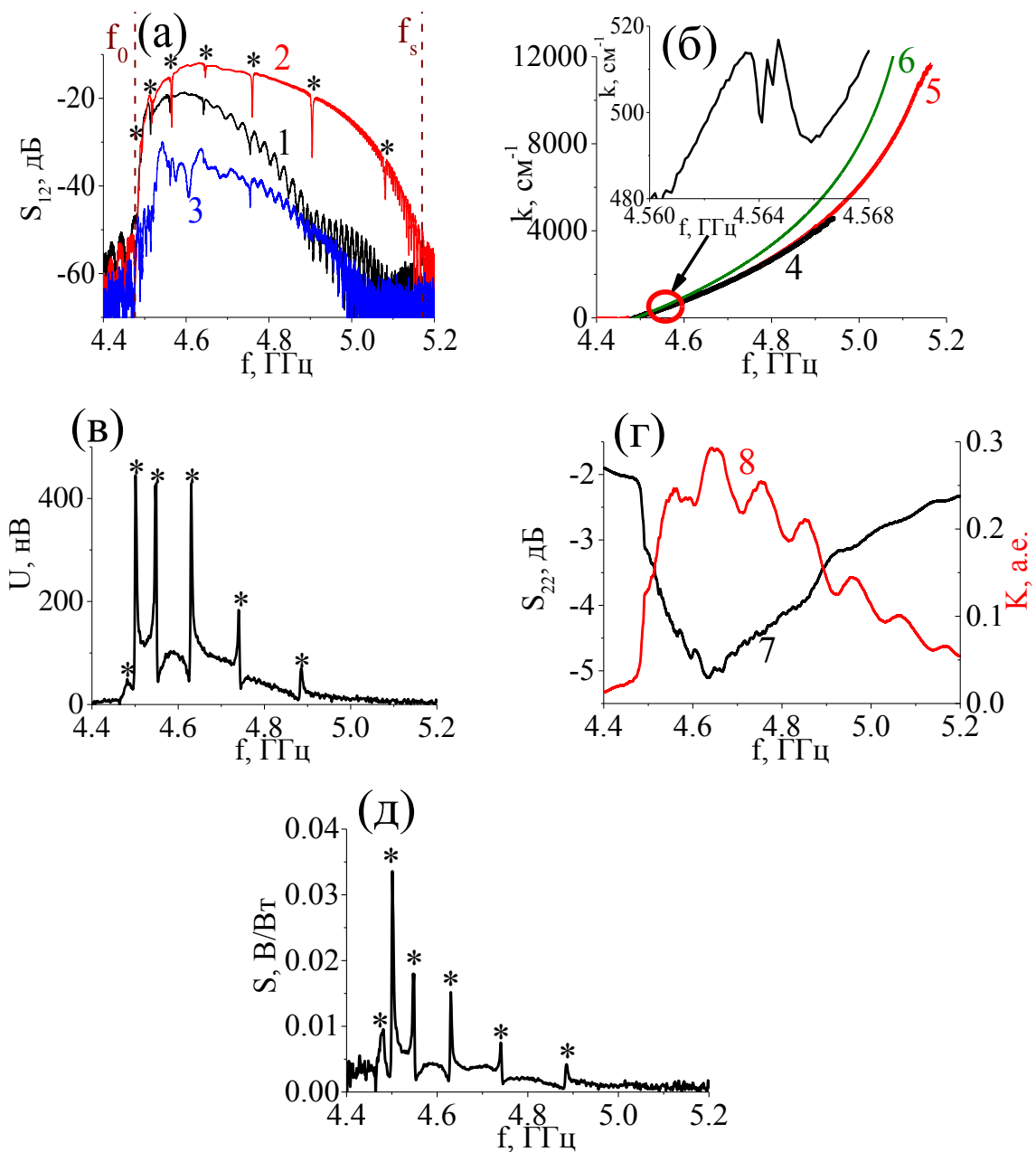


Рисунок 2.2 (а) АЧХ коэффициента передачи, измеренные при  $P_{in} = -20$  дБм для структур с Pt (1), без Pt (2) и для структуры с Pt, когда ПМСВ «прижата» к границе YIG/GGG (3); (б) экспериментальные дисперсионные характеристики для структур YIG/Pt (4) и YIG (5), а также рассчитанная из (8) дисперсионная характеристика ПМСВ (6); (в) частотная зависимость ЭДС  $U$ , измеренная при  $P_{in} = -10$  дБм; (г) частотная зависимость коэффициентов отражения  $S_{22}$  (8) и преобразования  $K(f)$  (9) полученные для структуры YIG/Pt при  $P_{in} = -20$  дБм; (д) частотная зависимость чувствительности  $S$

Отметим, что гибридизация дипольной ПМСВ и обменных мод должна приводить к уменьшению высокочастотной компоненты намагниченности на интерфейсе YIG/Pt из-за перераспределения запасенной в ПМСВ энергии между двумя колебательными системами. Это подтверждается результатами микромагнитного моделирования распределения амплитуды намагниченности волны в пленке YIG на частоте в окрестности дипольно-обменного резонанса (рисунок 2.3).

Микромагнитное моделирование проводилось в программном пакете OOMMF [148,149], в основе которого лежит решение методом Рунге-Кутты 4го порядка уравнения Ландау-Лифшица (7) с учетом затухания, и который позволяет описывать эволюцию во времени намагниченности в различных точках образца с учетом дипольного и обменного взаимодействий. Параметры ферритового волновода в расчетах соответствовали эксперименту.

Для расчета АЧХ коэффициента передачи для ПМСВ, помимо статического поля подмагничивания  $H_0$  однородного по всему образцу, в некоей области шириной 1 мкм задавалось дополнительное магнитное поле, меняющееся во времени по следующей формуле:

$$h_{in} = B \frac{\sin(2\pi f_c(t-t_{off}))}{2\pi f_c(t-t_{off})},$$

где  $B = 100$  А/м – амплитуда сигнала,  $f_c = 5$  ГГц – частота среза,  $t$  – время,  $t_{off} = 50$  нс – смещение по времени. Тем самым моделировалось возбуждение ПМСВ входной антенной. Такая форма возбуждения была выбрана, поскольку она обеспечивает однородный спектр возбуждения в диапазоне от нуля до  $f_c = 5$  ГГц. На расстоянии 350 мкм от входной антенны для области шириной 1 мкм с шагом по времени 25 пс в течение 1 мкс записывалось внутреннее магнитное поле  $h_{out}$ , тем самым моделируя работу выходной антенны. Далее от временной реализации сигналов на входе  $h_{in}(t)$  и на выходе  $h_{out}(t)$  брались Фурье-преобразования –  $FFT[h_{in}(t)]$  и  $FFT[h_{out}(t)]$ , соответственно. Таким образом, получалась частотная зависимость амплитуды входного и выходного

сигналов. Далее частотная зависимость коэффициента передачи рассчитывалась из формулы:

$$S_{12} = 20 \lg \left( \frac{\text{FFT}[h_{out}(t)]}{\text{FFT}[h_{in}(t)]} \right).$$

При этом шаг по времени определяет максимальные частоты АЧХ, а длительность временной реализации – шаг по частоте в ней.

В полученной таким образом АЧХ коэффициента передачи на частотах дипольно-обменных резонансов наблюдались пики затухания аналогично тому, как это было в эксперименте. Результаты расчета для окрестности одного из дипольно-обменных резонансов продемонстрированы на рисунке 2.3 кривой 1.

Для определения распределения амплитуды высокочастотной намагниченности на различных частотах были выполнены расчеты, в которых возбуждающее поле задавалось в виде гармонического сигнала  $h_{in} = B \cdot \sin(2\pi f)$ , и записывалось распределение высокочастотных компонент намагниченности по всему образцу в некий момент времени. На вставках к рисунку 2.3 показаны полученные таким образом распределения высокочастотной намагниченности в плоскости xz (x – направление распространения волны, z – нормаль к плоскости пленки YIG) в некоторой фиксированной области вдали от входной антенны для различных частот. Красным, синим и белым цветом обозначены участки, соответствующие «положительной», «отрицательной» и «нулевой» фазе, соответственно.



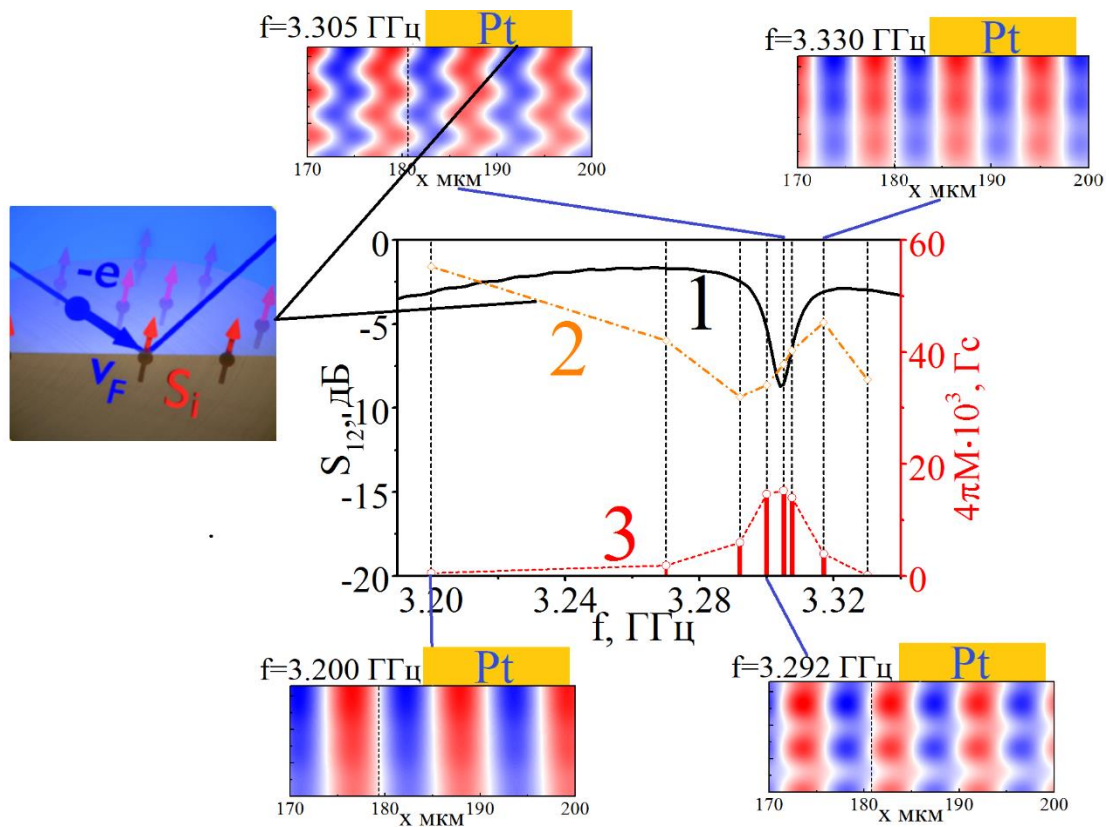


Рисунок 2.3 Результат микромагнитного моделирования АЧХ (кривая 1) и амплитуды намагниченности вблизи границы YIG/Pt (кривая 2) и объемной компоненты, отвечающей толщинной моде (кривая 3). На вставках результаты расчета распределения намагниченности по толщине и длине пленки YIG амплитуды намагниченности ПМСВ для различных частот в окрестности частоты дипольно- обменного резонанса.

Из полученных распределений определялись амплитуда высокочастотной намагниченности на поверхности пленки YIG (кривая 2 на рисунке 2.3) и компонента высокочастотной намагниченности, связанная с возбуждением обменной моды (кривая 3 на рисунке 2.3). Последняя определялась как амплитуда осциллирующей части в распределении высокочастотной намагниченности по толщине. Видно, что с приближением к дипольно-обменному резонансу амплитуда намагниченности обменной моды увеличивается, в то время как намагниченность на поверхности снижается, что с точки зрения электрон-магнонного рассеяния должно приводить к

уменьшению величины сигнала генерируемой ЭДС, но в эксперименте этого не происходит. Таким образом, наблюдаемое в эксперименте увеличение сигнала ЭДС на частотах дипольно-обменных резонансов следует связывать с увеличением плотности состояний магнонов за счет сингулярностей Ван Хофа.

### 2.3.2 Влияние резонансного взаимодействия ПМСВ с упругими модами структуры Pt/YIG/GGG на генерацию ЭДС в структурах YIG/Pt

В АЧХ прохождения ПМСВ и генерируемой ЭДС наблюдались эквидистантные осцилляции с шагом по частоте  $\approx 4$  МГц, на которых уменьшение значений  $S_{12}$  и  $U$  составляло  $\approx 0.1$  дБ и  $\approx 30$  нВ (рисунок 2.4 (а), (в)), соответственно. При изменении значения поля подмагничивания положение частот осцилляций сохранялось. Отмеченный характер осцилляций и их поведение с полем  $H$  являются типичными для «быстрых» магнитоупругих волн (МУВ) [150]. Такие «быстрые» МУВ формируются в результате резонансного взаимодействия ПМСВ со сдвиговыми акустическими модами, распространяющимися по толщине всего образца Pt/YIG/GGG. Расчет интервала частот между резонансами с номерами  $Z$  и  $Z+1$  [150]:

$$F_{N,N+1} \approx V_T/2D \approx 3.9 \text{ МГц}, \quad (32)$$

где  $V_T \approx 3.57 \times 10^5$  см/с – скорость поперечного звука в GGG [150], а  $D = d_{\text{YIG}} + d_{\text{Pt}} + d_{\text{GGG}} \approx 460$  мкм – толщина структуры Pt/YIG/GGG, хорошо согласовывалось со значением из эксперимента  $\approx 4$  МГц.

В то же время на дисперсионной зависимости (рисунок 2.4 (г)) [151] наблюдались аномальные участки, аналогичные случаю дипольно-обменных резонансов, а потому, казалось бы, должно способствовать росту плотности состояний в спектре СВ за счет сингулярностей Ван Хофа, как и для дипольно-обменных резонансов. Однако в рассматриваемом эффекте имеет место

резонанс собственных возбуждений магнитной и упругой подсистем пленки YIG и подложки GGG. Часть энергии запасается в подложке и не участвует в электрон-магнонном рассеянии на интерфейсе YIG/Pt, а потому электронная подсистема платины ее «не отслеживает».

Следует отметить, что в случае, когда частоты магнитоупругих резонансов оказывались в полосе частот дипольно-обменных резонансов наблюдалось более существенное уменьшение значений  $S_{12}$  и  $U$  на величину до  $\approx 0.6$  дБ и  $\approx 0.6$  мкВ, соответственно (рисунок 2.4 (б)). Что следует связать с ростом эффективности магнитоупругого взаимодействия обменной и акустических волн, распространяющихся по нормали к поверхности пленки YIG.

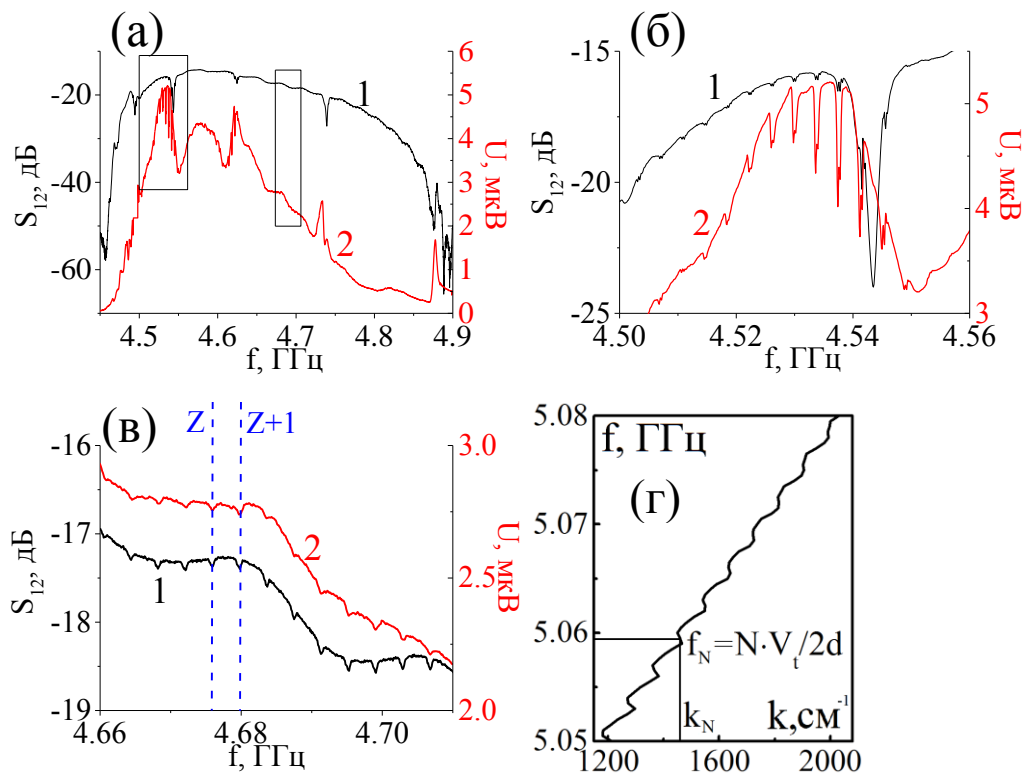


Рисунок 2.4 Частотные зависимости коэффициента передачи  $S_{12}$  (1) и ЭДС  $U$  (2) (а); на (б) и (в) показаны участки на частоте дипольно-обменного резонанса и вне ее, обозначенные прямоугольниками на рисунке (а); (г) дисперсионная зависимость ПМСВ с магнитоупругими резонансами [151]

### 2.3.3 Измерение пространственного декремента ПМСВ в структуре YIG/Pt, сопоставление с расчетом

Теперь оценим величины электронной  $k_{el}''(f)$  и магнитной  $k_m''(f)$  составляющих в пространственный декремент ПМСВ  $k''(f)$ . Отметим, что в рамках известного подхода [118], оценка проводимости интерфейса YIG-Pt по отношению к спиновому току проводится на основе разницы в затухании СВ в пленке YIG и структуре YIG/Pt, см. выражение (15) в главе 1. При этом исходят из предположения, что вносимые платиной потери связаны с электрон-магнонным рассеянием. Представляется очевидным, что в рамках такого подхода в структурах YIG/Pt генерация ЭДС должна коррелировать с величиной электронных потерь ПМСВ.

Для расчета  $k_{el}''$  сопоставим АЧХ коэффициентов передачи для макетов ЛЗ на основе пленки YIG и структуры YIG/Pt, но без медных контактов для исключения их влияния. Расчет экспериментальных кривых  $k''(f)$  проводился на основе вычитаний кривых на рисунке 2.5 (а) и (б) согласно формуле:

$$k'' = -\frac{dS}{8.68\Delta L}, \quad (33)$$

где  $dS$  – изменение коэффициента передачи ПМСВ на некоторой частоте  $f$  в структуре на длине  $\Delta L$ , определяемая так как показано на рисунке 2.5 (а). Поскольку к изменениям  $dS$  могут приводить не только электронные потери но и разница в эффективности возбуждения ПМСВ в пленках YIG и структурах YIG/Pt, проводилось сравнение коэффициентов преобразования падающей мощности в ПМСВ для структур. На рисунке 2.5 (д) и 2.5 (е) приведены результаты измерения коэффициентов  $K(f)$ . Можно видеть, что различие в эффективности преобразования не превышает 30%, что сопоставимо с ошибкой измерений. Поэтому влиянием изменений  $K(f)$ , вызванных нанесением пленки Pt, здесь пренебрежем.

На рисунке 2.3 (в) кривой 1 показаны результаты расчета электронной составляющей пространственного декремента  $k_{el}''(f)$ . Кривые 2 и 3 на рисунке

2.3 (в) отвечают результатам расчета электронных потерь в рассматриваемой структуре выполненных с помощью выражения (21). Пустые участки на полученной экспериментальной кривой (1) на рисунке 2.3 в связаны с невозможностью расчета  $k''(f)$  на частотах дипольно-обменных резонансов и для случаев, когда уровень  $S_{12}$  сигнала ПМСВ был сопоставим с уровнем наводки. Видно, что на частотах  $f \approx 4.6..4.8$  ГГц полученные экспериментальные значения расходятся с теоретическим расчетом (21) в  $\approx 2$  раза, с дальнейшим увеличением  $f$  разница уменьшается.

Для расчета магнитных потерь  $k_{mag}''$  аналогично сопоставлялись АЧХ коэффициента передачи для структур без Pt микрополоски с различным расстоянием между МА (рисунок 2.5 (б)). На рисунке 2.5 (г) приведен один из полученных результатов. Видно, что экспериментальный результат (кривая 3) хорошо сопоставим с теоретическим расчетом (кривая 4), выполненный так, как описано в работе [161]:

$$k_m'' = \gamma \Delta H \frac{4f_s}{2\pi h f_M} e^{2kd_{YIG}}, \quad (34)$$

где  $\Delta H$  – ширина линии ФМР.

Таким образом, экспериментальные значения пространственного декремента  $k''$  составляют  $\approx 35-90$  см<sup>-1</sup> на частотах  $\approx 4.6-5.1$  ГГц. Корреляцию зависимостей  $U(f)$  (рисунок 2.2 (в)) и электронных потерь установить не удалось.

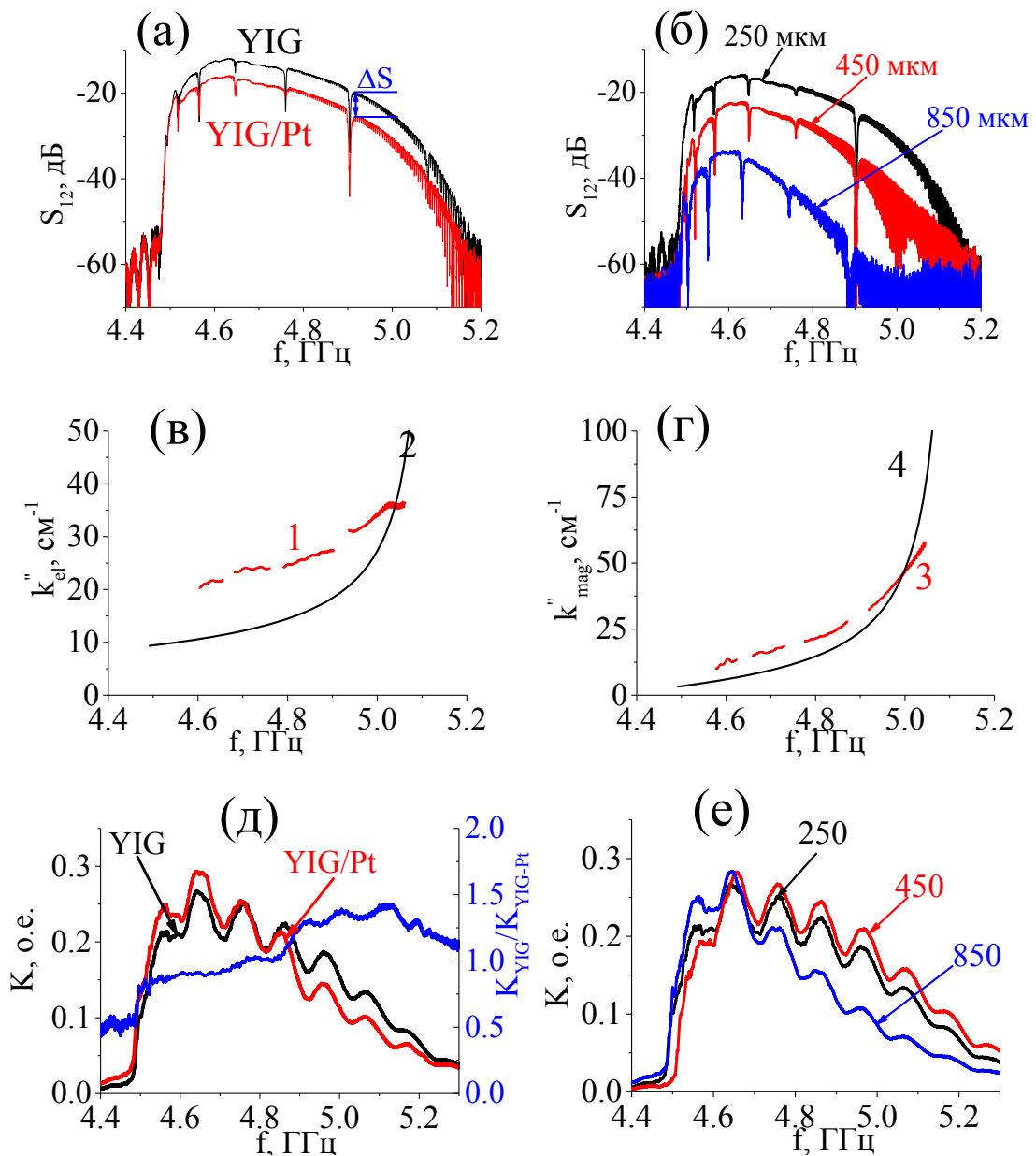


Рисунок 2.5 (а) АЧХ коэффициента передачи для структур YIG/Pt и YIG с  $L_{MA} = 250$  мкм; (б) сопоставление АЧХ коэффициента передачи для структур без Pt с несколькими значениями  $L_{MA}$  (указаны на рисунке); экспериментальные (1,3) и теоретические (2,4) расчеты электронных (в) и магнитных (г) потерь  $k''$ ; (д) и (е) частотные зависимости  $K(f)$ , которая показывает эффективность возбуждения ПМСВ.

## 2.4 Детектирование ООМСВ в структуре YIG/Pt

При проведении исследования эффектов распространения ООМСВ и генерации ими ЭДС образец YIG/Pt поворачивался на 90 градусов по часовой стрелке таким образом, чтобы СВЧ зонды подключались к тем же МА, что и в случае с ПМСВ. Это было необходимо для сохранения положений возбуждающих МА и полярности подключаемых контактов для измерения ЭДС. Внешнее поле  $H_0 \approx 939$  Э было направлено касательно поверхности и перпендикулярно возбуждающим медным микрополоскам, что отвечало геометрии возбуждения ООМСВ. Отметим, что для ООМСВ максимум плотности состояний достигается вблизи длинноволновой границы [85].

На рисунках 2.8 (а) и (б) показаны частотные зависимости АЧХ коэффициента передачи и экспериментальные дисперсионные характеристики ООМСВ для структур YIG и YIG/Pt с  $L_{Pt} = 220$  мкм на основе образца №4, измеренные при  $P_{in} = -20$  дБм. Наблюдаемые меньшие значения в характеристиках  $k(f)$  и  $S_{12}(f)$  для структуры YIG/Pt по сравнению со значениями для структуры YIG обусловлены электронными потерями, вносимые платиной и медными контактами. Отметим отсутствие заметного влияния Pt на дисперсию ООМСВ, что соответствует оценке спин-электронной связи (20), проведенной в главе 1.

На рисунке 2.8 (в) показана частотная зависимость ЭДС, измеренная при  $P_{in} = -10$  дБм. Зависимость  $U(f)$  характеризуется одним пиком  $\approx 20$  нВ вблизи длинноволновой границы  $f_0$ . Это согласуется с характером частотной зависимости плотности состояний  $g(f)$  в спектре ООМСВ [85].

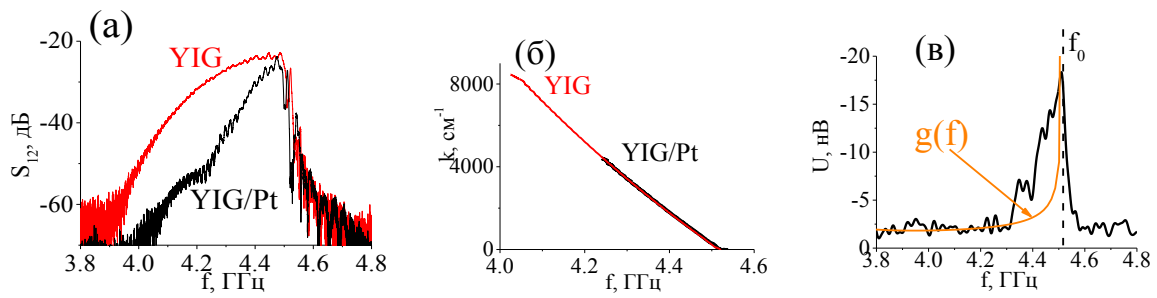


Рисунок 2.8 **(а)** частотные зависимости  $S_{12}$ , измеренные при  $P_{in} = -20$  дБм для структур YIG и YIG/Pt; **(б)** экспериментальные дисперсионные характеристики для структур YIG/Pt (1) и YIG (2); **(в)** частотная зависимость генерируемой ЭДС  $U$ , измеренная при  $P_{in} = -10$  дБм для структуры YIG/Pt.

В отличие от случая ПМСВ в геометрии ООМСВ в структурах YIG/Pt образца №3 (таблица 1) величина генерируемой ЭДС существенно определялась типом подсоединения медных контактов 3 и 4 (см. рисунок 2.9). В случае, когда контакты изготавливались по всей ширине микрополоски Pt (рисунок 2.9 (а), (г)) величина  $U$  оказалась в  $\approx 40$  раз меньше по сравнению со случаем, когда медные контакты только «касались» платины (рисунок 2.9 (б), (д)) при одном и том же уровне  $P_{in} = -5$  дБм. Это связано с тем, что генерируемый электрический ток за счет ОСЭХ течет в пленке Pt в направлении, перпендикулярном направлению внешнего магнитного поля, и сплошные медные контакты 3 и 4 шунтируют генерируемую ЭДС.



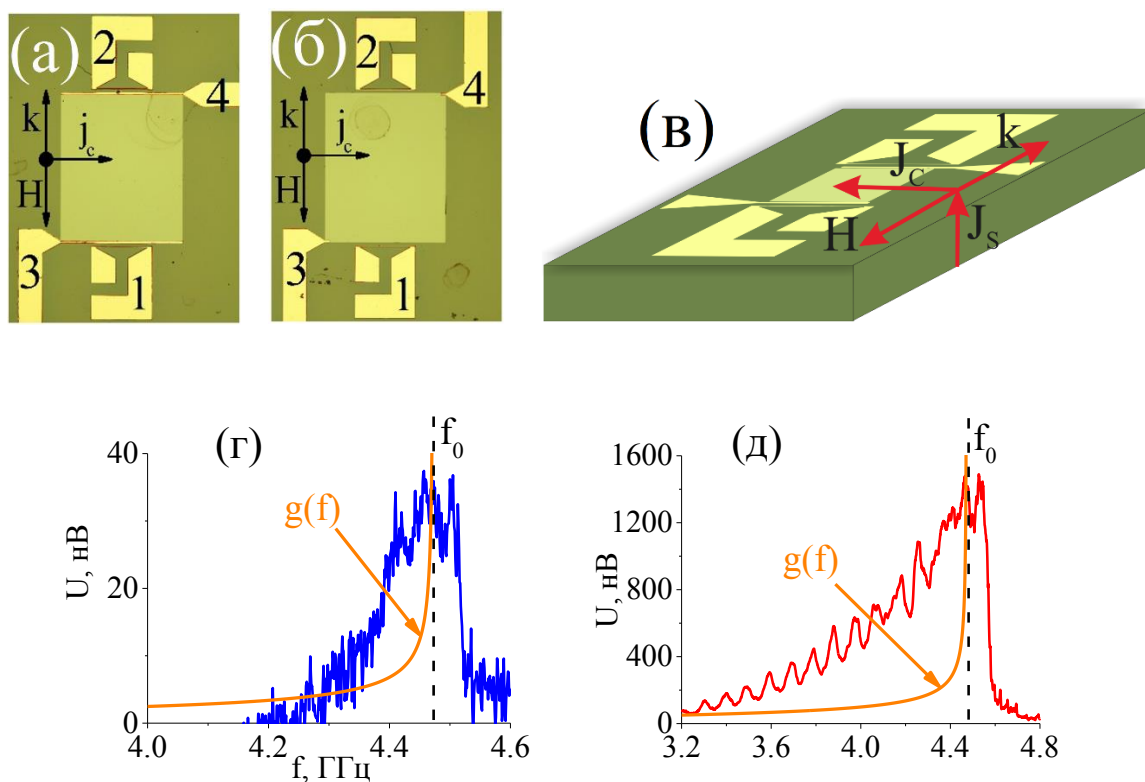


Рисунок 2.9 Исследуемые структуры со сплошными (а) и частично касающимися (б) медными контактами для измерения ЭДС к микрополоске Pt; (в) направления волновых чисел ООМСВ, спинового тока  $j_s$ , поля  $H$  и генерируемого электрического тока; частотные зависимости ЭДС, генерируемой за счет распространения ООМСВ в структурах со сплошными (г) и частично касающимися (д) медными контактами.

### 2.5 Влияние эффекта невзаимности распространения ПМСВ и направления магнитного поля на детектирование спинового тока в микроструктурах YIG/Pt

Исследование влияния направления магнитного поля на знак генерируемой ЭДС используется в качестве одного из тестов на предмет соответствия механизму ОСЭХ. При этом знак ЭДС не должен зависеть от направления распространения (или направления волнового вектора) МСВ. При этом, однако, из-за эффекта невзаимности, величина ЭДС в случае ПМСВ должна меняться при смене направления распространения.

На рисунках 2.10 показаны частотные зависимости ЭДС, измеренные при  $P_{in} = -10$  дБм для четырех случаев распространения ПМСВ (а) и ООМСВ (в), показанных рисунку 2.10 (б): 1 – возбуждение МСВ за счет антенны 2 при направлении поля подмагничивания  $H^+$ , 2 – возбуждение МСВ за счет антенны 2 при направлении поля подмагничивания  $H^-$ , 3 – возбуждении МСВ за счет антенны 1 при  $H^-$  и 4 – возбуждение МСВ за счет антенны 1 при  $H^+$ . При этом для случаев 1 и 3 ПМСВ распространяется вдоль границы YIG/Pt, для случаев 2 и 4 вдоль границы YIG/GGG. Будем считать, что направление  $H^+$  соответствует направлению внешнего магнитного поля, указанному на рисунке 1.6 (а), в то время как  $H^-$  является противоположным.

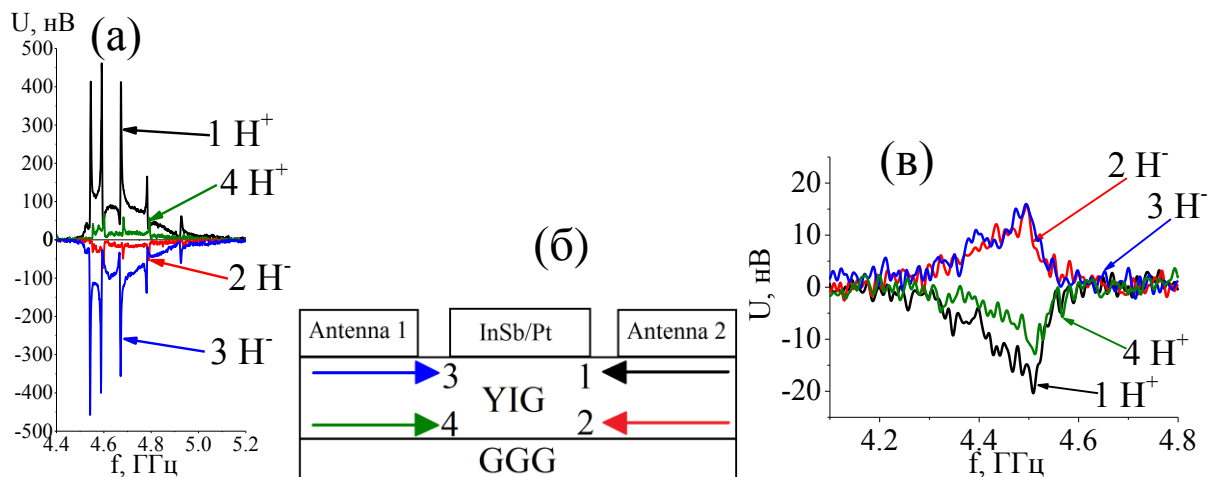


Рисунок 2.10 Частотные зависимости ЭДС, измеренные при  $P_{in} = -10$  дБм для четырех случаев распространения ПМСВ (а) и ООМСВ (в), показанных на рисунке (б).

Из рисунков 2.10 (а) и (в) видно, что знак генерируемой ЭДС зависит только от направления внешнего магнитного поля  $H_0$ , но не от направления распространения МСВ. Это указывает на то, что основным механизмом преобразования спинового тока в электрический в структурах YIG/Pt является ОСЭХ. При этом при сравнении кривых 1..3 и 2..4 (рисунок 2.10 (а)) видно, что смена границы, к которой «прижата» ПМСВ, существенно (в  $\approx 10$  раз)

уменьшает амплитуду сигнала  $U$ . Это говорит о том, что ПМСВ, распространяющаяся вдоль границы YIG/GGG, детектируется хуже.

В отличие от случая ПМСВ, распространение ООМСВ является «взаимным». Поэтому при смене направления распространения ООМСВ наблюдались близкие значения  $U$  генерируемых ЭДС (рисунок 2.10 (в)). Отметим, что смена типа распространяющейся МСВ с поверхностной на обратную объемную при идентичных подключениях вольтметра и СВЧ зондов к МА приводила к смене знака ЭДС во всех случаях измерений.

## 2.6 Выводы

1. Интеграция индукционных МА с шириной 8 и 4 мкм и микрополосок Pt длиной 220–820 мкм и шириной 40–200 мкм на поверхности пленок YIG позволяет наблюдать и детектировать ПМСВ и ООМСВ с  $k$  до значений  $\approx 12000 \text{ см}^{-1}$ .
2. В микроструктурах на основе «толстых» пленок YIG возбуждение ПМСВ приводило к генерации ЭДС, характеризующейся длинноволновым ( $U_1$ ) и коротковолновым ( $U_2$ ) пиками, что отвечает распределению плотности состояний магнонов в спектре ПМСВ. Чувствительность  $S$  таких структур достигала значение  $4 \cdot 10^{-4} \text{ В/Вт}$ .
3. В микроструктурах на основе «тонких» пленок YIG возбуждение ПМСВ приводило к генерации ЭДС практически на всем частотном диапазоне, на котором эффективно возбуждается ПМСВ. Чувствительность детектирования МСВ  $S$  в таких структурах достигала значений  $3.5\text{--}4 \times 10^{-2} \text{ В/Вт}$ .
4. Показано, что для структур YIG/Pt характерным является увеличение ЭДС, генерируемой ПМСВ на частотах дипольно-обменных резонансов. При этом рост сигнала ЭДС связан с усилением генерируемого из YIG в Pt спинового тока за счет роста плотности состояний СВ в спектре пленки YIG.
5. Обнаружено, что резонансное взаимодействие ПМСВ с упругими модами в структуре Pt/YIG/GGG приводит к уменьшению ЭДС генерируемой за счет ПМСВ. Это объясняется перекачкой части энергии из спиновой подсистемы в акустическую.
6. Установлено, что знак генерируемой ЭДС в структурах YIG/Pt в геометриях ПМСВ и ООМСВ зависит только от направления внешнего поля  $H_0$ , но не от направления волнового вектора, что соответствует механизму ОСЭХ.

### 3. Детектирование спиновых волн в микроструктурах YIG/n-InSb

В третьей главе исследуется распространение СВ в структурах YIG/n-InSb на основе “толстых” и “тонких” пленок YIG. Измерения АЧХ и генерируемой ЭДС проводились при поле подмагничивания  $H_0 \approx 939 \text{ Э} > 4\pi M_0/2$ , что исключало влияние 3М процессов. При этом уровень падающей мощности  $P_{in}$  выбирался ниже порога 4М параметрической неустойчивости  $P_{in} \leq P_{4M}^{th} \sim -10$  дБм.

#### 3.1 Детектирование дипольных ПМСВ в микроструктурах на основе «толстых» пленок YIG

С использованием описанной в главе 1 методики измерений исследовались возбуждение и распространение ПМСВ и генерация ЭДС в образце №5 (таблица 2), на основе пленки YIG толщиной  $d \approx 9$  мкм. На рисунках 3.1 (а-е) представлены результаты измерений для структуры с n-InSb микрополоской  $L_{n-InSb} \approx 430$  мкм и шириной  $W_{n-InSb} \approx 110$  мкм, а также для структуры с аналогичным расстоянием между МА  $L_{MA} \approx 490$  мкм, но без полупроводника. Полоса частот, в которой наблюдается распространение ПМСВ на рисунке 3.1 совпадает с теоретическими оценками длинноволновой  $f_0 = 4.449$  ГГц и коротковолновой  $f_s = 5.079$  ГГц спектра ПМСВ при параметрах эксперимента.

На рисунке 3.1 (а) показаны АЧХ коэффициента передачи  $S_{12}$  сигнала ПМСВ при  $P_{in} = -20$  дБм для пленки YIG (кривая 1) и структуры YIG/n-InSb (кривая 2). Из сравнения кривых 1 и 2 видно, что потери ПМСВ в структуре YIG/n-InSb выше, чем в свободной пленке YIG. Вносимые пленкой n-InSb электронные потери ПМСВ зависят от частоты. В длинноволновой части спектра электронные потери составляют 1-2 дБ и возрастают до значений 10 дБ вблизи коротковолновой границы ПМСВ  $f_s$ . В целом такое поведение электронных потерь соответствует известным результатам [45].

Кривая 3 получена для структуры YIG/n-InSb сменой направления распространения, что достигалось за счет смены возбуждающего преобразователя при том же направлении поля подмагничивания. Как и в случае структуры с Pt образца №1 (таблица 1), существенное отличие в значениях  $S_{12}$  кривых 2 и 3 указывает на эффект невзаимности распространяющихся ПМСВ, прижатых к поверхности с n-InSb и интерфейсу YIG/GGG, соответственно.

На рисунке 3.1 (б) показаны дисперсионные характеристики  $k(f)$  ПМСВ в структуре YIG/n-InSb (кривая 4) и пленке YIG (кривая 5), рассчитанные с помощью (22) при подстановке результатов измерения набега фазы в макетах  $S_{12}^{ph}$ . Здесь же кривой 6 показана дисперсионная кривая ПМСВ, рассчитанная с помощью закона дисперсии ПМСВ в изолированной пленке YIG (8) при параметрах эксперимента. Можно видеть, что дисперсионная кривая ПМСВ в структуре YIG/n-InSb в целом соответствует закону дисперсии ПМСВ в пленке YIG. Однако из-за вносимых пленкой n-InSb потерь, измеренные значения волновых чисел в структуре YIG/n-InSb не превышают значений  $k \approx 1450 \text{ см}^{-1}$ , тогда как в свободной пленке YIG максимальные значения составляют  $k \approx 1800 \text{ см}^{-1}$ .

В целом, результаты измерения АЧХ и закона дисперсии ПМСВ в структуре YIG/n-InSb соответствуют оценкам параметра спин-электронной связи  $G \ll 1$ , проведенной согласно (20), когда пленка полупроводника главным образом влияет на потери ПМСВ, тогда как закон дисперсии соответствует случаю свободной пленки.

Частотная зависимость ЭДС, генерируемой за счет распространения ПМСВ при  $P_{in} = -10$  дБм, показана на рисунке 3.1 (в). Можно видеть, что зависимость  $U(f)$  характеризуется лишь одним пиком вблизи коротковолновой границы, величина которого составляет  $\approx 150$  нВ. При этом наблюдается близкий к монотонному рост значений  $U$ , пропорциональный волновому числу ПМСВ. В структурах с пленкой с n-InSb с другими значениями длины микрополоски полупроводника  $L_{n-InSb} \approx 230, 630$  и  $830$  мкм и шириной  $W_n$

$l_{nSb} \approx 110$  мкм наблюдался аналогичный характер зависимости  $U(f)$ . При этом величина ЭДС росла вместе с  $L_{n-InSb}$  и в структуре с  $L_{n-InSb} \approx 830$  мкм достигала значений  $U \approx 230$  нВ (рисунок 3.1 (е)).

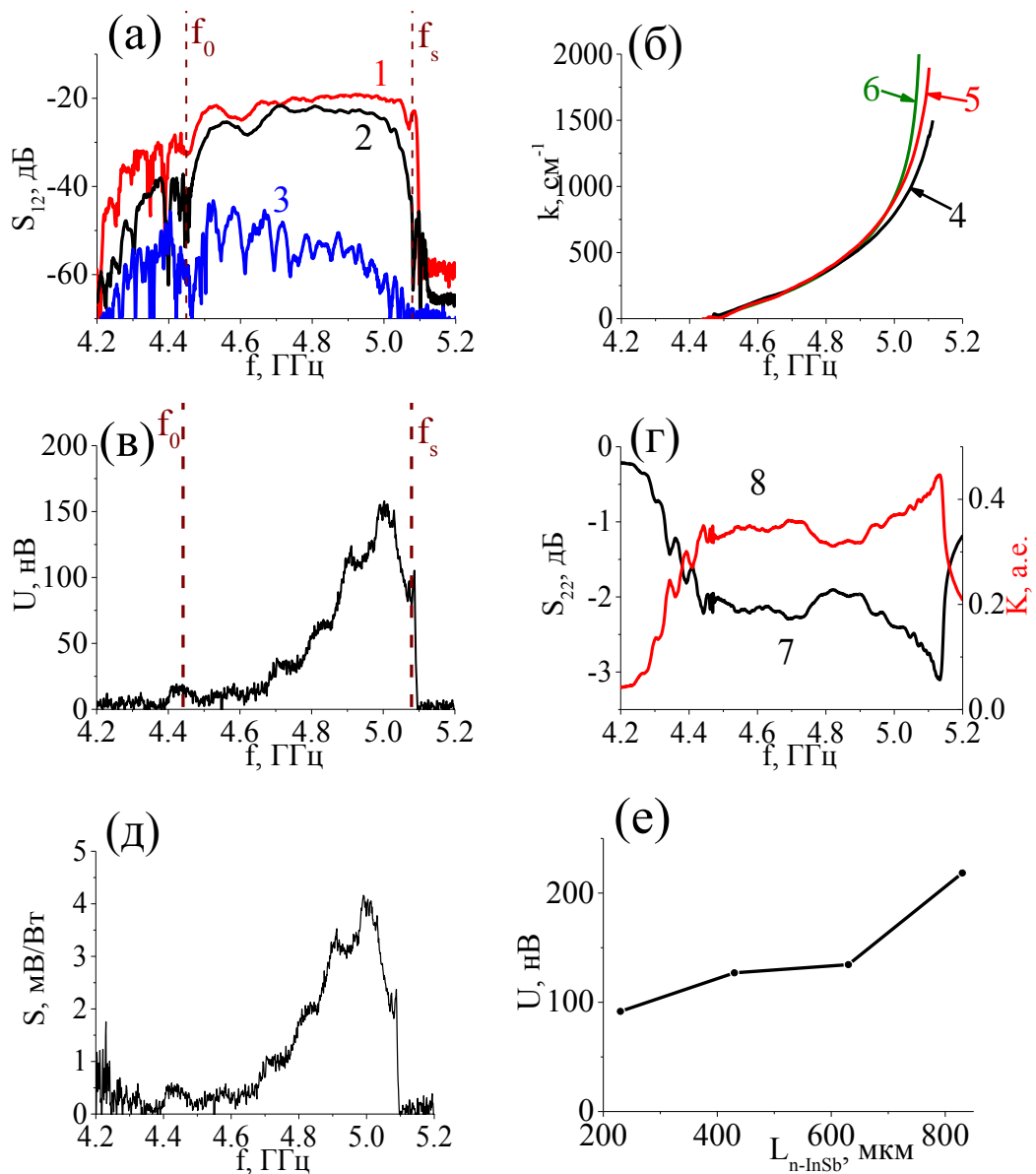


Рисунок 3.1 (а) АЧХ коэффициента передачи для пленки YIG (1) и YIG/n-InSb, «прижатой» к границе YIG/n-InSb (2) и YIG/GGG (3),  $P_{in} = -20$  дБм; (б) экспериментальные дисперсионные характеристики для структур YIG/n-InSb (4) и YIG (5), а также рассчитанная из (8) дисперсионная характеристика ПМСВ (6); (в) частотные зависимости генерируемой при  $P_{in} = -10$  дБм ЭДС  $U$ ; (г) частотные зависимости коэффициентов отражения  $S_{22}$  (7) и преобразования  $K$  (8), полученные для структуры YIG/Pt при  $P_{in} = -20$  дБм; (д) частотная зависимость чувствительности  $S$ ; (е) зависимость амплитуды пика ЭДС от длины n-InSb микрополоски, измеренная при  $P_{in} = -10$  дБм. Поле  $H_0 = 939$  Э.

Для оценки вольт-ваттной чувствительности структур проведем расчет коэффициента преобразования  $K(f)$  падающей мощности в мощность ПМСВ. С этой целью обратимся к рисунку 3.1 (г), где показаны АЧХ коэффициента отражения  $S_{22}$  (кривая 7), полученные при  $P_{in} = -20$  дБм и рассчитанная согласно (25) зависимость  $K(f)$  (кривая 8). Видно, что с увеличением частоты значение  $S_{22}$  уменьшается, достигая минимума  $\approx -3$  дБ вблизи границы  $f_s$ . Это говорит о том, что изготовленные МА на данной пленке YIG эффективно возбуждают ПМСВ практически во всей области спектра ПМСВ. Из расчета зависимости  $K(f)$  видно, что больше всего  $\approx 45\%$  падающей мощности уходит в пленку YIG вблизи границы  $f_s$ .

На рисунке 3.1 (д) показана рассчитанная, согласно (23), характеристика  $S(f)$ , которая достигает значения  $4-4.5 \times 10^{-3}$  В/Вт вблизи границы  $f_s$ . Это на порядок больше значений, полученных для аналогичной структуры с Pt и соответствует значениям вольт-ваттной чувствительности феррит-полупроводниковых структур миллиметровых латеральных размеров, исследованных ранее [68]. Также отметим, что характер зависимости  $U(f)$  в структуре YIG/n-InSb принципиально отличается от случая структур с Pt на основе «толстых» пленок YIG (образец №1, таблица 1), рассмотренного в разделе 2.1.

### **3.2 Детектирование дипольно-обменных ПМСВ в микроструктурах YIG/n-InSb на основе «тонких» пленок YIG**

Исследование детектирования дипольно-обменных ПМСВ проводилось со структурой YIG/n-InSb №7 из Таблицы 2, изготовленной на основе пленки YIG толщиной 900 нм. В разделе 2.3.1 рассматривались результаты эксперимента по детектированию спинового тока в структуре YIG/Pt (образец №3, Таблица 1), где также использовалась пленка YIG толщиной 900 нм. В разделе 2.2.1 было показано, что ЭДС резонансно возрастает на частотах фазового синхронизма дипольной ПМСВ с обменными толщинными модами



пленки YIG. Ниже обсуждаются результаты, полученные для структуры №7 (таблица 2) с пленкой полупроводника длиной  $L_{n-InSb} \approx 220$  мкм и шириной  $W_{n-InSb} \approx 200$  мкм.

На рисунке 3.2 (а) показаны результаты измерения АЧХ макета ЛЗ на основе структуры YIG/n-InSb для ПМСВ распространяющихся вдоль границ с пленкой n-InSb (кривая 1) и подложки GGG (кривая 3). Здесь же кривой 2 показана АЧХ макета ЛЗ на основе свободной от полупроводника пленки YIG. Кривые 1-3 были получены при  $P_{in} = -20$  дБм и поле  $H=939$  Э. Можно видеть, что в АЧХ свободной пленки наблюдаются характерные для дипольно-обменных резонансов осцилляции прохождения, положение частот которых отмечено звездочками. Аналогичные осцилляции наблюдались также в АЧХ макетов ЛЗ на основе структур YIG/n-InSb. Различие в значениях амплитуд, отвечающих кривым 1 и 3, связано с эффектом невзаимности распространения ПМСВ.

При этом обращает на себя внимание две ярко выраженные особенности АЧХ структур YIG/n-InSb. Первая - рост сигнала прямой наводки между МА в структуре YIG/n-InSb по сравнению с изолированной пленкой YIG, см. рисунок 3.2(а). Действительно, амплитуда сигнала, показанного кривыми 1 и 3, на частотах  $f < f_0$  и  $f > f_s$  что почти на 20 дБ оказывается больше, чем значения кривой 2, отвечающей макету ЛЗ со свободной пленкой YIG. Такой рост наводки для структур YIG/Pt не наблюдался, см. рисунок 2.2 (а).

Вторая особенность связана с существенным ограничением интервала частот, в котором удается наблюдать прошедший через структуру YIG/n-InSb сигнал ПМСВ. Действительно, из рисунка 3.2 (а) видно, что область частот, где амплитуда выходного сигнала, показанного кривыми 1 и 3, превышает уровень наводки оказывается почти на 400 МГц меньше, чем в свободной пленке YIG, показано кривой 1 на рисунке 3.2 (а). Причем для ПМСВ прижатой к границе с подложкой GGG, амплитуда на частотах  $f > 4.8$  ГГц даже выше, чем для ПМСВ распространяющейся вдоль поверхности YIG (кривые 1 и 3 на рисунке 3.2 (а)).

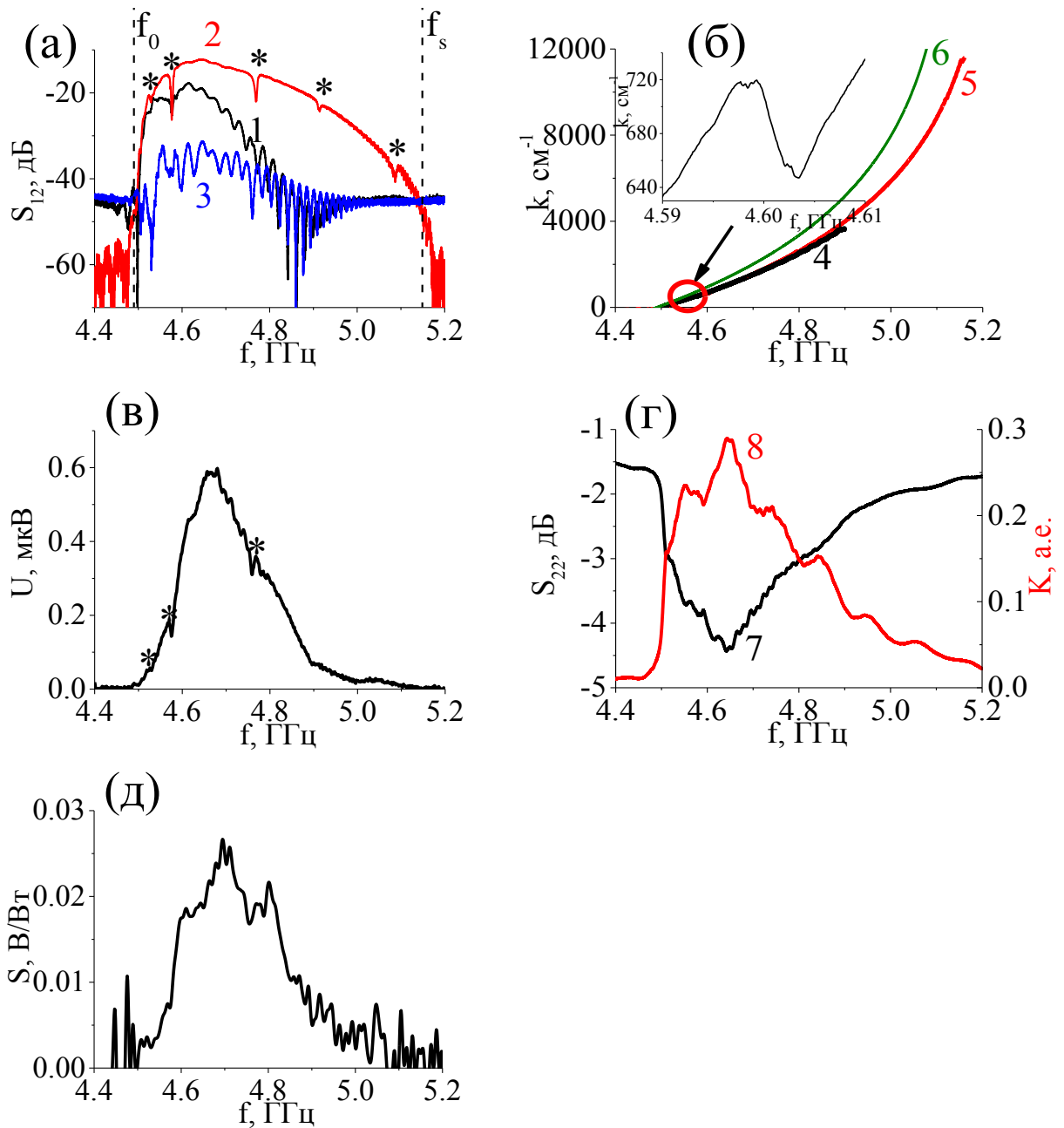


Рисунок 3.2. (а) АЧХ макета ЛЗ на основе структуры YIG/n-InSb при распространении ПМСВ вдоль границы YIG/n-InSb (кривая 1) и YIG/GGG (кривая 3), а также в пленке YIG (2),  $P_{in}=-20$  дБм,  $N=939$  Э. (б) Кривые 4 и 5 дисперсионные характеристики  $k=k(f)$  ПМСВ измеренные в структуре YIG/n-InSb и пленке YIG. Кривая 6 рассчитанная зависимость  $k=k(f)$  с помощью (8). На вставке участок зависимости  $k=k(f)$  в окрестности частоты дипольно-обменного резонанса. (в) частотная зависимость ЭДС  $U(f)$  при  $P_{in}=-10$  дБм; (г) частотные зависимости коэффициента отражения  $S_{22}$  (7) и коэффициента преобразования  $K(f)$  ПМСВ, измеренные для структуры YIG/n-InSb при  $P_{in}=-20$  дБм; (д) рассчитанная частотная зависимость чувствительности  $S$ .

Результаты измерения законов дисперсии ПМСВ  $k=k(f)$  в структуре YIG/n-InSb и пленке YIG показаны на рисунке 3.2 (б) кривыми 4 и 5 соответственно. На вставке к рисунку 3.2 (б) показан участок дисперсионной зависимости  $k(f)$  в окрестности частоты резонансного взаимодействия ПМСВ с толщинной обменной модой номера  $N=2$ . Можно видеть, что дисперсионная зависимость на частоте резонанса принимает аномальный характер в полном соответствии с соотношением Крамерса-Кронига для действительной и мнимой частей магнитной восприимчивости. Кривой 6 на рисунке 3.2 (б) показана зависимость  $k=k(f)$ , полученная с помощью дисперсионного уравнения (8) для ПМСВ в пленке YIG при параметрах эксперимента. Отметим близость характера измеренных и рассчитанных зависимостей  $k=k(f)$ , что соответствует оценке параметра спин-электронной связи  $G$ , проведенной в главе 1. Отклонение результатов измерений от расчета дисперсии дипольной ПМСВ Дэймона-Эшбаха может быть связано с влиянием обменного взаимодействия или полей анизотропии в пленке YIG.

Диапазон волновых чисел, регистрируемых в пленке YIG, ограничивался значениями  $k_{max} \approx 1.2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ . При этом в пленке YIG наблюдалось прохождение ПМСВ на частотах близких к теоретической оценке диапазона существования ПМСВ. В структуре YIG/n-InSb измеренные значения волновых чисел не превышали значений  $k \approx 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ .

Зависимость ЭДС от частоты приведена на рисунке 3.2 (в). Можно видеть, что в зависимости  $U(f)$ , аналогично случаю структуры на основе «толстой» пленки YIG, рассмотренного в разделе 3.1 имеется один ярко выраженный максимум. Однако, в отличие от предыдущего случая, максимальные значения  $U(f)$  достигаются не вблизи коротковолновой границы спектра ПМСВ  $f_s \approx 5.1 \text{ GHz}$ , а на частоте  $f \approx 4.7 \text{ ГГц}$ . Отметим, что аналогичный характер демонстрирует огибающая частотной зависимости  $U(f)$  в структуре YIG/Pt, см. раздел 2.2. образца №4 (таблица 1).

Чтобы объяснить сдвиг максимума ЭДС увлечения от коротковолновой границы спектра учтем, что величина ЭДС, согласно выражению (35),

пропорциональна произведению волнового числа  $k$  и мощности ПМСВ  $P_{\text{ПМСВ}}$ . В свою очередь, мощность ПМСВ связана с падающей  $P_{in}$  с помощью коэффициента преобразования  $K(f)$  (25). К этому следует добавить, что между входной антенной и пленкой InSb имеется свободный от InSb участок структуры протяженностью  $\xi \approx 15$  мкм а также участок структуры YIG/InSb перекрытый по ширине медными контактами, протяженность которых в направлении распространения ПМСВ составляет  $\zeta \approx 15$  мкм. Оба последних фактора приводят к падению мощности ПМСВ из-за магнитных и электронных потерь  $\sim e^{-2k''_{mag}(\xi+\zeta)} \cdot e^{-2\zeta k''_{el-cu}}$ , где  $k''_{el-cu}$  электронные потери вносимые медным контактом толщиной  $\approx 350$  нм,  $k''_m$ - магнитные потери ПМСВ в YIG.

На рисунке 3.2 (г) приведены результаты измерения частотных зависимостей коэффициента отражения СВЧ мощности от входной антенны  $S_{22}(f)$  и коэффициента преобразования  $K(f)$ . Можно видеть, что минимуму в зависимости  $S_{22}(f) \approx -4.5$  дБ и максимуму в  $K(f) \approx 0.28$  отвечает частота  $f \approx 4.68$  ГГц. Таким образом, характер зависимости  $U(f)$  на рисунке 3.2 (в) повторяет зависимость  $K(f)$ .

Необходимо отметить, что используемые МА позволяют возбуждать ПМСВ с  $k_{max} \approx 1.2 \cdot 10^4$  см<sup>-1</sup>,

Звездочками на зависимости  $U(f)$  на рисунке 3.2 (в) отмечены частоты, отвечающие резонансному взаимодействию ПМСВ с обменными толщинными модами. Видно, что ЭДС на частотах  $f^*$  резонансно снижается. Такое поведение  $U(f)$  принципиально отличается от случая структур YIG/Pt, где ЭДС, наоборот, резонансно растет (рисунок 2.2 (в)). Причина падения ЭДС увлечения на частотах дипольно-обменных резонансов связана с резонансным ростом потерь ПМСВ  $k''_m$  и снижению мощности ПМСВ под полупроводником на величину  $\sim e^{-2k''_m(\xi+\zeta)}$ .

Действительно, выражение для ЭДС увлечения генерируемой в феррит-полупроводниковой структуре ПМСВ на некоторой частоте  $f$  имеет вид [45]:

$$U_{\text{увл}} = \frac{kPk_{el}''e^{-2k_{mag}''\xi}}{2\pi fn_e|e|d_{n-InSb}W_{n-InSb}(k_{el}''+k_m'')}, \quad (35)$$

где  $d_{n-InSb}$  и  $W_{n-InSb}$  толщина и ширина пленки n-InSb. Из (35) можно видеть, что рост магнитных потерь  $k_{mag}''$  снижает величину ЭДС. Хорошо известно, что потери ПМСВ на частотах дипольно-обменных резонансов резонансно растут [87]. Как следствие, возникают «провалы» в зависимости ЭДС  $U(f)$  на частотах дипольно-обменных резонансов [44.45].

На рисунке 3.2 (д) показана рассчитанная чувствительность  $S(f)$ . Наибольшее значение  $S \approx 0.027$  В/Вт наблюдалось на частоте максимума ЭДС, что оказывается на 20% меньше значений  $S \approx 0.034$  В/Вт структуры YIG/Pt на частоте дипольно-обменного резонанса с номером  $N=2$ , см. рисунок 2.2 (д). Однако, если сравнивать чувствительность структур YIG/n-InSb и YIG/Pt вне частот дипольно-обменных резонансов, то значения  $S$  в структуре YIG/n-InSb в  $\approx 4.5$  раза выше, чем в структуре YIG/Pt, см. рисунок 3.2 (д) и рисунок 2.2 (д).

### 3.2.1 Измерение пространственного декремента ПМСВ в структуре YIG/n-InSb, сопоставление с расчетом

Теперь обсудим электронные ( $k_{el}''(f)$ ) и магнитные ( $k_m''(f)$ ) вклады в пространственный декремент ПМСВ  $k''$  в рассмотренной структуре YIG/n-InSb. Представляет интерес воспользоваться полученными значениями  $k_{el}''(f)$  и  $k_m''(f)$ , а также результатами измерений закона дисперсии ПМСВ  $k(f)$ , подвижности электронов  $\mu_e$  для оценки ЭДС увлечения в структуре с помощью выражений (35).

Экспериментальную оценку электронных потерь  $k_{el}''$  проведем на основе сопоставления амплитуды АЧХ макетов  $S_{12}(f)$  с одинаковыми расстояниями между МА на основе пленки YIG  $S_{12}^{YIG}$  и структуры YIG/n-InSb  $S_{12}^{YIG-InSb}$ . В предположении что разность в амплитуде выходных сигналов  $\Delta S_{12} = S_{12}^{YIG} -$

$S_{12}^{YIG-InSb}$  обусловлена электронными потерями ПМСВ за счет пленки InSb для электронных потерь получим выражение аналогичное (33)

$$k_{el}'' = \frac{|\Delta S_{12}|}{8.68 \cdot L_{InSb}}.$$

Отметим, что такой подход предполагает, что электродинамические параметры, определяющие коэффициент преобразования  $K(f)$  падающей мощности в мощность ПМСВ, в структурах одинаковы. Однако для исследуемой микроструктуры YIG/n-InSb, в отличие от рассмотренной в разделе 2.3.3 YIG/Pt, это предположение нарушалось. На рисунке 3.3 (д) приведены результаты измерений коэффициентов преобразования  $K(f)$  для макетов ЛЗ на основе структуры YIG/n-InSb и пленки YIG. Можно видеть, что для данного макета в коротковолновой части спектра эффективность преобразования падающей мощности в ПМСВ в структуре YIG/n-InSb оказывается почти в 2 раза меньше, чем в макете ЛЗ на основе пленки YIG. В результате выражение для расчета потерь примет вид

$$k_{el}''(f) = \frac{|\Delta S_{12}(f)| - 10 \log(K(f)^{YIG} / K(f)^{YIG-InSb})}{8.68 \cdot L_{InSb}},$$

которое с учетом результатов измерений значений  $K(f)^{YIG}$  и  $K(f)^{YIG-InSb}$  на рисунке 3.3 (д) для области частот  $f > 4.7$  ГГц можно переписать как

$$k_{el}''(f) \approx \frac{|\Delta S_{12}(f)| - 3}{8.68 \cdot L_{InSb}}.$$

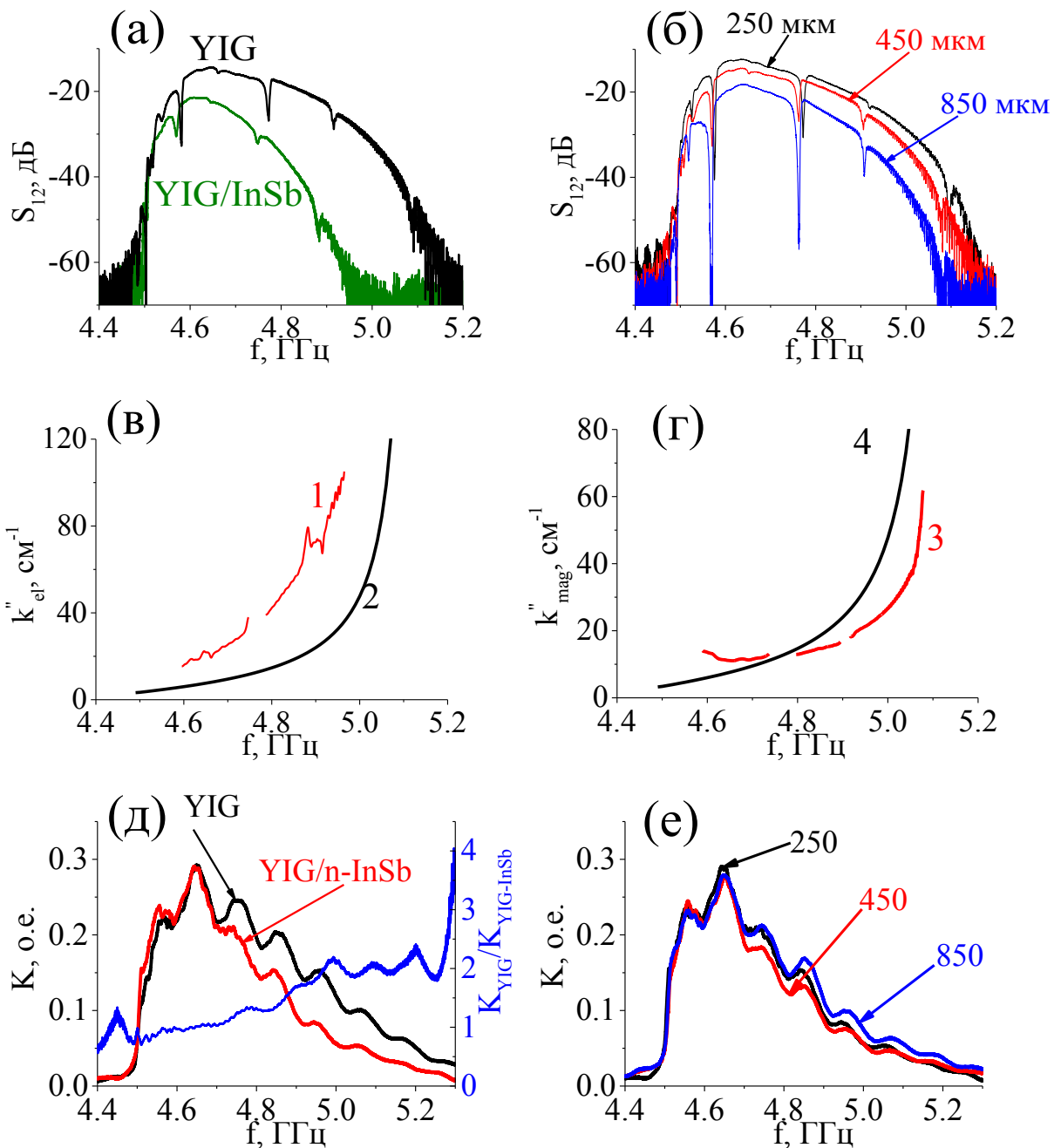


Рисунок 3.3 – (а) АЧХ коэффициента передачи для структур YIG/n-InSb и YIG с  $L_{MA} \approx 250$  мкм; (б) сопоставление АЧХ коэффициента передачи для структур без n-InSb с несколькими значениями  $L_{MA}$  (указаны на рисунке); теоретические (1,3) и экспериментальные (2,4) расчеты электронных (в) и магнитных (г) потерь  $k''$ ; (д) и (е) частотные зависимости коэффициентов преобразования падающей мощности в мощность ПМСВ для структур YIG/n-InSb и одиночных пленок YIG.

На рисунке 3.3 (в) представлены измеренные (кривая 1) и рассчитанные (кривые 2 и 3) частотные зависимости электронного декремента ПМСВ в структуре YIG/n-InSb. В экспериментальной зависимости  $k_{el}''(f)$  отсутствие значений в области частот дипольно-обменных резонансов связано с большой ошибкой измерения параметра  $\Delta S_{12}$  связанной с трудностью совмещения частот резонансов на разных макетах. Расчет электронных потерь выполнялся с помощью соотношения (21) а также численно в рамках подхода изложенного в работе [161], когда считается что ПМСВ имеет дипольный характер. Из сравнения измеренных и рассчитанных зависимостей  $k_{el}''(f)$  видно их хорошее соответствие вне частот дипольно-обменных резонансов.

На рисунке 3.3 (г) приведены результаты измерений (кривая 1) и расчета (кривая 2) магнитной составляющей пространственного декремента ПМСВ  $k_m''$ . При расчете  $k_m''$  считалось, что пленка YIG характеризуется шириной линии ФМР  $\Delta H=0.5$  Э. Можно видеть, что в рассматриваемой пленке YIG для расчета магнитных потерь  $k_m''$ , аналогично случая с Pt, сопоставлялись АЧХ коэффициента передачи для структур без n-InSb микрополоски и с различным расстоянием между МА (рисунок 3.3 (б)). На рисунке 3.3 (г) приведен один из полученных результатов. Видно, что экспериментальный результат (кривая 3) согласуется с теоретическим расчетом (кривая 4). Таким образом, экспериментальные значения пространственного декремента  $k''$  составляют  $\approx 30-170$  см<sup>-1</sup> на частотах  $\approx 4.6-5.05$  ГГц, что почти в 2 раза больше значений, полученных для структур с Pt.

Представляет интерес сопоставить результаты измерения ЭДС увлечения в рассмотренной структуре с теоретической оценкой ЭДС выполненной с помощью выражения (35). Оценку проведем для частоты  $f=4.68$  ГГц, отвечающей максимуму ЭДС на рисунке 3.2 (в). Из результатов измерений дисперсионной зависимости  $k(f)$ , а также пространственных декрементов  $k_{el}''$  и  $k_m''$  определяли значения этих параметров, которые составили  $k \approx 1340$  см<sup>-1</sup>,  $k_{el}'' \approx 23$  см<sup>-1</sup>,  $k_m'' \approx 12$  см<sup>-1</sup>. Значения коэффициента



преобразования мощности при уровне падающей мощности  $P_{in} = -10 \text{ dBm}$  в рассматриваемой структуре составляет  $K(f) \approx 0.3$ . Тогда, с учетом двунаправленности возбуждения ПМСВ, для расстояния между входной антенной и полупроводниковой пленкой  $\zeta \approx 15 \text{ мкм}$  и концентрации электронов в n-InSb  $n_e = 5.8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  получим из (35) значение ЭДС  $U \approx 23 \text{ мкВ}$ , что почти в 40 раз превышает измеренное значение  $U \approx 0.6 \text{ мкВ}$  (см. рисунок 3.2 (в)). Причина такого расхождения может быть связана с ошибкой в определении концентрации электронов  $n_e$  в пленке n-InSb, а также в оценке мощности ПМСВ, реально участвующей в увлечении электронов. Отметим также, что оценка Вольт-Ваттной чувствительности структуры, выполненная с помощью (35) и (23), дает значение  $S \approx 5 \text{ В/Вт}$ .

### 3.3 Детектирование ООМСВ в структурах YIG/n-InSb

Для исследования эффектов распространения ООМСВ и генерации ею ЭДС образец YIG/n-InSb №7 (таблица 2) поворачивался на 90 градусов по часовой стрелке таким образом, чтобы СВЧ зонды подключались к тем же МА, что и в случае с ПМСВ. Это было необходимо для сохранения положений возбуждающих МА и полярности подключаемых контактов для измерения ЭДС. Внешнее поле  $H_0 \approx 939 \text{ Э}$  было направлено касательно поверхности и перпендикулярно возбуждающим медным микрополоскам, что отвечало геометрии возбуждения ООМСВ. Отметим, что для ООМСВ максимум плотности состояний достигается вблизи длинноволновой границы [85].

На рисунках 3.5 (а) и (б) показаны частотные зависимости АЧХ коэффициента передачи и экспериментальные дисперсионные характеристики ООМСВ для структур YIG и YIG/n-InSb с  $L_{n\text{-InSb}} = 220 \text{ мкм}$  на основе образца №7 (таблица 2), измеренные при  $P_{in} = -20 \text{ дБм}$ . Наблюдаемые меньшие значения в характеристиках  $k(f)$  и  $S_{12}(f)$  для структуры YIG/n-InSb по сравнению со структурой YIG обусловлены электронными потерями, вносимые полупроводником и медными контактами. Отметим отсутствие

заметного влияния n-InSb на дисперсию ООМСВ, что соответствует оценке спин-электронной связи, проведенной в главе 1.

На рисунке 3.5 (в) показана частотная зависимость ЭДС, измеренная при  $P_{in} = -10$  дБм. Зависимость  $U(f)$  характеризуется максимумом  $\approx 50$  нВ.

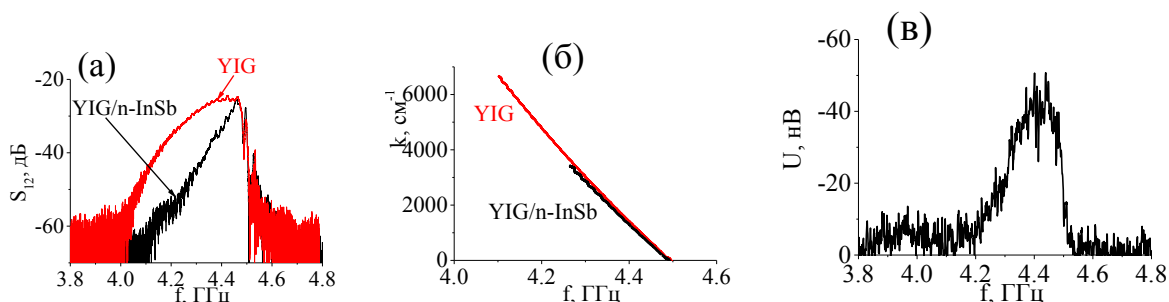


Рисунок 3.5 (а) частотные зависимости  $S_{12}$ , измеренные при  $P_{in} = -20$  дБм для структур YIG и YIG/n-InSb; (б) экспериментальные дисперсионные характеристики для структур YIG/n-InSb и YIG; (в) частотная зависимость генерируемой ЭДС  $U$ , измеренная при  $P_{in} = -10$  дБм.

### 3.4 Влияние направления распространения и направления магнитного поля на детектирование МСВ в структурах YIG/n-InSb

Знак ЭДС, генерируемый бегущими МСВ в структуре феррит-полупроводник не зависит от направления магнитного поля и полностью определяется направлением волнового вектора МСВ. Это означает, что знаки ЭДС генерируемыми ПМСВ и ООМСВ будут различаться, т.к. ПМСВ и ООМСВ имеют различный характер дисперсию, см. рисунок 1.2.

На рисунках 3.6 показаны частотные зависимости ЭДС, измеренные при  $P_{in} = -10$  дБм в структуре YIG/n-InSb с n-InSb микрополоской с  $L_{n-InSb} = 220$  мкм для различных направлений распространения, что достигалось выбором в качестве «входного» преобразователя 1 или 2. Также были измерены для каждого из «входных» преобразователей зависимости ЭДС от направления

магнитного поля. При этом за направление поля  $H^+$ , бралась ситуация, когда преобразователь 2 возбуждает ПМСВ прижатую к границе YIG/Pt. Таким образом на рисунке 3.6 приведены 4 различных комбинации для пары векторов  $(\vec{k}, \vec{H})$ .

Поскольку в случае ПМСВ смена направления поля приводит к смене поверхности структуры, к которой «прижимается» ПМСВ, то на рисунке 3.6 (б) цветными стрелками и цифрами от 1 до 4 показаны направления распространения ПМСВ а расположение стрелок у соответствующей границы пленки YIG отражает невзаимность распространения. Эти же обозначения используются для случая ООМСВ. При этом, разумеется, никаких эффектов невзаимности в распространении ООМСВ нет. На рисунке 3.6 (б), (в) цвет линий совпадает с цветом стрелок на рисунке 3.6 (б).

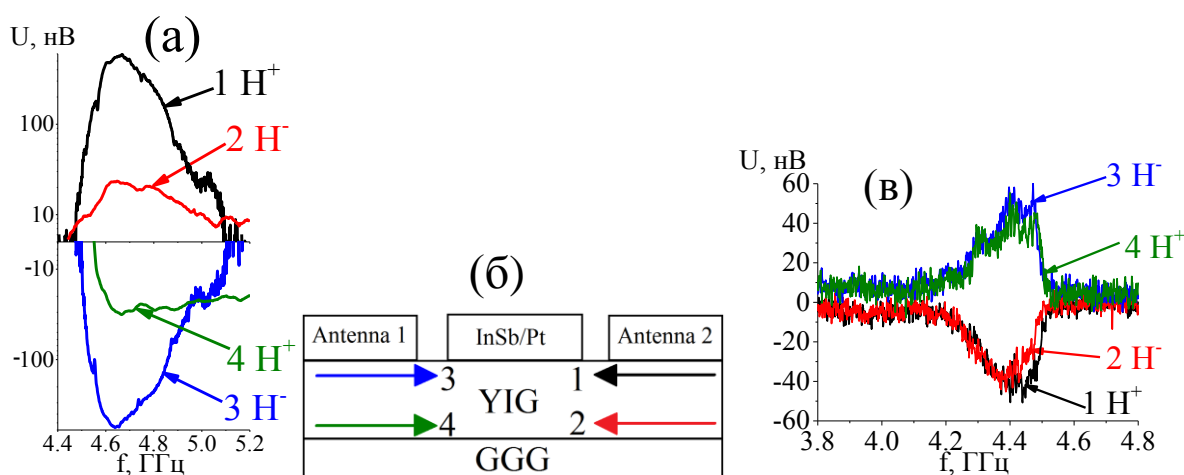


Рисунок 3.6 (а) Частотные зависимости ЭДС, измеренные при  $P_{in} = -10$  дБм для четырех случаев распространения ПМСВ (а) и ООМСВ (в), показанных на рисунке (б).

Из рисунков 3.6 (а) и (в) видно, что знак генерируемой ЭДС зависит только от направления распространения МСВ, но не от направления поля подмагничивания  $H_0$ . Это указывает на то, что основным механизмом преобразования спинового тока в электрический в структурах YIG/n-InSb является эффект увлечения. При этом при сравнении кривых 1..3 и 2..4

(рисунок 3.6 (а)) видно, что смена границы, к которой «прижата» ПМСВ, существенно (в  $\approx 20$  раз) уменьшает амплитуду сигнала  $U$ . Это говорит о том, что ПМСВ, распространяющаяся вдоль границы YIG/GGG, детектируется хуже.

В отличие от случая ПМСВ, ООМСВ распространяется по всей толщине пленки YIG, а потому наблюдались близкие значения  $U$  в генерируемых ЭДС (рисунок 3.6 (в)). Отметим, что смена типа распространяющейся МСВ с поверхностной на обратную объемную при идентичных подключении вольтметра и СВЧ зондов к МА приводило к смене знака ЭДС во всех случаях измерений, что подтверждает связь знака ЭДС с направлением волнового вектора (импульса)  $\vec{k}$  СВ.

### 3.5 Выводы

1. Интеграция индукционных антенн с шириной 4 и 8 мкм и n-InSb микрополосок длиной 220–830 мкм и шириной 40–200 мкм на поверхности пленок YIG позволяет наблюдать и детектировать ПМСВ и ООМСВ с  $k$  до значений  $\approx 12000 \text{ см}^{-1}$ .
2. В микроструктурах на основе “толстых” пленок YIG возбуждение ПМСВ приводило к генерации ЭДС, значение которой увеличивалось вместе с ростом  $k$  ПМСВ, что соответствовало эффекту увлечения электронов. Чувствительность таких структур достигала значений  $4.5 \cdot 10^{-3} \text{ В/Вт}$ .
3. В микроструктурах на основе «тонких» пленок YIG возбуждение ПМСВ приводило к генерации ЭДС практически на всем частотном диапазоне. Чувствительность  $S$  таких структур достигала значений  $2.6 \cdot 10^{-2} \text{ В/Вт}$ .
4. Установлено, что знак генерируемой ЭДС в структурах YIG/n-InSb зависит только от направления  $k$  ПМСВ и ООМСВ, что соответствует механизму эффекту увлечения электронов.
5. Величина ЭДС увлечения в структурах YIG/n-InSb на частотах дипольно-обменных резонансов осциллирует, демонстрируя минимумы. Это обусловлено ростом магнитных потерь  $k''_{\text{mag}}$ .

## 4. Исследование влияния параметрических процессов на детектирование спиновых волн в микроструктурах YIG/Pt и YIG/n-InSb

В данной главе показаны результаты по исследованию влияния 3М и 4М процессов параметрической неустойчивости на распространение ПМСВ и генерацию ЭДС в структурах YIG/Pt и YIG/n-InSb. Влияние параметрических процессов оценивалось исходя из поведения зависимостей  $U(f)$ ,  $S_{12}(f)$ ,  $S_{22}(f)$  и  $S(f)$  с ростом  $P_{in}$ . В пренебрежении вкладов обменного взаимодействия и полей анизотропии при значении  $H > 4\pi M_0/2 \approx 875$  Э только 4М распады возможны в полосе частот существования ПМСВ, см. рисунок 1.4. При  $H < 4\pi M_0/3 \approx 583$  Э во всей полосе частот  $[f_0, f_s]$  разрешены 3М процессы. При значениях  $2\pi M_0 > H > 4\pi M_0/3$  на частотах  $f_0 < f < 2\gamma H$  поведение ПМСВ при уровнях надкритичности накачки  $C = 10 \log(P/P_{th}) > 0$  определяют 4М процессы, тогда как 3М процессы доминируют на частотах  $2\gamma H < f < f_s$ .

Исследование 4М процессов проводилось при внешнем магнитном поле  $H_0 \approx 939$  Э и  $P_{in} > P_{th}^{4M}$ . Влияние 3М процессов исследовалось при  $P_{in} > P_{th}^{3M}$  дБм и поле подмагничивания  $H_0 \approx 428$  Э  $< 4\pi M_0/3$ , при котором ожидалось увидеть 3М процессы распада на всем спектре ПМСВ. Также выполнялись эксперименты при поле  $H_0 = 809$  Э, когда в полосе частот ПМСВ возможны как 3М, так и 4М процессы. Эксперименты проводились со структурами образцов на основе как «толстых», так и «тонких» пленок YIG.

### 4.1 Определение порогов 3М и 4М параметрической неустойчивости

Для определения значений порогов развития 3М ( $P_{th}^{3M}$ ) и 4М ( $P_{th}^{4M}$ ) процессов параметрической неустойчивости использовался один из стандартных подходов, связанный с нелинейным поведением передаточной характеристики структур.

Возникновение 3М и 4М процессов параметрической неустойчивости приводит к ограничению мощности ПМСВ в исследуемых структурах [94,95]. Это приводит к нелинейной зависимости выходной мощности в исследуемых структурах от входной. В тоже время данная зависимость до достижения порогов  $P_{th}^{3M}$  и  $P_{th}^{4M}$  носит линейный характер. На рисунке 4.1 на примере структуры YIG( $d_{YIG} \approx 14.6$  мкм)/Pt( $d_{Pt} \approx 9$  нм) и для значений полей  $H_1 \approx 428$  Э <  $4\pi M_0/3$ ,  $4/3\pi M_0$  <  $H_2 \approx 809$  Э <  $2\pi M_0$ ,  $H_3 \approx 939$  Э >  $2\pi M_0$  показаны характерные изменения в зависимостях  $S_{12}(P_{in})$ , вызванные при  $C > 0$  развитием параметрической неустойчивости ПМСВ. Значения мощности, при которой возникали отклонения зависимости от линейной, брались в качестве пороговых  $P_{th}^{3M}$  и  $P_{th}^{4M}$ , отмечены вертикальными пунктирными линиями на рисунке 4.1.

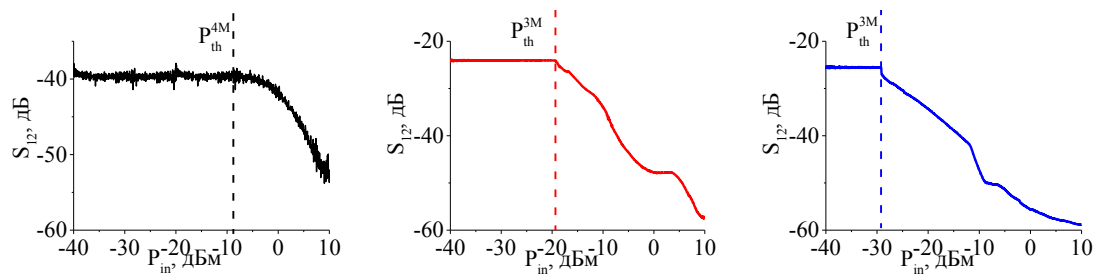


Рисунок 4.1 Зависимости модуля коэффициента прохождения от входной мощности  $S_{12}(P_{in})$  на фиксированных частотах  $f=5.05$  (для  $H=939$  Э),  $4.6$  (для  $H=809$  Э),  $3.55$  ГГц (для  $H=428$  Э). Пороговые значения для этих случаев показаны вертикальными пунктирными линиями и составляют  $P_{th}^{4M} \approx -9$ ,  $P_{th}^{3M} \approx -19$ ,  $P_{th}^{3M} \approx -30$  дБм. Структура YIG(14.6 мкм)/Pt(9 нм) (образец № 1 таблица 1). Геометрия ПМСВ.

С учетом значений коэффициента преобразования  $K(f)$ , определяемых выражением (25), и результатов измерений  $S_{12}(P_{in})$ , получались следующие значения  $P_{th}$ . Например, для случаев, показанных на рисунке 4.1, оказалось, что мощность ПМСВ, при которой развивается параметрическая неустойчивость, составляет в случае 4М процессов  $P_{th}^{4M} \approx 100$  мкВт, а в

случае 3М процессов –  $P_{th}^{3M} \approx 0.6 - 6$  мкВт. Указанным пороговым мощностям можно сопоставить пороговые значения амплитуды намагниченности  $m_{th}$  ПМСВ с помощью соотношения [155,156]:

$$m_{th} = \sqrt{\frac{P_{th}}{v_g \cdot w \cdot d_{YIG}}}, \quad (36)$$

где произведение  $w \cdot d_{YIG}$  определяет площадь сечения S пленки через которое переносится мощность ПМСВ. Рассчитанные с помощью (36) значения  $m_{th}$  при параметрах, отвечающих рисунку 4.1, составляют в случае 4М процессов  $m_{th}^{4M} \approx 20$  Гс, а в случае 3М процессов  $m_{th}^{3M} \approx 0.7 - 4$  Гс. Полученные значения оказываются в разы выше как типичных значений  $m_{th}$  для пленок YIG, так и оценок в рамках теории Сулла для однородной накачки [84], которая дает значения  $m_{th}^{3M} \approx \alpha \cdot f / (4\pi\gamma) \approx 0.03$  Гс и  $m_{th}^{4M} \approx \sqrt{M \cdot \alpha \cdot f / (4\pi\gamma)} \approx 2$  Гс. Указанное расхождение, отчасти, можно связать с поглощением части падающей мощности электронами проводимости Pt, которая отстоит от входной антенны на расстояние  $\xi \approx 15$  мкм, а также дифракционной расходимостью ПМСВ с длинами волн  $\lambda \geq w$ , что может повлиять на оценку  $m_{th}$  с помощью (36). Однако используемая методика определения  $P_{th}$  по падению амплитуды выходного сигнала  $S_{12}(P_{in})$  также может давать заметную погрешность в определении  $P_{th}^{3M,4M}$  ввиду малости расстояния  $L_{MA}$  между антеннами. Действительно, при небольшой надкритичности накачки  $C \geq 0$  вносимое параметрической неустойчивостью дополнительное нелинейное затухание ПМСВ  $k_{nl}''$  может оказаться слишком малым, чтобы вызвать на длине  $L$  между входной и выходной МА заметные изменения в поведении  $S_{12}(f)$  образца. Отметим, что показанные на рисунке 4.1 изменения в зависимостях  $S_{12}(f)$  при  $C > 0$  характерны для параметрической неустойчивости ПМСВ [81,84,94-103,155,156] и связаны с падением магнитной восприимчивости  $\chi(f)$  и ростом нелинейных потерь ПМСВ.



## 4.2 Влияние четырехмагنونной параметрической неустойчивости на детектирование спиновых волн

### 4.2.1 Измерения в микроструктурах на основе «толстых» пленок YIG

С использованием описанной в главе 1 методики измерений исследовались возбуждение и распространение ПМСВ и генерация ЭДС в условиях четырехмагنونной параметрической неустойчивости в структурах YIG/Pt и YIG/n-InSb на основе «толстой» пленки YIG. Измерения проводились при  $P_{in} > P_{th}^{4M}$ .

На рисунке 4.2 представлены результаты измерений для структуры образца №1 (таблица 1) с Pt микрополоской  $L_{Pt} \approx 430$  мкм и  $W_{Pt} \approx 110$  мкм. Из сравнения АЧХ коэффициента передачи, измеренных при  $P_{in} = -20$  и 10 дБм (рисунок 4.2 а), видно уменьшение значений  $S_{12}$  на величину до  $\approx 15$  дБ. В то же время в длинноволновой части спектра ПМСВ изменения в значениях  $S_{12}(f)$  не наблюдались.

На рисунке 4.2 (б) показаны АЧХ коэффициента отражения, измеренных при  $P_{in} = -20$  и 10 дБм. Видно, что с развитием 4М процессов положение минимума отражения смещается вниз по частоте  $f$  на величину  $\approx 105$  МГц и увеличивается на 1 дБ, что приводит к уменьшению мощности, уходящей в пленку YIG на 10-15%.

На рисунке 4.2 (в) показаны частотные зависимости ЭДС, измеренные при  $P_{in} = -10, 0$  и 10 дБм. Из рисунка видно, что с ростом  $P_{in}$  до значения 10 дБм положение по частоте максимумов  $U_1$  и  $U_2$  сдвигается «вниз» на величину  $\approx 15$  и  $\approx 51$  МГц, соответственно, при этом пик  $U_2$  сглаживается по сравнению со случаем  $P < P_{th}^{4M}$ .

Следует отметить близкий к линейному характер зависимости  $U_1(P_{ПМСВ})$  (рисунок 4.2 (г)), в то время как характер зависимости  $U_2(P_{ПМСВ})$  становится нелинейным при значениях  $P_{ПМСВ} > \approx 500-600$  мкВт.

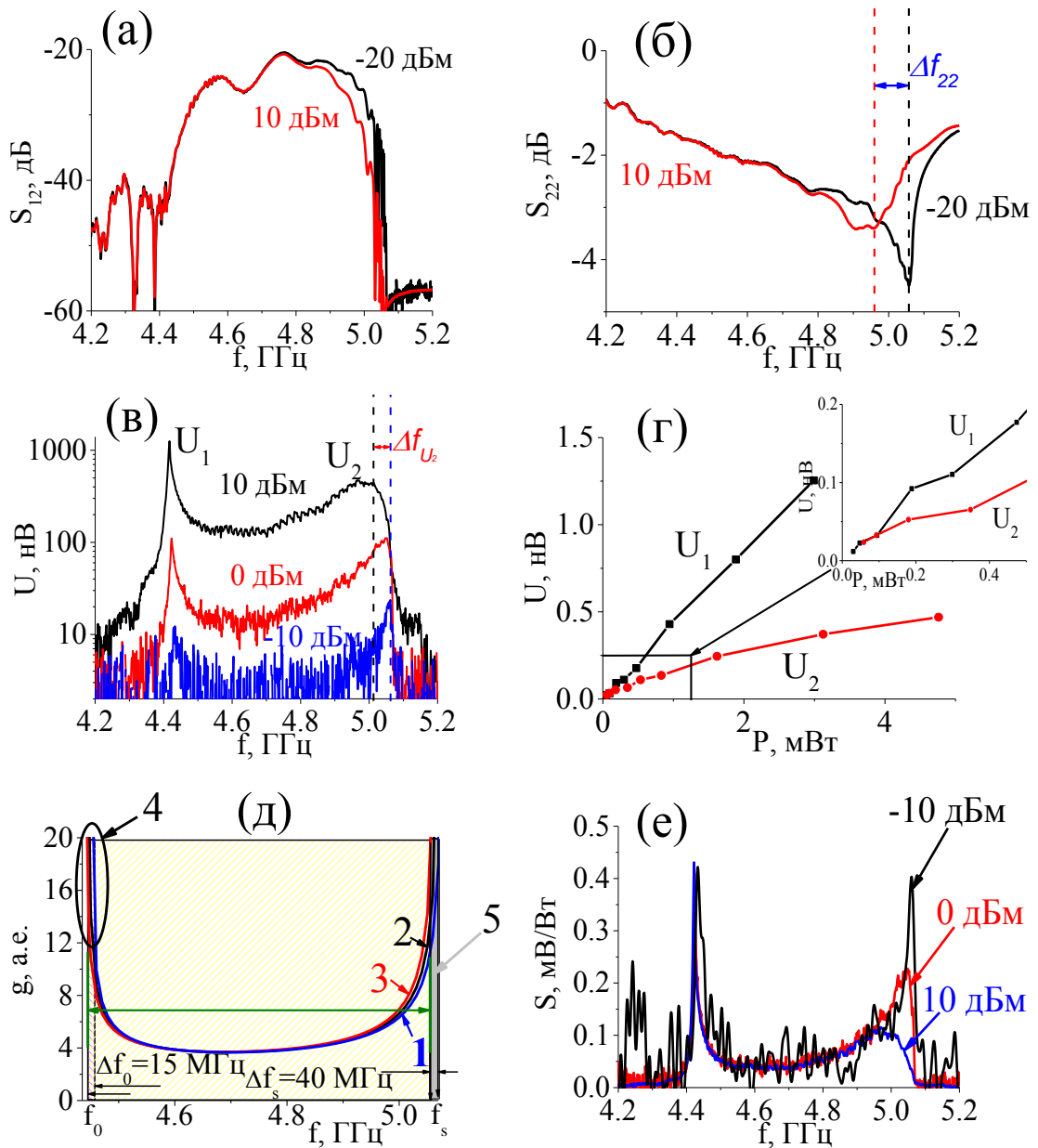


Рисунок 4.2 – АЧХ коэффициента передачи (а) и отражения (б) и частотные зависимости ЭДС (в), измеренные при значениях  $P_{in}$ , указанных на рисунках; (г) зависимости значений длинноволнового  $U_1$  и коротковолнового  $U_2$  пиков генерируемой ЭДС от  $P_{ПМСВ}$ , на вставке к рисунку показаны результаты при малых значениях  $P_{ПМСВ}$ ; (д) рассчитанные на основе измеренных  $U(f)$  и  $K(f)$  частотные зависимости  $S$  для нескольких значений  $P_{in}$ , указанных на рисунке; (е) рассчитанные согласно [85] частотные зависимости плотности состояний ПМСВ в пленке YIG со значениями намагниченности  $4\pi M_0 = 1750$  (1), 1745(2) и 1740 (3) Гс.

Отмеченные различия в зависимостях  $U_1(P_{\text{ПМСВ}})$  и  $U_2(P_{\text{ПМСВ}})$  можно связать с двумя причинами. Во-первых, 4М процессы при  $P_{in} > P_{th}^{4M}$  приводят к нелинейному росту пространственного декремента ПМСВ [155]. Во-вторых, рост значения  $P_{in}$  приводит к нелинейному частотному сдвигу спектра ПМСВ из-за уменьшения проекции намагниченности пленки  $4\pi M_y(x)$  на направление магнитного поля  $\vec{H}$  за счет эффектов разогрева пленки YIG СВЧ мощностью и динамического размагничивания [156]:

$$4\pi M_y(x) = \gamma 4\pi M_0 \cdot \left(1 - \frac{m(x)^2}{M_0^2}\right), \quad (37)$$

где зависимость от координаты  $x$  отражает изменение амплитуды динамического размагничивания вследствие затухания ПМСВ вдоль направления распространения. На рисунке 4.2 (д) показаны зависимости  $g(f)$  спектра ПМСВ при значениях намагниченности 1750 (1), 1745 (2) и 1740 (3) Гс. Считается, что зависимость  $g(f)$  при 1740 Гс соответствует участку пленки YIG вблизи входной антенны ( $x=0$ ), где амплитуда  $m$  ПМСВ максимальна. При распространении ПМСВ затухание приводит к уменьшению  $m$  и, как следствие, к увеличению значения  $4\pi M_y(x)$  и сдвигу спектра ПМСВ «вверх» по частоте в соответствии с выражениями для границ спектра ПМСВ, определяемых выражением (8) из главы 1, и которые можно представить в виде:

$$f_s(x) = f_H + \frac{f_m(x)}{2}, \quad f_o(x) = \sqrt{f_H^2 + f_H \cdot f_m(x)}, \quad f_m(x) = \gamma 4\pi M_y(x). \quad (38)$$

При этом можно увидеть, что все сингулярности в плотности состояний ПМСВ вблизи границы  $f_o$  (отмечены 4 рисунок 4.2 (д)) интегрируются и вносят вклад в процессы электрон-магнетонного рассеяния. В то же время вклад сингулярностей вблизи границы  $f_s$  (отмечены цифрой 5), наоборот, уменьшается.

Оценка значения динамической намагниченности  $m$  из эксперимента проводилась с помощью (36) и составляла 30.6 Гс на участке пленки YIG непосредственно под возбуждающей МА. В этом случае сдвиги границ спектра ПМСВ  $f_o$  и  $f_s$  за счет увеличения амплитуды прецессии  $/m/$  оценивались

по формулам (37) и (38) и составляли 13 и 47.6 МГц, что хорошо коррелирует с экспериментом.

На рисунке 4.2 (е) показаны полученные частотные зависимости чувствительности  $S$ , рассчитанные согласно (23) для нескольких значений  $P_{in}$ . Видно, что с ростом падающей мощности значения  $S$  вблизи границы  $f_s$  уменьшаются, что говорит об уменьшении эффективности детектирования спинового тока. Отметим, что эффективность детектирования вблизи длинноволновой границы практически не изменяется.

Аналогичным образом исследовалось влияние 4М процессов на распространение и детектирование ПМСВ в структуре с n-InSb микрополоской  $L_{n-InSb} \approx 430$  мкм образца № 5. Из сравнения зависимостей  $S_{12}(f)$ , измеренных при  $P_{in} = -20$  и 0 дБм (рисунок 4.3 (а)), видно, что превышение порога 4М процессов на значение  $\approx 11$  дБм приводит к уменьшению значений  $S_{12}$  на величину до 3..5 дБ преимущественно в коротковолновой части спектра ПМСВ.

На рисунке 4.3 (б) показаны частотные зависимости ЭДС при  $P_{in} = -10..0$  дБм. Видно, что рост падающей мощности приводит к смещению пика генерируемой ЭДС по частоте на величину  $\approx 8$  МГц. Расчет значения динамической намагниченности  $m$  на частотах вблизи границы  $f_s$  проводился согласно (37) и составил  $\approx 7.3$  Гс. В этом случае смещение границы  $f_s$  составляло  $\approx 10.5$  МГц, что хорошо согласуется с экспериментом. Подобное влияние 4М процессов на распространение ПМСВ и генерацию ЭДС наблюдалось и ранее, например, в работе [155].

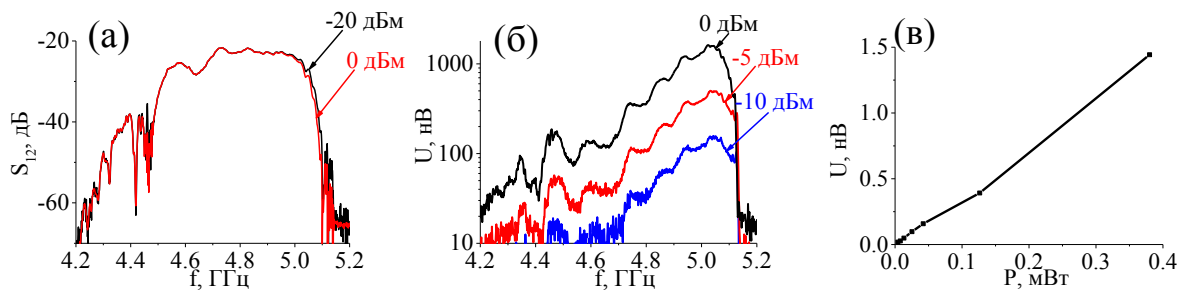


Рисунок 4.3 – Частотные зависимости коэффициента передачи (а) и генерируемой ЭДС (б) при значениях  $P_{in}$ , указанных на рисунках; (в) зависимость  $U(P_{ПМСВ})$  на частоте коротковолнового пика спектра ПМСВ.

## 4.2.2 Измерения в микроструктурах на основе «тонких» пленок YIG

### 4.2.2.1 Структуры YIG/Pt

На рисунке 4.4 представлены результаты для структуры с Pt микрополоской  $L_{pt} \approx 220$  мкм и  $W_{pt} \approx 200$  мкм образца №4.

На рисунке 4.4 (а) показаны зависимости  $S_{12}(f)$  при  $P_{in} = -20..10$  дБм. Так как наличие медных контактов, полностью перекрывающих Pt микрополоску не позволяет оценить влияние 4М процессов на распространение ПМСВ на всем частотном диапазоне, то исследование влияния 4М процессов на АЧХ коэффициента передачи  $S_{12}$  и дисперсионной характеристики  $k(f)$  проводилось аналогичным образом для структуры с таким же расстоянием между МА  $L_{МА} \approx 250$  мкм.

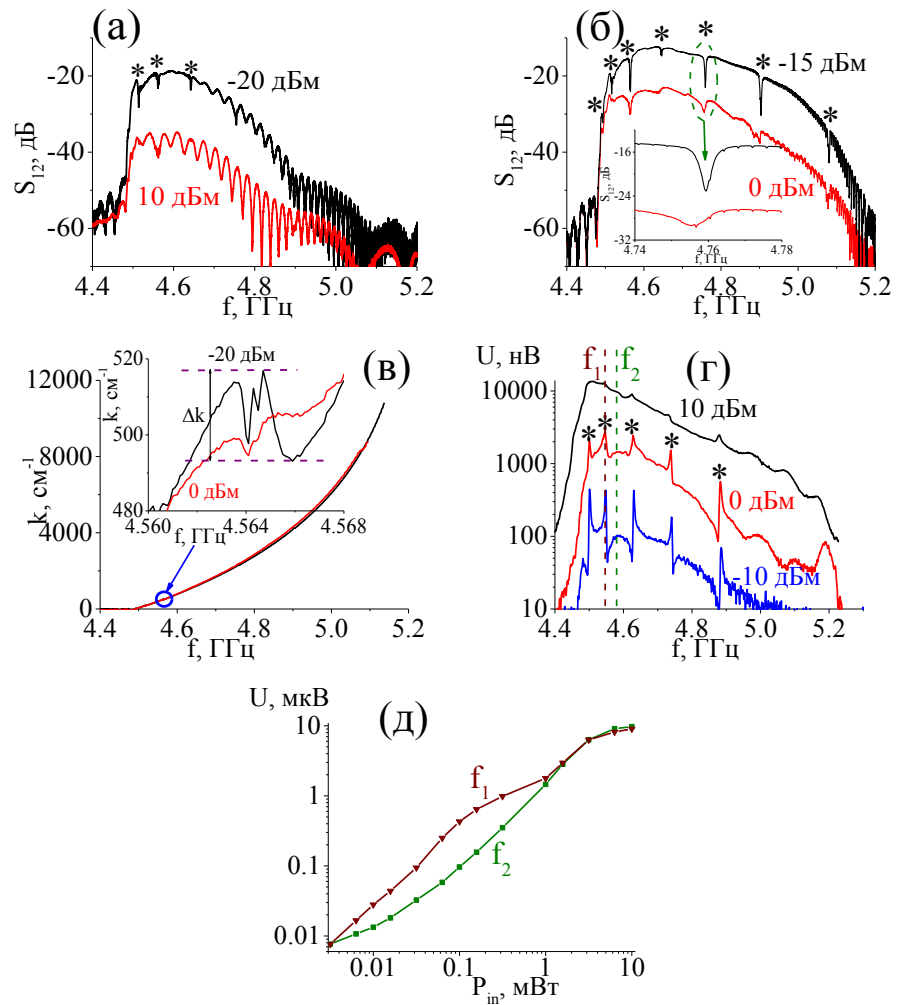


Рисунок 4.4 – АЧХ коэффициента передачи сигнала ПМСВ, измеренные при значениях  $P_{in}$ , указанных на графиках для структур с (а) и без (б) Pt и медным, на вставке к рисунку (б) показан участок дипольно-обменного резонанса; (в) зависимости  $k(f)$ , измеренные при значениях  $P_{in}$ , указанных на графике для структуры без Pt микрополоски, на вставке показан аномальный участок дисперсии; (г) частотные зависимости ЭДС при значениях  $P_{in}$ , указанных на графике, «\*» отмечены пики на частотах дипольно-обменных резонансов; (д) зависимости  $U(P_{in})$  на частотах  $f_1$  и  $f_2$ , указанные на рисунке (г).

Из рисунка 4.4 (б) видно, что с увеличением  $P_{in}$  с -20 до 10 дБм наблюдалось уменьшение значений  $S_{12}$  практически на всем спектре ПМСВ, что отличалось от случая для структуры на основе «толстой» пленки YIG. Также наблюдалось уменьшение «глубины» с 9 до 4 дБ и увеличение «ширины» с 13 до 22 МГц провалов (отмечены «\*»), отождествляемых с дипольно-обменными резонансами.

Из полученных дисперсионных характеристик (рисунок 4.4 (в) и вставка к рисунку) видно, что с увеличением значения  $P_{in}$  характер дисперсии в окрестности дипольно-обменного резонанса существенно меняется. Сказанное иллюстрирует вставка к рисунку 4.4 (в), где приведены результаты измерения дисперсионных характеристик  $k=k(f)$  при различных уровнях мощности. Видно, что с ростом мощности участок аномальной дисперсии, возникающий на частоте дипольно-обменного резонанса, начинает «сглаживаться» – происходит уменьшение величины перегиба дисперсионной характеристики  $\Delta k$  (с  $\approx 24$  до  $\approx 6$  см<sup>-1</sup>), определяемой разницей в уровнях пунктирных линий.

На рисунке 4.4 (г) показаны частотные зависимости ЭДС при значениях  $P_{in}=-10, 0$  и 10 дБм. Из рисунка видно, что увеличение  $P_{in}$  приводило к нелинейному росту сигнала ЭДС практически на всех частотах  $f$ , что хорошо видно из зависимости  $U(P_{in})$  на частоте  $f_2$  (рисунок 4.4 (д)). Также наблюдается «сглаживание» пиков ЭДС (отмечены «\*»), связанных с дипольно-обменными резонансами. Это приводило к тому, что зависимость  $U(P_{in})$  на частоте  $f_2$  дипольно-обменного резонанса (рисунок 4.4 (д)) при больших значениях  $P_{in}$  становилась близкой к зависимости  $U(P_{in})$  на частоте  $f_1$  вблизи резонанса.

Указанные особенности в зависимостях  $S_{12}(f)$ ,  $k(f)$  и  $U(f)$  на частотах дипольно-обменных резонансов связаны с разрушением фазового синхронизма между дипольной ПМСВ и обменными модами. Причиной этого является неоднородность параметров пленочного YIG волновода, наведенная 4М процессами и диссипацией, что приводит к неоднородности дисперсионных характеристик ПМСВ и затрудняет ее синхронизм с

обменными толщинными модами в направлении распространения ПМСВ. Таким образом, сингулярности Ван Хоа в спектре ПМСВ на некотором участке структуры, определяемом длиной «нелинейности» ПМСВ [155], исчезают. На участке структуры вне области «длины нелинейности» (т.е. на таком расстоянии от входной антенны, где мощность ПМСВ снижается ниже пороговой) сингулярности ван Хоа в спектре ПМСВ восстанавливаются.

#### 4.2.2.2. Структуры YIG/n-InSb

В случае структуры с n-InSb микрополоской также наблюдалось разрушение дипольно-обменных резонансов в спектр ПМСВ с ростом мощности ПМСВ. При этом, однако, влияние 4М процессов на ЭДС качественно отличалось от случая структур YIG/Pt.

На рисунке 4.5 (а) показаны АЧХ коэффициента передачи  $S_{12}$  при  $P_{in} = -20..10$  дБм. Видно, что при  $P_{in} = 10$  дБм значения  $S_{12}$  уменьшались на величину до  $\approx 20$  дБ. Из полученных дисперсионных характеристик (рисунок 4.5 (б) и вставка к нему) видно, что с увеличением значения  $P_{in}$  аномальный участок на частоте дипольно-обменного резонанса происходило сглаживание, что проявлялось в уменьшении величины перегиба дисперсионной характеристики  $\Delta k$ , определяемой разницей в уровнях пунктирных линий, от значений  $\Delta k \approx 130$  до  $\Delta k \approx 25$  см<sup>-1</sup>. Так же как и в предыдущем случае, это указывает на нарушение фазового синхронизма дипольной ПМСВ с обменными модами.



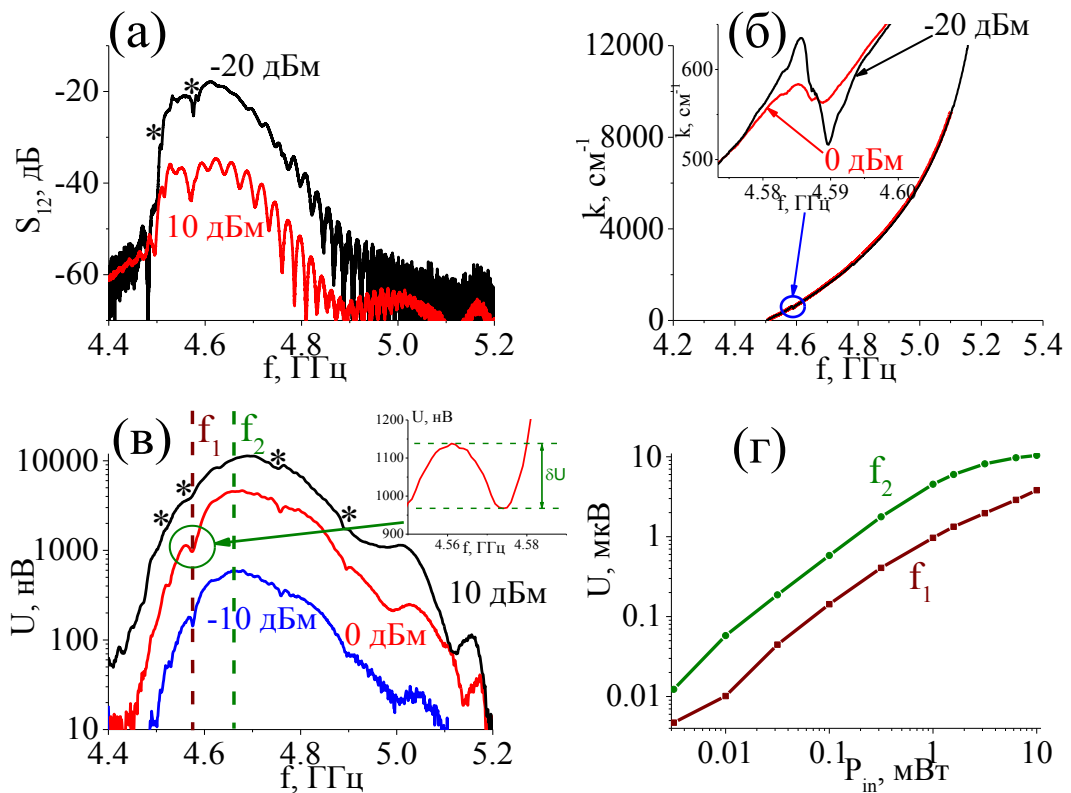


Рисунок 4.5 – **(а)** АЧХ коэффициента передачи сигнала ПМСВ, измеренные при значениях  $P_{in}$ , указанных на рисунке; **(б)** зависимости  $k(f)$ , измеренные при значениях  $P_{in}$ , указанных на рисунке, на вставке показан аномальный участок дисперсии; **(в)** частотные зависимости ЭДС при значениях  $P_{in}$ , указанных на рисунке; **(г)** зависимости  $U(P_{in})$  на частотах  $f_1 \approx 4.575$  ГГц и  $f_2 \approx 4.661$  ГГц, указанные на рисунке **(в)**.

На рисунке 4.5 (в) и (г), соответственно, показаны зависимости от уровня падающей мощности  $P_{in}$  частотные зависимости ЭДС и зависимости ЭДС на частоте дипольно-обменного резонанса  $f_1 \approx 4.575$  ГГц и соседней с ней частоты  $f_2 \approx 4.661$  ГГц. Если сопоставить вид частотных зависимостей ЭДС на рисунке 4.5 (в) и 4.4 (г), то может сложиться впечатление, что в случае структур YIG/Pt влияние 4М процессов на характер зависимости  $U(f)$  проявляется сильнее. Однако разница оказывается не столь существенной, если для оценки влияния 4М процессов на зависимости  $U(f)$  сопоставлять относительные величины  $\epsilon$ , в качестве которых взято отношение «амплитуды» изменения ЭДС на частоте

дипольно-обменного резонанса  $\delta U$  к величине сигнала ЭДС  $U$  на соседней к резонансной частоте ( $\epsilon = \delta U/U$ ).

Для случая частоты  $f_1 \approx 4.575$  ГГц, отвечающей резонансу ПМСВ с толщиной обменной модой  $N=2$ , «глубина провала»  $\delta U$  (см. рисунок 4.5 (в)) составляла  $\delta U \approx -37$  нВ при  $P_{in} \approx -10$  дБм ( $\epsilon \approx 20\%$ ),  $\delta U \approx -170$  нВ при  $P_{in} \approx 0$  дБм ( $\epsilon \approx 15\%$ ), а затем снижалась до величин  $\delta U \approx -10$  нВ при  $P_{in} \approx 10$  дБм ( $\epsilon \approx 0.3\%$ ). Для структур YIG/Pt «высота пика» ЭДС составляла  $\delta U \approx 310$  нВ при  $P_{in} \approx -10$  дБм ( $\epsilon \approx 250\%$ ),  $\delta U \approx 1243$  нВ при  $P_{in} \approx 0$  дБм ( $\epsilon \approx 84\%$ ) и  $\delta U \approx 360$  нВ при  $P_{in} \approx 10$  дБм ( $\epsilon \approx 3\%$ ). Можно сделать вывод, что с ростом мощности значение параметра  $\epsilon$  меняется в сопоставимых масштабах – примерно в 60-80 раз. Это можно объяснить тем, что как появление «пиков», так и «провалов» в зависимостях  $U(f)$  для рассматриваемых структур связаны с резонансными особенностями в дисперсии и затухании ПМСВ. В случае структур YIG/Pt это особенности в зависимости  $k(f)$ , приводящие к росту плотности состояний  $g(f)$ . В случае структур YIG/n-InSb это резонансный рост магнитных потерь  $k''_{mag}(f)$  [44,87].

Однако, если обратиться к характеру зависимости ЭДС от мощности для фиксированных частот, то можно увидеть существенные различия из сравнения зависимостей  $U(P_{in})$  на рисунках 4.4 (д) и 4.5 (г). Из рисунка 4.5 (г) следует, что как на частоте дипольно-обменного резонанса  $f_1 \approx 4.575$  ГГц, так и на соседних частотах  $f_2 \approx 4.661$  ГГц зависимости  $U(P_{in})$  ведут себя схожим образом – демонстрируют нелинейный рост, что отражает характер изменения мощности ПМСВ при 4М процессах из-за падения магнитной восприимчивости [155]. При этом, несмотря на формальное сохранение числа магнонов при 4М процессах, индукционные токи, наводимые в объеме InSb полями параметрических СВ, оказываются пренебрежимо малы из-за несопоставимости их длины волны с глубиной скин-слоя в InSb.

В структуре YIG/Pt, с точки зрения участия ПМСВ в электрон-магнонном рассеянии, ситуация совершенно иная. Параметрические 4М процессы могут приводить к заселению участков спектра с высокой плотностью состояний. В

результате эффективность рассеяния, несмотря на рост нелинейных потерь ПМСВ, может увеличить скорость роста  $U(P_{in})$ . Это проявляется в увеличении тангенса угла наклона зависимости  $U(P_{in})$  для частоты  $f_2 \approx 4.661$  ГГц вблизи частоты дипольно-обменного резонанса.

### 4.3 Влияние трехмагنونной параметрической неустойчивости на детектирование спиновых волн

#### 4.3.1 Измерения в микроструктурах на основе «толстых» пленок YIG

На рисунках 4.6 показаны результаты измерений АЧХ коэффициента передачи  $S_{12}$  и генерируемой ЭДС  $U$  для структуры с Pt микрополоской длиной  $L_{Pt} \approx 430$  мкм образца №1 (таблица 1) для случаев, когда или часть ( $f > f_{3M}$ ), или вся зона ПМСВ подвержена влиянию 3М процессов при поле подмагничивания  $H_0 \approx 809$  или 428 Э, соответственно.

Для случая  $H_0 \approx 809$  Э из рисунка 4.6 (а) можно увидеть уменьшение значений  $S_{12}$  только на частотах  $f > f_{3M}$ . При этом зависимость  $U(f)$  (рисунок 4.6 (в)) демонстрирует наличие пиков  $U_1$  и  $U_2$ . Однако пик  $U_2$  оказывается существенно меньше по сравнению со случаем  $H_0 \approx 939$  Э (рисунок 4.6 (д)) и оказывается сдвинут вниз по частоте. Его положение совпадает с граничной частотой  $f_{3M}$  для 3М распадов. Фактически, 3М процессы обрезают зону прохождения ПМСВ и генерируемую ЭДС. Значение границы 3М распада из расчета  $f_{3M} = 2\gamma H_0 = 4.53$  ГГц для  $H_0 = 809$  Э отличается от значения из эксперимента на  $\approx 60$  МГц, что может быть связано с ошибкой в значении поля.

В случае  $H_0 \approx 428$  Э граничная частота  $f_{3M}$  оказывается меньше значения  $f_0$  и, таким образом, 3М процессы разрешены во всем спектре существования ПМСВ. На рисунке 4.6 (б) для значений  $P_{in}$ , больших значения порога  $P_{th}^{3M}$  в 10 и более раз, наблюдалось уменьшение значений  $S_{12}$  до уровня, сопоставимого с уровнем наводки. В зависимости  $U(f)$  пик  $U_2$  полностью исчезал (рисунок 4.6 (г)). В тоже время пик  $U_1$  демонстрировал монотонный

рост с увеличением  $P_{in}$ , достигая значения  $\approx 1630$  нВ при  $P_{in}=10$  дБм. При этом положение пика по частоте уменьшалась на величину  $\approx 10$  МГц.

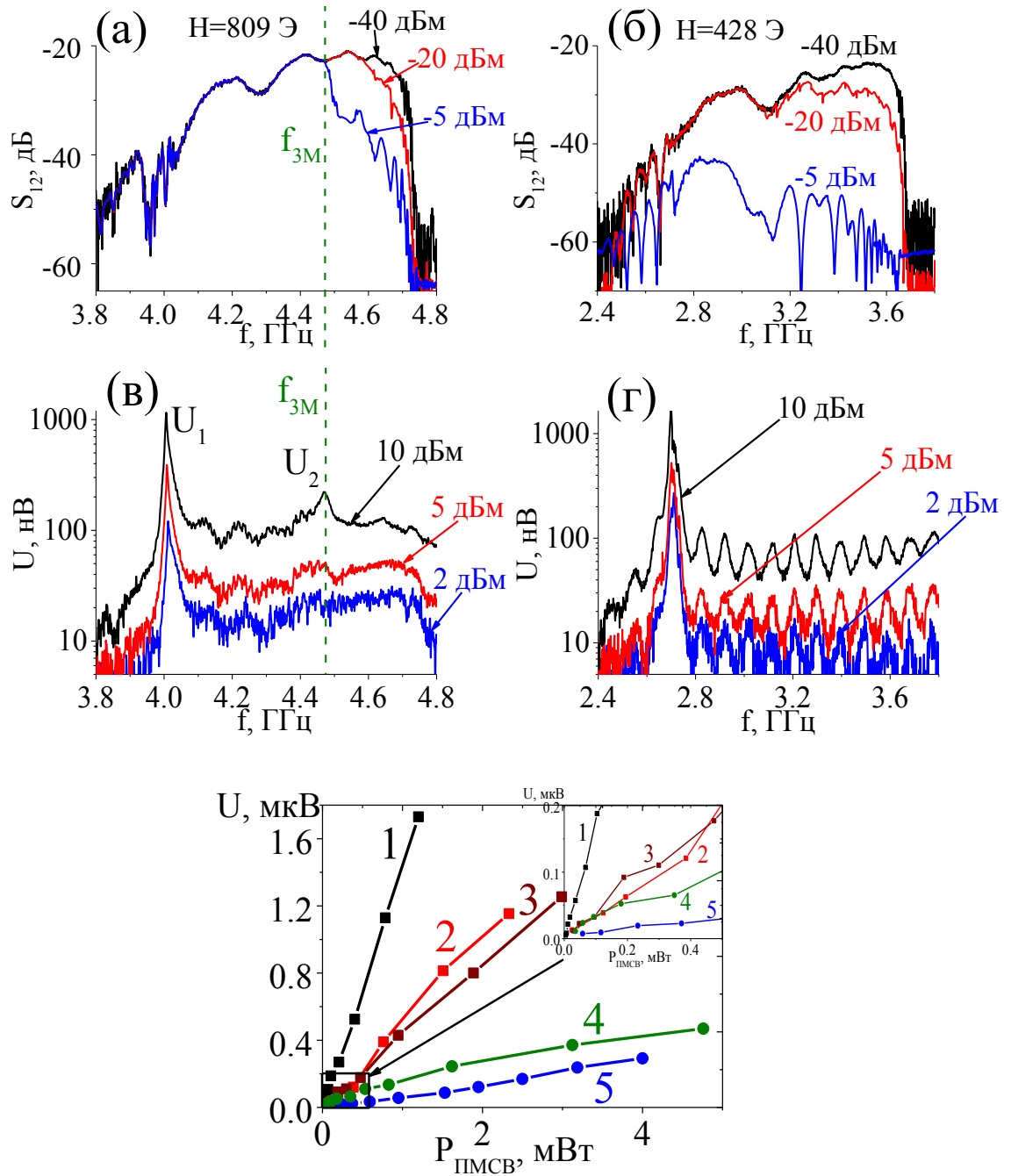


Рисунок 4.6 – Частотные коэффициента передачи  $S_{12}$  (а) и генерируемой ЭДС (в) при поле подмагничивания  $H_0 \approx 809$  Э; Частотные коэффициента передачи  $S_{12}$  (б) и генерируемой ЭДС (г) при поле подмагничивания  $H_0 \approx 428$  Э; (д) Зависимости значений пиков  $U_{1,2}$  от мощности ПМСВ  $P_{ПМСВ} = P_{in} * K$ , где цифрой (1) обозначен пик  $U_1$  при  $H_0 \approx 428$  Э, цифрами (2, 4) - пики  $U_1$  и  $U_2$ , соответственно, для  $H_0 \approx 809$  Э, а (3, 5) отвечают пикам  $U_1$  и  $U_2$ , соответственно, для  $H_0 \approx 939$  Э.

На рисунке 4.7 (а) представлены частотные зависимости генерируемой ЭДС для диапазона значений поля подмагничивания  $H_0 \approx 214.678$  Э при фиксированной падающей мощности  $P_{in} = 2$  дБм. Отметим, что при значении поля подмагничивания  $H_0 < H^{3M} = 4/3\pi M_0 \approx 583$  Э (вертикальная линия на рисунке 4.7 (а)), 3М распады на частоте пика  $U_1$  разрешены. Можно увидеть, что пик  $U_1$  достигает максимума  $\approx 1.2$  мкВ (отмечено «\*») при значении поля подмагничивания  $H_0 \approx 485$  Э, что почти на 100 Э меньше значения  $H^{3M}$ . При этом частота пика оказывается меньше граничной  $f_{3M}$  на  $\approx 300$  МГц. Отметим, что схожий результат наблюдался в работе [37]. Такой рост генерируемой за счет ОСЭХ ЭДС в структурах YIG/Pt в условиях ограничения мощности 3М процессами ПМСВ получил название «усиление генерации спинового тока за счет 3М распадов» [37].

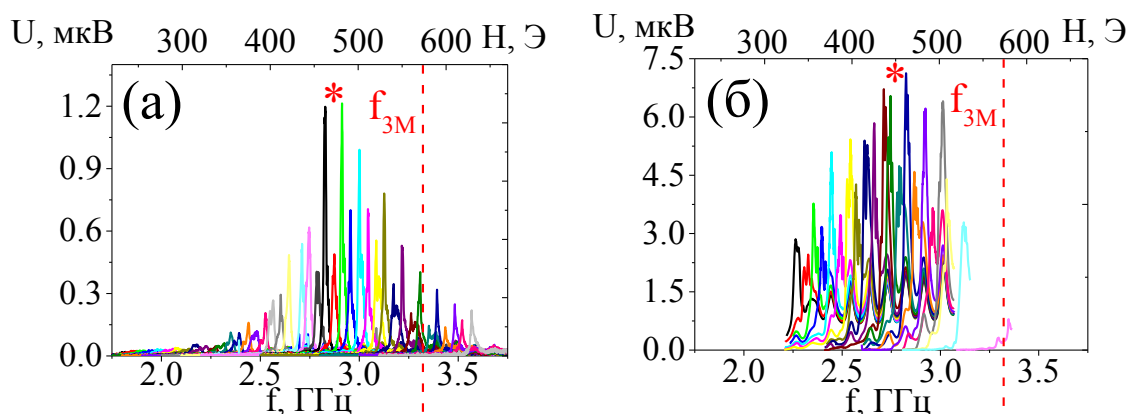


Рисунок 4.7 (а) Частотные зависимости ЭДС, измеренные при  $P_{in} \approx 2$  дБм и для диапазона значений поля подмагничивания  $H_0 \approx 214.678$  Э для структуры YIG/Pt образца 1 (таблица 1), вертикальной пунктирной линией отмечено положение граничных значений поля и частоты для 3М распадов в случае дипольного приближения без учета анизотропии; (б) Частотные зависимости ЭДС, измеренные при  $P_{in} \approx 10$  дБм и для диапазона значений поля подмагничивания  $H_0 \approx 316.583$  Э для структуры YIG/Pt образца 2 (таблица 1), вертикальной пунктирной линией отмечено положение граничных значений поля и частоты для 3М распадов в случае дипольного приближения без учета анизотропии.

Также были проведены аналогичные измерения для структуры с Pt микрополоской  $L_{Pt}$  длиной  $L_{Pt} \approx 220$  мкм образца №2 (таблица 1). На рисунке 4.7 (б) показаны частотные зависимости ЭДС для диапазона значений поля подмагничивания  $H_0 \approx 316..583$  Э при фиксированной падающей мощности  $P_{in} = 10$  дБм. При значении поля подмагничивания  $H_0 < H^{3M} = 4\pi M/3 \approx 583$  Э (вертикальная линия на рисунке 4.7 (б)), 3М распады на частоте пика  $U_I$  разрешены. Также, как и для предыдущего случая наблюдалось наибольшее значение пика  $U_I$  (отмечено «\*» рисунок 4.7 (б)) при значении поля  $H_0 \approx 468$  Э, что также меньше значения границы  $H^{3M}$  на 110 Э.

Отмеченный рост детектирования спинового тока в условиях ограничения мощности ПМСВ 3М распадами объяснялся в работе [39] передачей импульса в магнетонную систему из решетки, а также влиянием параметрических спиновых волн на скорость релаксации намагниченности в пленках YIG. При этом считалось, что к росту генерируемого спинового тока приводит появление двух квантов СВ вместо одного, а разница в числе спиновых моментов покрывается за счет решетки YIG на временах порядка спин-решеточной релаксации. Поскольку измерения величины ОСЭХ, выполненные в импульсном режиме, показывали, что стационарное усиление эмиссии спинового тока определяется затуханием спиновых волн, то делался вывод о том, что основной вклад в генерацию спинового тока дают ПМСВ с большим временем жизни. При этом, в качестве таких «долгоживущих», рассматривались ПМСВ, заселяющие «дно» спектра дипольно-обменных волн. Отметим, что для касательно намагниченных пленок на частоте «дна»  $f^{дно}$  отрицательная дипольная дисперсия компенсируется положительной обменной дисперсией и выполняется условие  $v_g(f^{дно}) \rightarrow 0$ . Следовательно, частота  $f^{дно}$  отвечает условию появления сингулярностей ван Хофа в плотности состояний СВ.

Однако, для рассматриваемых здесь экспериментов по генерации ЭДС бегущими ПМСВ в структура YIG/Pt, нельзя утверждать, что факт заселения

«дна» спектра параметрическими магнонами непременно приводит к росту эффективности генерации спинового тока через интерфейс YIG/Pt. В качестве доказательства обратимся к рисунку 4.6 (в), где приведены результаты измерения ЭДС в структуре образца №1, намагниченной в поле  $H_0 \approx 809$  Э. Из рисунка 4.6 (в) можно увидеть, что при попадании частоты ПМСВ в интервал частот  $[f^{3M}, f_s]$  (4.53-4.72 ГГц) уровень сигнала ЭДС не превышает уровень шумов.

Чтобы разобраться в механизме «усиления генерации спинового тока за счет 3М распадов» для структуры с Pt микрополоской длиной  $L_{pr} \approx 220$  мкм образца №2 (таблица 1) было проведено исследование спектра (рисунок 4.8) выходного сигнала при фиксированных мощности  $P_{in} = 10$  дБм и частоте накачки  $f_p \approx f_0$  для интервала значений поля подмагничивания  $H_0 \approx 316..628$  Э, отвечающих случаям на рисунке 4.7 (б). Горизонтальные пунктирные линии на рисунке 4.8 показывают амплитуду пика  $U_1$  для данного случая  $H_0$ . «\*\*» отмечен случай  $H_0$ , отвечающий максимуму пика  $U_1$ .

Из рисунка 4.8 можно увидеть присутствие шумового сигнала, связанный с беспороговыми процессами слияния ПСВ во вторичные спиновые волны (ВСВ) с законами сохранения [185]:

$$f_1 + f_2 = f_3, \quad \vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3. \quad (39)$$

Тот факт, что шумовой спектр принимается выходной антенной указывает, что по крайней мере какая-то часть шумового сигнала, сформирована ВСВ распространяющимися в том же направлении что и ПМСВ накачки. Иными словами, часть шумового сигнала связана с теми ВСВ которые в результате процесса (39) попали в спектр ПМСВ. Их можно рассматривать как вторичные ПМСВ [159].

Интенсивность шумового сигнала существенно (на  $\approx 10-15$  дБ) вырастает при значениях поля подмагничивания  $H_0 < 550$  Э, когда выполняются условия 3М распада  $f_p < f_{3M}$ . На примере результата, полученного

при  $H_0 \approx 501$  Э полосу частот шумового пика определим как  $\delta F = f_{\text{ш}}^{\text{B}} - f_{\text{ш}}^{\text{H}}$ , где частоты  $f_{\text{ш}}^{\text{H}}$  и  $f_{\text{ш}}^{\text{B}}$  – нижняя и верхняя частотные границы шумового сигнала.

Амплитуда шумового пика немонотонно зависит от значения поля подмагничивания  $H_0$ . В интервале поле  $\approx 440 - 525$  Э амплитуда шумового пика максимальна и превышает уровень -60 дБм. Данному интервалу отвечает случай максимума пика  $U_1$ . С уменьшением поля подмагничивания ширина шумового пика растет за счет смещения интенсивности вниз по частоте относительно  $f_p$ . При значениях поля подмагничивания  $> 525$  Э уровень шумового сигнала практически исчезает на фоне наводки в случае, когда граница  $f_{\text{ш}}^{\text{H}}$  становится больше частоты накачки  $f_p$ . Полученные значения границы шумового сигнала для каждого значения  $H_0$ , а также амплитуда пика ЭДС  $U_1$  в этом случае отмечены в таблице 3.

Описанная динамика шумового пика в спектре ПМСВ коррелирует с динамикой амплитуды пика ЭДС  $U_1$ . Это позволяет сделать, что эффект усиления ЭДС ЗМ распадами отражает процесс заселения пленки YIG вторичными спиновыми волнами, рождаемые в результате процессов распада и беспороговых процессов слияния ПСВ. Однако возникает противоречие, связанное с тем, что в случае  $H_0 \approx 809$  Э наличие шумового пика на частотах  $f < f_p$  не приводит к росту ЭДС. Оно может быть объяснено тем, что шумовой пик формируется вблизи границы  $f_0$ , где плотность состояний СВ увеличивается за счет сингулярностей Ван Хова.



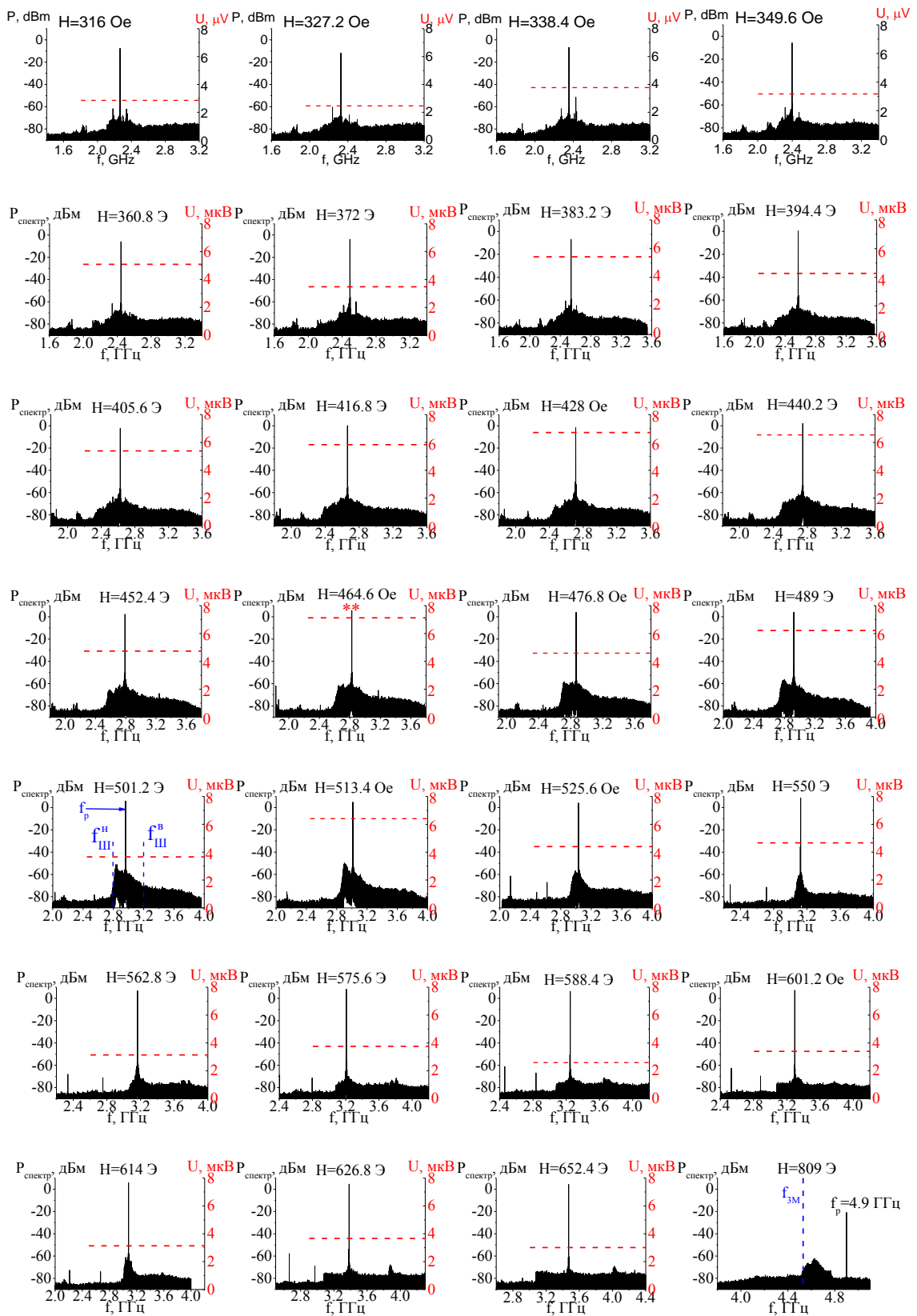


Рисунок 4.8 – частотные зависимости ЭДС и спектр ПМСВ на несущей частоте длинноволнового пика для полей подмагничивания  $H_0$ , значения которых указаны на рисунках,  $P_{in}=10$  дБм. Уровень шума с выходной МА составляет порядка -85..-90 дБм.

В свою очередь, для объяснения максимума ЭДС при поле  $H_0 \approx 464$  Э и когда граница шумового спектра  $f_{\text{ш}}^{\text{H}}$  смещена вниз на  $\approx 200$  МГц относительно частоты накачки  $f_p$  необходимо иметь представление о спектре ПМСВ с учетом влияние полей кристаллографической анизотропии [185,186].

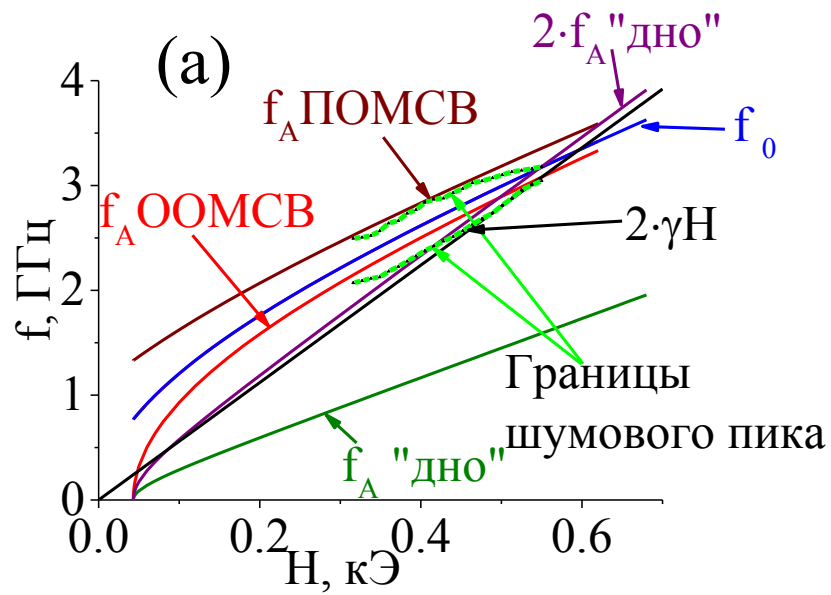
Учет полей анизотропии приводит к двум основным изменениям в спектре МСВ относительно случая изотропной пленки. Во-первых, анизотропия приводит к изменению значений характерных частот (отмечены на рисунку 4.9 (а)) в спектре СВ в касательно намагниченной пленки YIG. В частности, для дипольных МСВ в пленке YIG с кристаллографической ориентацией (111) частоты границ ПМСВ ( $f_0, f_s$ ) и ООМСВ ( $f^{\text{"дно"}}$ ,  $f_0$ ) могут быть оценены с помощью выражений (40)-(42) [185]:

$$f_0 = \sqrt{O - f_c^2(\cos 6\varphi + 1)}, \quad (40)$$

$$f_s = f_H + 1/2(f_m + f_a), \quad (41)$$

$$f^{\text{"дно"}} = \sqrt{f_H \cdot (f_H + f_a) - f_c^2(\cos 6\varphi + 1)}, \quad (42)$$

где  $O = f_H \cdot (f_H + f_m + f_a)$ ,  $f_a = f_u - f_c$ ,  $f_u = \gamma \cdot 2K_u/M$ ,  $f_c = \gamma \cdot K_1/M$ ,  $K_u$  и  $K_1$  - константы одноосной и кубической анизотропии,  $\varphi$  - угол между направлением касательного к пленке магнитного поля и кристаллографическим направлением  $[\bar{1}10]$ , лежащим в плоскости пленки с кристаллографической ориентацией (111). На рисунке 4.9 (а) для кубически анизотропной пленки YIG (111), характеризуемой полем  $H_A = -43$  Ое намагниченной вдоль кристаллографического направления  $[\bar{1}10]$  ( $\varphi = 0$ ) приведен расчет зависимостей от магнитного поля  $f_0$ ,  $f^{\text{"дно"}}$ ,  $2f^{\text{"дно"}}$  и  $2\gamma H$  и зависимости границ шумового пика  $f_{\text{ш}}^{\text{H}}(H)$  и  $f_{\text{ш}}^{\text{B}}(H)$ .



(б)

(в)

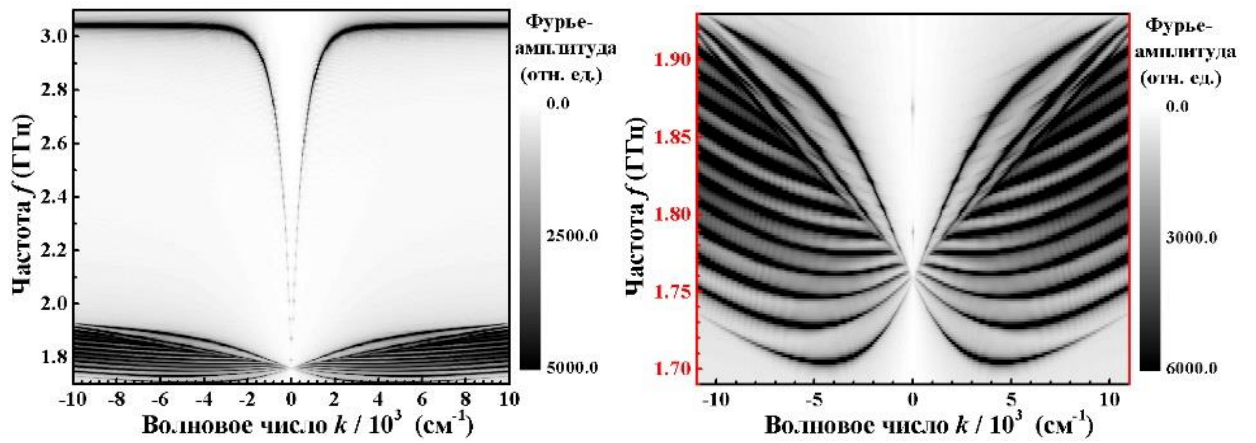


Рисунок 4.9 – частотные зависимости ЭДС и спектр ПМСВ на несущей частоте длинноволнового пика для полей подмагничивания  $H_0$ , значения которых указаны на рисунках,  $P_{in}=10$  дБм. Уровень шума с выходной МА составляет порядка -85..-90 дБм.

Во-вторых, анизотропия приводит к появлению в спектре волн, бегущих перпендикулярно касательному полю  $H$ , дополнительно к ПМСВ, интервалов частот, где распространяются анизотропные ПОМСВ и ООМСВ. Такие анизотропные волны занимают, соответственно, полосы частот  $[f_0, f_A^{\text{ПОМСВ}}]$  и  $[f_A^{\text{ООМСВ}}, f_0]$  (рисунок 4.9 (а)), где частоты  $f_A^{\text{ПОМСВ}}$  и  $f_A^{\text{ООМСВ}}$  - коротковолновые границы ПОМСВ и ООМСВ, определяемые выражениями (43) и (44) соответственно [185]:

$$f_A^{\text{ООМСВ}} = \sqrt{f_0^2 + 1/2 \cdot f_H \cdot [f_a - \sqrt{f_a^2 + 4f_c^2(\cos 6\varphi + 1)}]}, \quad (43)$$

$$f_A^{\text{ПОМСВ}} = \sqrt{f_0^2 + 1/2 \cdot f_H \cdot [f_a + \sqrt{f_a^2 + 4f_c^2(\cos 6\varphi + 1)}]}. \quad (44)$$

На рисунке 4.9 (б) приведен результат микромагнитного моделирования в программе ООММФ спектра спиновых волн с волновыми числами  $|k| \leq 10^4 \text{ см}^{-1}$  в пленке YIG (111) толщиной  $d_{\text{YIG}}=8.8 \text{ мкм}$ , с полем кубической анизотропии  $H_A = -43 \text{ Oe}$  намагниченной в поле  $H=300 \text{ Э}$  в направлении  $[\bar{1}10]$ . Интенсивность серого отражает амплитуду Фурье-компонент спиновых волн бегущих в направлении перпендикулярном магнитному полю при возбуждении пленки YIG импульсом магнитного поля нормального к поверхности пленки  $h = A \times \text{sinc}(2\pi f_{\text{max}}[t - t_0])$ , где  $A=100 \text{ А/м}$  – амплитуда,  $f_{\text{max}}=5 \text{ ГГц}$  – максимальная частота,  $t$  – время,  $t_0=50 \text{ нс}$  – сдвиг по времени. Можно видеть, что вблизи длинноволновой границы существует полоса частот, где характер дисперсии в области малых волновых чисел отвечает дисперсии ПОМСВ и ООМСВ. На рисунке 4.9 (в) точками отмечены участки дисперсии, где  $v_g \rightarrow 0$  и в плотности состояний формируются сингулярности ван Хофа. Заселение этих участков спектра вторичными спиновыми волнами приводит к росту эффективности генерации спинового тока. Полученные характерные значения граничных частот шумового сигнала, ПОМСВ и ООМСВ без и с учетом анизотропии указаны в таблице 3.

Таблица 3 Значения пика ЭДС, характерных частот в спектре МСВ, накачки и характерных частот в спектре анизотропных МСВ в пленке YIG, рассчитанных при учете кубической анизотропии с помощью формул (40)-(44), в зависимости от поля  $H$ .

$H, \text{ Э}$	$\Delta f = f_{\text{ш}}^{\text{max}} - f_p$ , МГц, эксперимент, рис.4.8	$W_{q0} - W_1^{\text{ПМСВ}}$ , МГц, расчет	$\delta F = f_{\text{ш}}^{\text{B}} - f_{\text{ш}}^{\text{max}}$ , МГц Эксперимент, рис.4.8	$\delta \tilde{F} = f_A^{\text{ПОМСВ}} - f_A^{\text{ООМСВ}}$ , МГц Расчет рис.4.9а	$f_0 - 2f_{\text{дно}}$ , МГц Расчет Рис.4.9а	$f_0 - 2\gamma H$ , МГц Эксперимент рис.4.9(а)	$2f_{\text{дно}} - f_A^{\text{ООМ}}$ , МГц расчет	ЭДС $U$ , мкВ
525,6	40	56	232	281	41	120	-53	4.4
513,4	99	77	256	286	65	144	-28	6.406
501,2	129	93	273	292	91	168	-11	3.659
489	145	117	356	297	116	191	16	6.217
476,8	146	132	366	302	143	218	37	4.588
464,6	180	164	401	307	163	239	62	7.125
452,4	202	179	432	313	183	262	83	4.736

440: 2	219	198	464	316	209	284	104	6.54 1
428	242	211	490	321	233	306	124	6.71 5
416, 8	251	231	513	328	256	328	144	5.84
405, 6	267	259	536	334	277	347	166	5.39 3
394, 4	291	279	564	339	299	367	182	3.94 6
383, 2	301	292	598	345	312	386	202	5.39

Причина, по которой ЭДС достигает максимума при некотором значении поля подмагничивания, связана с тем, что при таком поле полоса частот, в которой существуют сингулярности ван Хофа в спектре анизотропных ПОМСВ и ООМСВ, оптимально перекрывается с полосой частот, где формируются ВСВ. Из Таблицы 3 можно видеть, что при  $H_0 \approx 464$  Э ширина шумового пика  $\delta F$  совпадает с полосой частот  $\delta \tilde{F} = f_A^{\text{ПОМСВ}} - f_A^{\text{ООМСВ}}$  с точностью не хуже 25%. При полях  $H_0 > 468$  Э частота  $2f_{\text{дно}}$  лежит выше частоты  $f_A^{\text{ООМСВ}}$  и ВСВ заселяют лишь часть полосы частот  $\delta \tilde{F}$ , что снижает эффективность генерации спинового тока. При полях  $H_0 < 468$  Э частота  $2f_{\text{дно}}$  лежит ниже частоты  $f_A^{\text{ООМСВ}}$ . Поскольку ВСВ заселяют спектр пленки на частотах  $f > 2f_{\text{дно}}$ , то число ВСВ, заселяющих участок спектра анизотропных ПОМСВ и ООМСВ, оказывается меньше, чем при  $H_0 \approx 468$  Э.

Действительно, из Таблицы 3 можно видеть, что отстройка частоты  $f_A^{\text{ООМСВ}}$  от граничной частоты 3М распадков в области полей  $< 440$  Э составляет полосу порядка сотни МГц. При этом процессы (39), приводят к появлению

ВСВ которые не попадают в полосу анизотропных МСВ, характеризующуюся наличием сингулярностей ван Хофа.

Для того, чтобы подтвердить факт наличия кристаллографической анизотропии в исследуемых структурах было проведено измерение зависимости границы  $f_0$  ПМСВ от вращения структуры.

Для это образец №2 (таблица 1) располагался под углом 45 к полю подмагничивания  $H_0 \approx 420$  и 1060 Э таким образом, что проекция внешнего поля подмагничивания на плоскость исследуемой структуры совпадала с направлением поля  $H$ , которое задавалось в проводимых экспериментах по распространению ПМСВ и генерации ЭДС.

На рисунке 4.10 показаны результаты измерений зависимости положения границы  $f_0$  угла вращения  $\varphi$  образца в его плоскости поверхности для случаев  $H_0 \approx 420$  и 1060 Э. При этом значение  $\varphi=0$  соответствовало начальному положению образца. Из рисунка можно отметить осциллирующий характер зависимости  $f_0(\varphi)$ , где период таких осцилляций составлял 120 градусов. Это соответствует случаю наличия кубической анизотропии в пленке YIG.

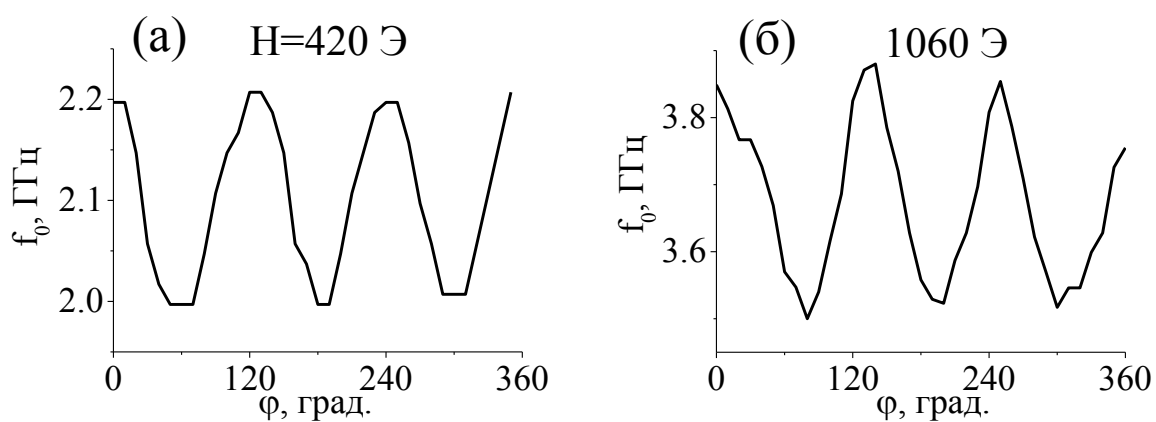


Рисунок 4.10 зависимость границы  $f_0$  от угла вращения структуры для случаев поля подмагничивания  $H_0 \approx 420$  (а) и 1060 (б) Э.

Необходимо отметить осциллирующий характер зависимости длинноволнового пика ЭДС для структур образцов №1 и №2 (рисунок 4.7), который не связан с механизмом ОСЭХ и обусловлена переотражением падающей мощности в СВЧ тракте. Из частотных зависимостей ЭДС (рисунок 4.11 (а)), измеренных для структуры с Pt микрополоской  $L_{Pt} \approx 220$  мкм образца №2 (таблица 1) при  $P_{in} = 10$  дБм и  $H_0 \approx 428$  Э видно, что амплитуда осцилляций уменьшается в 2-3 раза в случае, когда между модулятором и входным СВЧ зондом подключался вентиль.

Также наблюдалось (рисунок 4.11 (б)) изменение периода по частоте таких осцилляций в случае использования проводов, соединяющих модулятор и СВЧ зонд, с соотношением длины  $I < II < III$ . Для этого вместо структур YIG/Pt использовалась детекторная головка, на которую подавался СВЧ сигнал. Из рисунка 4.11 (б) видно, что с уменьшением длины кабеля интервал между максимумами осцилляций уменьшался.

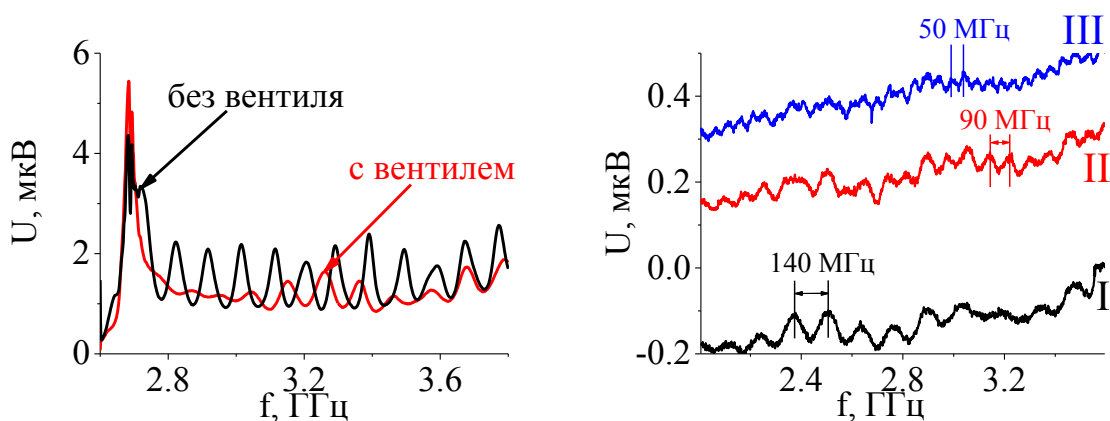


Рисунок 4.11 (а) частотные зависимости ЭДС, измеренные с вентиляем и без; (б) частотные зависимости ЭДС, измеренные с детекторной головки для различных длин кабелей  $I > II > III$ .

На рисунке 4.12 показаны частотные зависимости коэффициента передачи  $S_{12}$  (а,в) и генерируемой ЭДС  $U$  (б,г) для структуры с n-InSb микрополоской  $L_{n\text{-InSb}} \approx 430$  мкм, измеренные при поле подмагничивания  $H_0 \approx 809$  и 428 Э и значениях  $P_{in}$ , указанные на рисунках.



Как и в случае с Pt, развитие 3М процессов приводило к уменьшению значений  $S_{12}$  на частотах  $f > f_{3M}$ , что также связано с ограничением мощности ПМСВ. При этом в зависимостях  $U(f)$  на частотах наблюдался спад  $f > f_{3M}$  ЭДС. Лишь для случая  $H_0 \approx 809$  Э наблюдался пик ЭДС на частоте вблизи границы  $f_{3M}$ .

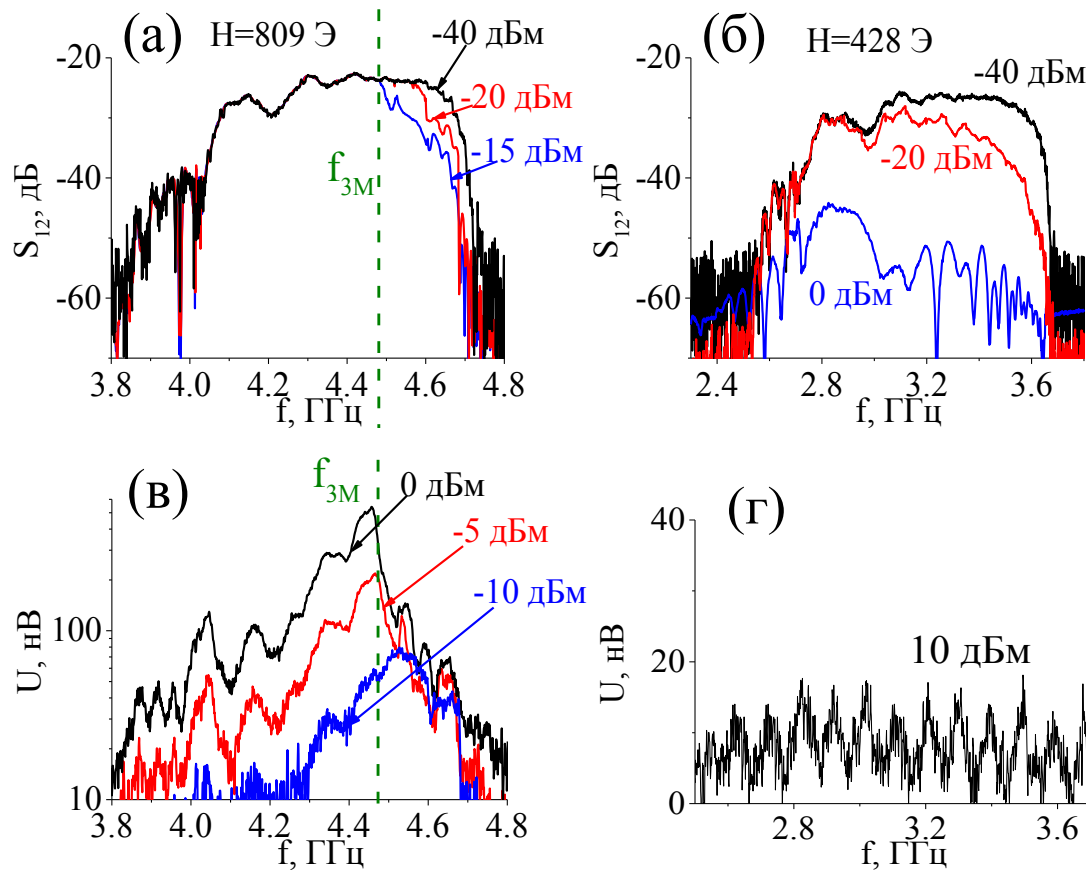


Рисунок 4.12 – Частотные зависимости прохождения сигнала ПМСВ (а) и генерируемой ЭДС (б) при значениях  $P_{in}$ , указанных на графиках и поле подмагничивания  $H_0 \approx 428$  Э;

#### 4.3.2 Измерения в микроструктурах на основе «тонких» пленок YIG

В тонких пленках YIG характер спектра существенно определяется обменным взаимодействием, что приводит к ряду особенностей влияния параметрических процессов на эффекты распространения ПМСВ и генерации ЭДС.

Как для структуры YIG/Pt с  $L_{Pr} \approx 220$  мкм (рисунок 4.13 (а) и (в)), так и для структуры YIG/n-InSb  $L_{n-InSb} \approx 220$  мкм (рисунок 4.13 (б) и (г)) образцов № 4 и 7 (таблица 1 и 2), соответственно, наблюдался эффект, когда при значении поля подмагничивания  $H_0 \approx 428 < 4\pi M_0/3$  только часть зоны ПМСВ на частотах  $f > f_{3M}$  оказывалась подвержена 3М процессам распада. Это приводило к уменьшению значений  $S_{12}$  до уровня наводки при увеличении  $P_{in}$  до значения  $\approx 0$  дБм. Данный эффект связан с известным эффектом «обменного сдвига» «дна» спектра МСВ [157]. Значение границы  $f_{3M}$  из эксперимента составляло  $\approx 3.156$  ГГц.

Из частотных зависимостей ЭДС, измеренных для структуры с Pt при значениях  $P_{in}$ , указанных на рисунке видно отсутствие осцилляций, связанных с дипольно-обменными резонансами на частотах  $f > f_{3M}$ . Это говорит о разрушении 3М распадами сингулярностей Ван Хофа. При этом уровень сигнала  $U$  на частотах  $f > f_{3M}$  был сопоставим с уровнем сигнала на частотах  $f < f_{3M}$ .

В случае структуры с полупроводником (рисунок 4.13 (г)) 3М распады приводили к существенному падению уровня генерируемой ЭДС на частотах  $f > f_{3M}$ .

На рисунке 4.13 (д) показан расчет дисперсии ООМСВ для нескольких номеров мод  $n$ , указанных на рисунке, при значениях  $A \approx 3.85 \times 10^{-7}$  эрс/см [158]. Значение  $f_{\text{«дна»}}$  для полученного спектра МСВ составляло  $\approx 1.58$  ГГц. В этом случае обменный сдвиг составлял  $\approx 0.38$  ГГц (рисунок 4.13 (д)). Значение удвоенного «дна» спектра МСВ – или границы 3М распада составляло 3.16 ГГц, что хорошо соответствовало значению из эксперимента.

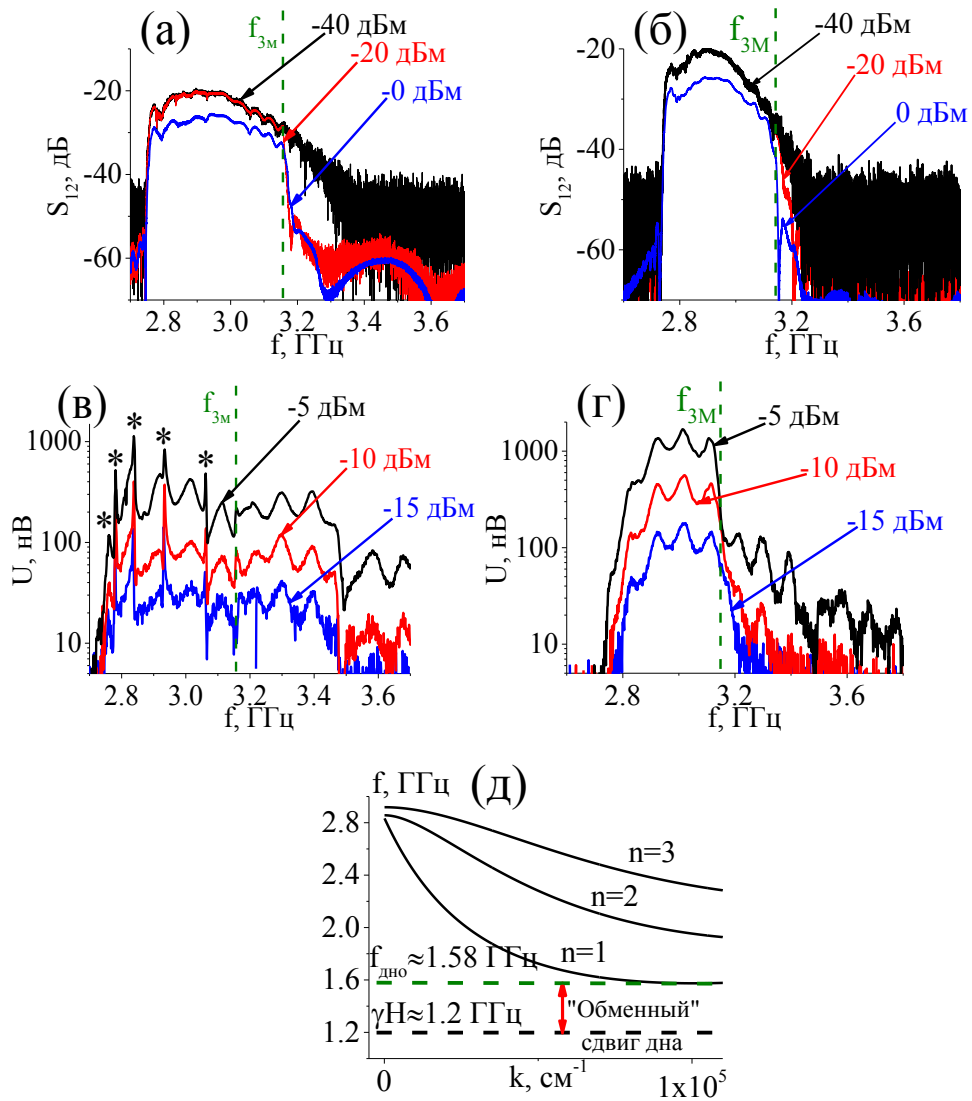


Рисунок 4.13 – Частотные зависимости коэффициента передачи  $S_{12}$  (а) и генерируемой ЭДС (в) при значениях  $P_{in}$ , указанных на рисунках для структуры YIG/Pt; Частотные зависимости коэффициента передачи  $S_{12}$  (б) и генерируемой ЭДС (г) при значениях  $P_{in}$ , указанных на рисунках для структуры YIG/Pt; вертикальной линией отмечена граница  $f_{3M}$  3М распадов в эксперименте; (д) расчет дисперсии ООМСВ с учетом обменного взаимодействия для нескольких номеров мод  $n$ ;

#### 4.4 Выводы

1. Установлено, что развитие 4М процессов параметрической неустойчивости в структурах YIG/Pt на основе «толстой» пленки YIG приводит к сдвигу коротковолнового пика на величину, зависящая от падающей мощности (при  $P_{in}=10$  дБм  $\Delta f_s \approx 45$  МГц), а также к падению эффективности детектирования S в 4-5 раз.
2. Отмечено, что для структуры YIG/Pt на основе «толстой» пленки YIG в условиях 3М распадов частотная зависимости ЭДС характеризуется лишь длинноволновым пиком, в то время как коротковолновый исчезает.
3. Показано, что эффект усиления генерации ЭДС 3М распадами связан с заселением вторичных спиновых волн, рожденных в результате процессов распада и беспороговых процессов слияния, спектра анизотропных дипольно-обменных волн, в которых присутствуют участки дисперсии, отвечающих сингулярностям Ван Хофа.
4. В структурах YIG/Pt на основе «тонкой» пленки YIG как 4М, так и 3М процессы распада приводят к нарушению фазового синхронизма дипольной ПМСВ и обменных мод, что приводит к уменьшению эффективности дипольно-обменных резонансов и исчезновению отвечающих им пиков ЭДС, что говорит о разрушении сингулярностей Ван Хофа.
5. В структурах YIG/n-InSb на основе «тонкой» пленки YIG развитие 3М и 4М процессов приводят к разрушению дипольно-обменных резонансов, что сопровождается исчезновением «провалов» на частотных зависимостях ЭДС.

## **5. Влияние фокусировки ПМСВ на их распространение и детектирование в микроструктурах YIG/Pt и YIG/n-InSb**

Интерес к исследованиям эффектов фокусировки СВ обусловлен возможностями формировать волновые пучки и управлять их параметрами, что может существенно изменить подходы к построению устройств спиновой логики [148,166-168]. Существенный вклад в такого рода исследований вносит прогресс в технологиях создания магнитных структур, пленочных волноводов и их интеграции с индукционными МА [143,169], обеспечивающими возбуждение СВ субмикронных длин и их пробег на расстояние менее сотни микрон, а также развитие методов изучения СВ на основе мандельштам-бриллюэновской [170] и керровской [171] сканирующих спектроскопий. Также необходимо отметить появление и развитие численных методов микромагнитного моделирования [154,172-173], адекватность применения которых для изучения динамики СВ в магнитных микро- и наноструктурах следует из хорошего соответствия с экспериментальными данными.

Возможность фокусировки СВ впервые была продемонстрирована в [75]. В работах [174-175] с помощью фокусирующих индукционных преобразователей СВ было показано, что пространственное положение фокуса является частотно-зависимым как для случая ПМСВ, так и для ООМСВ и определяется характером дисперсии. При этом в работе [176] было показано, что за счёт создания возбуждающей антенной неоднородностей, способных пропускать СВ на определенных частотах и рассеивать на всех остальных частотах возможно сформировать узкий спектр СВ. В работе [177] был предоставлен численный метод расчета формы и геометрических параметров фокусирующих преобразователей СВ, который применялся в исследованиях, описываемых в данной главе.

Стоит отметить, что исследование влияния фокусировки ПМСВ на генерацию ЭДС в структурах феррит/металл и феррит/полупроводник ранее не проводилось. Важность проведения подобных исследований определяется

двумя основными предпосылками: во-первых, концентрация мощности ПМСВ в точке фокуса эквивалентно увеличению уровня падающей мощности на прямолинейную входную МА; во-вторых, формируемые при фокусировке ПМСВ каустики могут вносить существенный вклад в процессы электрон-магнетонного рассеяния, что может отражаться в частотных зависимостях генерируемых ЭДС.

### 5.1 Моделирование распространения ПМСВ в условиях фокусировки

Моделирование фокусировки ПМСВ в пластине YIG с размерами 1.5 мм × 1.5 мм × 3.9 мкм проводилось с помощью свободно распространяемой программы OOMMF [149]. На рисунке 5.1 (а) показаны результаты моделирования в виде двумерных карт распределения Фурье-амплитуды волнового поля в окрестности ( $\pm 150$  мкм) фокусирующей антенны (обозначена «1» на рисунок 5.1(а)) (шириной) 4 мкм и апертурой 200 мкм, представляющей собой дугу окружности радиусом 300 мкм. При этом использовались следующие параметры YIG: коэффициент затухания ПМСВ  $10^{-3}$ , обменная жесткость  $A=3.5 \cdot 10^{-12}$  Дж,  $\gamma=2.8$  МГц/Э,  $d_{YIG}=3.9$  мкм,  $4\pi M_0=1750$  Гс. Размер элементарной ячейки при моделировании составлял  $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z = 2$  мкм × 2 мкм × 0.78 мкм, шаг по времени –  $\Delta t = 5 \cdot 10^{-12}$  с. Карты получены путем Фурье-преобразования в программе Semargl [178] временной выборки в координатах  $x, y, z, t_n$ , где  $n=1..500$ . Длительность выборки составляла 4 нс, интервал между соседними элементами выборки 80 пс. На рисунке 5.1(а) отмечена область пластины YIG на расстоянии 15 мкм от возбуждающей антенны, которая находилась под слоем из Pt или n-InSb.

Для случая, когда внешнее магнитное поле  $H=960$  Э приложено касательно к поверхности и направлено, как показано на рисунке 5.1 (а), при распространении в направлении отрицательных значений координаты Y ПМСВ прижимается к «верхней» поверхности пленки YIG и фокусируется. При этом происходит формирование каустик (обозначены «2» на

рисунке 5.1(а)). С ростом частоты ПМСВ положение фокуса (обозначен «3» на рисунке 5.1(а)) смещается ближе к антенне. На частотах >5 ГГц фокус находится на участке между антенной и Pt или InSb. В случае противоположного направления распространения ПМСВ (в сторону положительных значений координаты Y), амплитуда ПМСВ прижимается к «нижней» поверхности и расфокусируется.

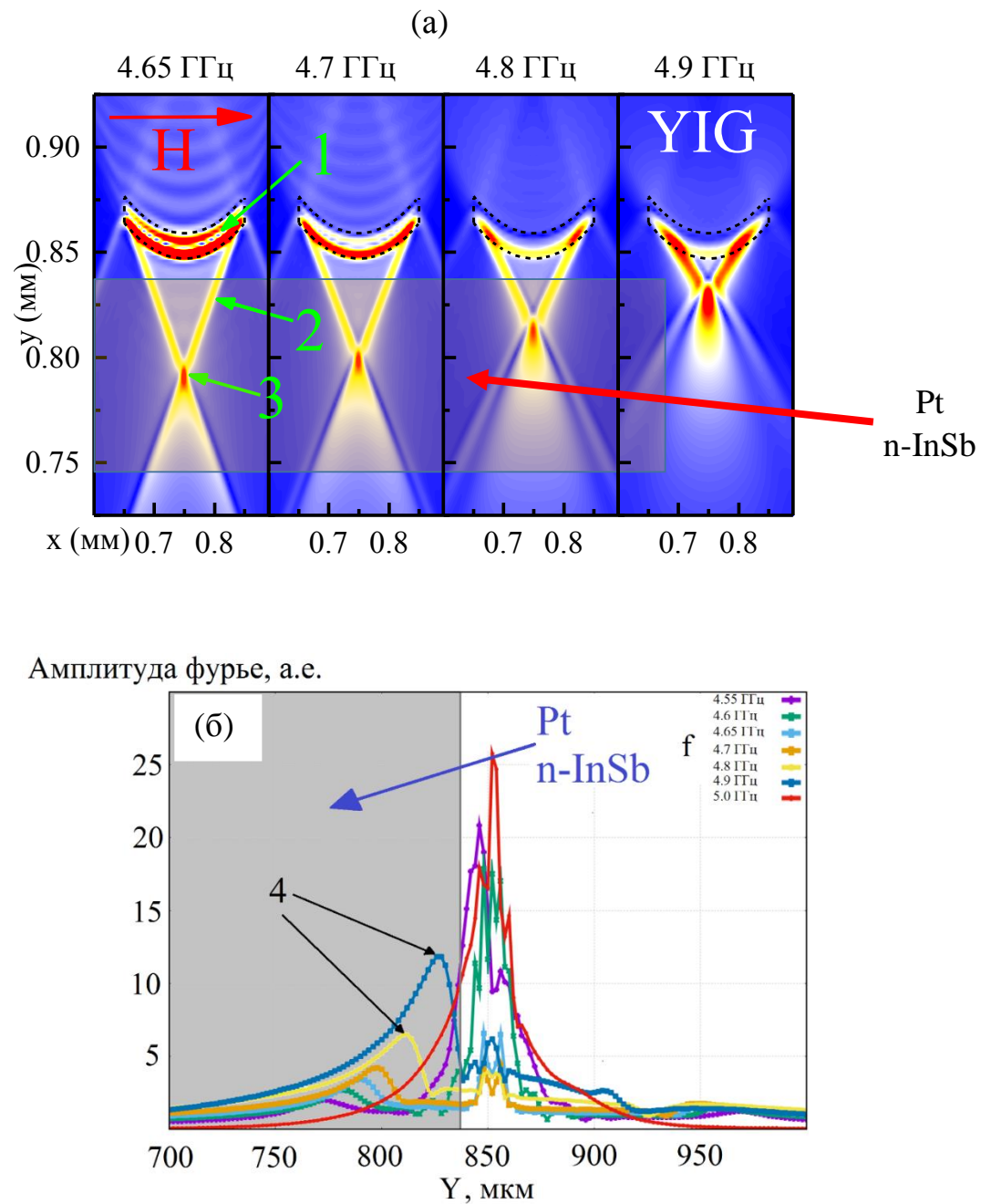


Рисунок 5.1 Распределение Фурье-амплитуды (а) в плоскости XY на разных частотах (показаны на рисунке) и (б) – вдоль оси  $x = 750$  мкм.

Из рисунка 5.1 (б) видно, что наименьшие значения Фурье-амплитуды в области фокуса (обозначена «4» на рисунке 5.1 (б)) соответствуют частотам  $f < 4.65$  ГГц. С ростом частоты происходит увеличение Фурье-амплитуды с одновременным сдвигом фокуса к возбуждающей антенне. На частоте 5.0 ГГц положение фокуса выходит из области, покрытой Pt или n-InSb, однако для данной частоты остается «шлейф» – область плавного уменьшения интенсивности вблизи положения фокуса со значительным уровнем Фурье-амплитуды. На частотах  $f > 5.1$  ГГц влияние области «шлейфа» быстро снижается.

## 5.2 Исследования в микроструктуре YIG/n-InSb

На рисунке 5.2 представлены частотные зависимости коэффициента прохождения  $S_{12}$  ПМСВ (а) и генерируемой ЭДС (б), измеренные при  $P_{in} = -20$  дБм и  $-10$  дБм, соответственно, для структуры с n-InSb микрополоской  $L_{n-InSb} \approx 620$  мкм и  $W_{n-InSb} \approx 200$  мкм макета №6 (таблица 2). При этом возбуждение ПМСВ осуществлялось либо фокусирующей МА (кривые «1» на рисунке 5.2), либо прямолинейной МА (кривые «2» на рисунке 5.2). Поле подмагничивания  $H_0 \approx 939$  Э. На зависимости  $S_{12}(f)$  можно выделить область на частотах  $\approx 4.6..4.9$  ГГц, на которой наблюдалось лучшее прохождение ПМСВ (на величину до  $\approx 8$  дБ), возбуждаемой фокусирующей МА. Это связано с близостью положения фокуса к выходной МА. С увеличением частоты значения  $S_{12}$  для кривых 1 и 2 сначала выравнивались, а затем наблюдалось лучшее прохождение ПМСВ, наоборот, для случая прямолинейной антенны. Это связано с тем, что на частотах  $f > 4.9$  ГГц положение фокуса находится вблизи возбуждающей антенны. При этом ПМСВ распространяется под углом  $> 30^\circ$ , вследствие чего часть мощности ПМСВ огибает выходную антенну.



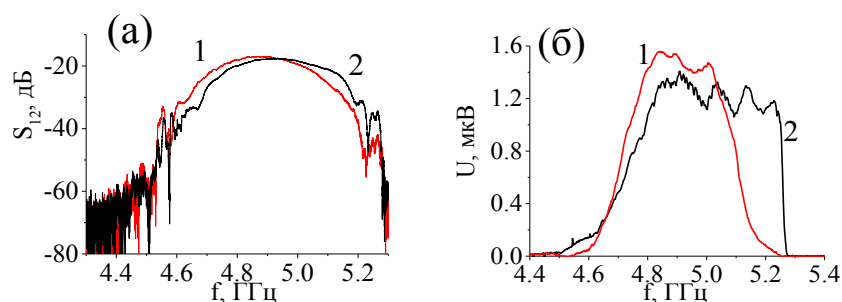


Рисунок 5.2 – Частотные зависимости (а)  $S_{12}$  ПМСВ при  $P_{in}=-20$  дБм и (б) генерируемой ЭДС при  $P_{in}=-10$  дБм для структур с фокусирующей (кривые «1») и прямолинейной (кривые «2») МА.

Из сопоставления частотных зависимостей ЭДС (рисунок 5.2 (б)) было обнаружено, что для случая криволинейной МА (кривые «1» на рисунке 5.2) на частотах, когда положение фокуса ПМСВ находится под n-InSb микрополоской (соответствует значениям  $f \approx 4.65..5.00$  ГГц), генерируемая ЭДС оказывалась на  $\approx 10-15\%$  больше значений, полученных прямолинейной МА (кривые «2» на рисунке 5.2). Это можно связать с увеличением погонной плотности мощности ПМСВ в области фокуса, что согласно (35) приводит к росту тока увлечения.

В тоже время, когда положение фокуса находилось не под n-InSb микрополоской, что соответствовало значениям  $f \approx 5.0..5.3$  ГГц, генерируемая ЭДС для случая криволинейной МА оказывалась существенно меньше.

### 5.3 Исследования в микроструктуре YIG/Pt

На рисунке 5.3 показаны частотные зависимости коэффициента прохождения  $S_{12}$  ПМСВ (а), и генерируемой ЭДС (б), измеренные при  $P_{in} \approx -20$  дБм и  $\approx -10$  дБм, соответственно, для структуры с Pt микрополоской  $L_{Pt} \approx 620$  мкм и  $W_{Pt} = 200$  мкм макета №3. При этом возбуждение ПМСВ осуществлялось либо фокусирующей МА (кривые «1» на рисунке 5.3), либо прямолинейной МА (кривые «2» на рисунке 5.3). Фокусирующая МА соответствовала макету № 3 (таблица 1). Поле подмагничивания  $H_0 \approx 939$  Э. Из рисунка 5.3 (а) видно,

что влияние фокусировки ПМСВ на АЧХ прохождения аналогично тому, что наблюдалось для структур с полупроводником – см. рисунок 5.2 (а).

Из рисунка 5.3 (б) видно, что генерируемая ЭДС в условиях фокусировки ПМСВ эволюционирует схожим образом со случаем с n-InSb. То есть, на частотах, при которых положение фокуса находится под Pt микрополоской, наблюдался рост генерируемой ЭДС и наоборот, ЭДС снижается относительно случая прямолинейной МА на частотах, когда положение фокуса «выходит» из-под Pt микрополоски. При этом наблюдаемые пики ЭДС что для кривой 1, что для кривой 2 связаны с дипольно-обменными резонансами, которые были рассмотрены в главах 2 и 4.

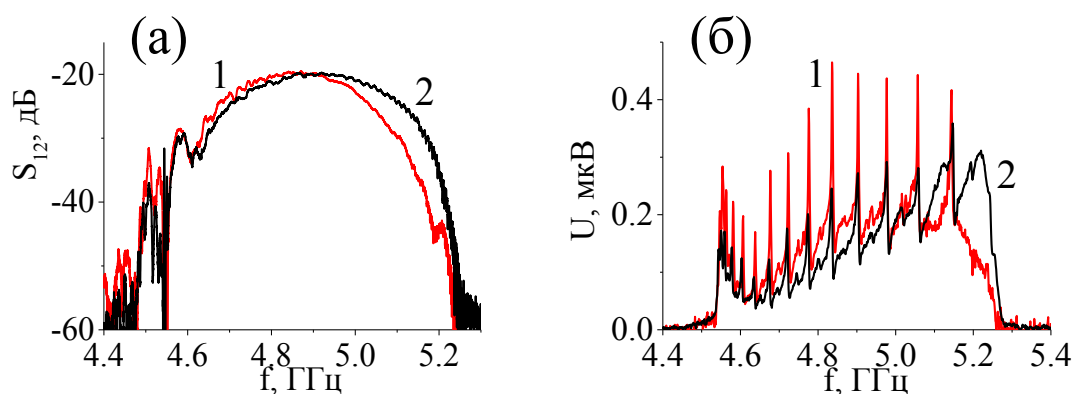


Рисунок 5.3 – Частотные зависимости (а)  $S_{12}$  ПМСВ при  $P_{in}=-20$  дБм и (б) генерируемой ЭДС при  $P_{in}=-10$  дБм для структур с фокусирующей (кривые 1) и прямолинейной (кривые 2) МА.

В то же время было обнаружено, что с увеличением значения  $P_{in}$  наблюдались отличия в генерируемой ЭДС по сравнению со случаем с n-InSb, связанные с разными механизмами детектирования спинового тока. На частотных зависимостях ЭДС, измеренных при  $P_{in}=0$  дБм для случая фокусирующей МА (рисунок 5.4 (а)) наблюдались осцилляции (отмечены окружностями) при  $f \approx 4.9..5.0$  ГГц. В тоже время для случая прямолинейной МА при тех же значениях  $P_{in}$  особенности не наблюдались.

Отмеченные осцилляции расположены на частотах между дипольно-обменными резонансами. Для их объяснения были рассчитаны дисперсионные характеристики дипольно-обменных ПМСВ, бегущих под углом  $\varphi=0.37$  к направлению поля подмагничивания  $H_0$ . Необходимо отметить, что полученные результаты, показанные на рисунках 5.4 (в) и (г), являются сечением дисперсионных плоскостей Деймона-Эшбаха [85] – см. рисунок 5.4 (д). Отмеченные области на рисунке 5.4 (г) представляют собой участки, на которых дисперсионные кривые выполаживаются и  $V_g \rightarrow 0$ , что отвечает сингулярностям Ван Хофа. Их заселению способствуют формируемые каустики, бегущие под углом к полю  $\varphi$  и двух- и четырехмагнонные процессы рассеяния.

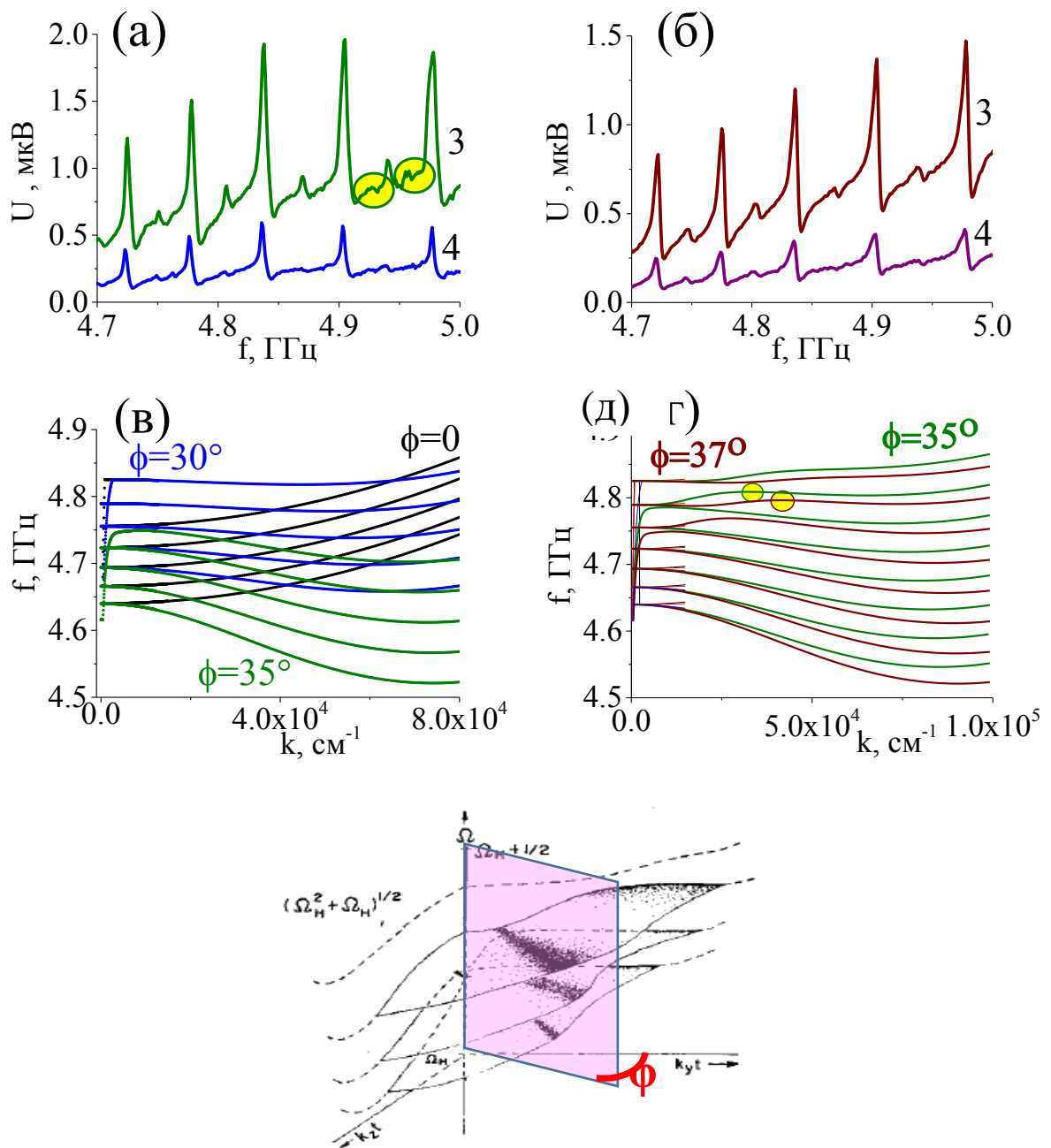


Рисунок 5.4 – Частотные зависимости генерируемой ЭДС, измеренные при  $P_{in} = -5$  дБм (кривые «4») и  $P_{in} = 0$  (кривые «3») для случаев фокусирующей (а) и прямолинейной (б) МА. (в) и (г) расчет дисперсии с учетом СВР при значениях угла поворота структуры 0 (черным), 15 (красным), 30 (синим), 35 (зеленым) и 37 (коричневым). (д) – дисперсионные поверхности ПМСВ Деймона-Эшбаха [85];

## 5.4 Выводы

1. Проведено микромагнитное моделирование распространения ПМСВ, генерируемой за счет криволинейного преобразователя, которая показывает на каких частотах  $f$  положение фокуса ПМСВ приходится на область под Pt или n-InSb.
2. Было обнаружено, что в условиях фокусировки ПМСВ сигнал генерируемой ЭДС увеличивается на 10-20 % по сравнению со случаем без фокусировки на частотах, при которых положения фокуса находится под Pt или n-InSb микрополоской.
3. Для структур YIG/Pt в частотной зависимости ЭДС, генерируемой сфокусированным пучком ПМСВ, наблюдалось формирование дополнительных пиков ЭДС по сравнению с зависимостью  $U(f)$  для случая прямолинейной МА. Показано, что дополнительные пики могут соответствовать сингулярностям Ван Хофа в спектре дипольно-обменных ПМСВ. Их заселению способствуют формируемые под углом каустики и двух- и четырехмагнотные процессы рассеяния.

## 6. Возможное применение результатов исследований

### 6.1 Способ повышения чувствительности детекторов спинового тока на основе структур YIG/Pt

В работе [179] предложено устройство для детектирования СВЧ сигналов. Повышение чувствительности в этом устройстве реализовывалось с помощью последовательного соединения нескольких полос полупроводникового материала, разделенных диэлектриком. Генерация ЭДС в таком устройстве происходила за счет возбуждения МСВ и эффекта увлечения электронов. При этом значения генерируемой ЭДС в устройстве определялись суммой ЭДС, генерируемой на каждой полупроводниковой микрополоске. Однако не обсуждался случай, когда длина МСВ становилась соизмеримой с геометрическими параметрами полосок и соединяющих их проводников. Также представляет интерес провести эксперимент в структурах, в которых механизм детектирования спинового тока отличается от эффекта увлечения.

В этой связи были проведены измерения для структур с одной и тремя последовательно соединенными Pt микрополосками  $L_{Pt} \approx 220$  и  $W_{Pt} \approx 40$  мкм каждая образца №3 (таблица 1). Ширина медных дорожек, соединяющих Pt микрополоски, составляла  $\approx 10$  мкм. Методика измерений описана в главе 1.

На рисунке 6.1 (а) показана АЧХ прохождения сигнала ПМСВ, измеренная при  $P_{in} = -20$  дБм для структур YIG/Pt с одной (кривая 1) и тремя (кривая 2) Pt микрополосками. Разница в значениях  $S_{12}$  кривых 1 и 2 достигала  $\approx 15$  дБ. При этом для структуры с тремя Pt микрополосками уровень прохождения  $S_{12}$  частотах  $f \geq 4.9$  ГГц находился на уровне наводки. Символами «\*» обозначены участки, на которых наблюдались дипольно-обменные резонансы. Из расчета дисперсионных характеристик (рисунок 6.1 (б)) и сопоставления с АЧХ видно, что наиболее интенсивное затухание ПМСВ

происходит для  $k > 4000 \text{ см}^{-1}$ , для которых длина волны  $\lambda < 16 \text{ мкм}$  становится соизмеримой с шириной медных контактов, соединяющие Pt микрополоски.

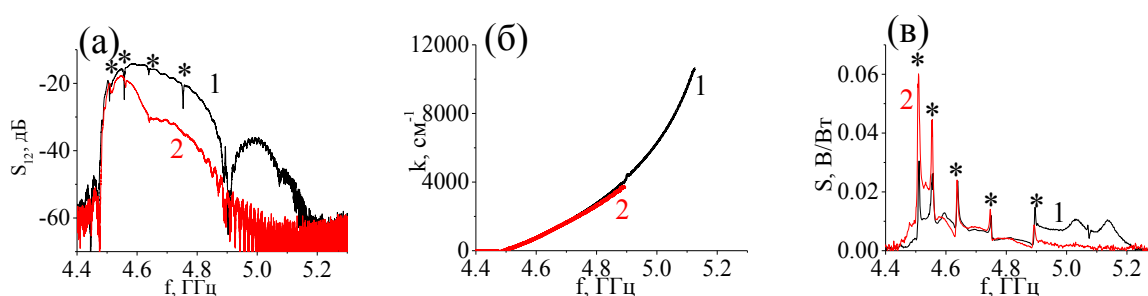


Рисунок 6.1 – АЧХ коэффициента прохождения ПМСВ при  $P_{in} = -20 \text{ дБм}$  (а), рассчитанные дисперсионные характеристики (б) и чувствительности  $S$  (в) для структур с одной (кривые 1) и тремя (кривые 2) последовательно соединенными Pt микрополосками.

На рисунке 6.1 (в) показаны зависимости  $S(f)$ , рассчитанные на основе результатов измерения ЭДС  $P_{in} = -10 \text{ дБм}$  для структур с одной (кривая 1) и тремя (кривая 2) Pt микрополосками. В области первых двух дипольно-обменных резонансов (отмечены «\*» на рисунке 6.1 (в)) кривая 2 превышала кривую 1 в 2-2.5 раз. С дальнейшим ростом частоты разница между кривыми уменьшалась, а на частотах  $f > 4.9 \text{ ГГц}$  ЭДС детектировалась только для случая одной микрополоски из Pt) Ожидаемого увеличения чувствительности в 3 раза, как это было в [179], не наблюдалось. Это может быть связано с неравномерным распределением погонной плотности мощности ПМСВ в пленке YIG – большая часть энергии волны локализована под центральной Pt микрополоской (рисунок 1.10 (и)).

## 6.2 Влияние интерференции ПМСВ на генерацию ЭДС в структуре YIG/Pt

Детекторы спинового тока на основе структур YIG/Pt могут использоваться для исследования эффектов интерференции МСВ. Эксперименты выполнялись с макетом типа линии задержки (рисунок 6.2 (а)) на основе двуслойной пленки YIG с намагниченностями насыщения и толщинами первого и второго слоев  $4\pi M_1=1750$  Гс,  $d_{YIG1}=8$  мкм и  $4\pi M_2=640$  Гс,  $d_{YIG2}=6$  мкм, соответственно. Из двуслойной пленки YIG был изготовлен волновод с плоскостными размерами  $5*12$  мм. С помощью технологии, описанной в главе 1, на поверхности волновода был изготовлена микроструктура из Pt толщиной 6 нм (на рисунок 6.2 (а)).

Полученная структура (рисунок 6.2 (а)) располагалась между полюсами электромагнита таким образом, что внешнее магнитное поле  $H_0 \approx 572$  Э было направлено касательно к поверхности пленки YIG и параллельно возбуждающим проволочным антеннам диаметром 50 мкм, что соответствовало геометрии ПМСВ. Расстояние между проволочными антеннами составляло 10.7 мм. Измерения амплитудно- и фазо-частотных характеристик отражения ( $S_{11}$ ,  $S_{22}$ ) и прохождения ( $S_{12}$ ,  $S_{21}$ ) сигнала ПМСВ и генерируемой ЭДС проводились согласно методике, описанной в главе 1. Для исследования эффектов интерференции ПМСВ на выходе векторного анализатора цепей подключался делитель для одновременной подачи СВЧ мощности на обе проволочные антенны. При этом в тракт антенны 1 подключались фазовращатель и регулируемый аттенюатор.

На рисунке 6.2 (б) показаны зависимости прохождения сигнала ПМСВ  $S_{21}(f)$  и  $S_{12}(f)$  при использовании в качестве входных антенн 1 и 2, соответственно, и при поле подмагничивания  $H_0 \approx 572$  Э. Осцилляции в зависимостях  $S_{21}(f)$  и  $S_{12}(f)$  связаны с эффектами дипольно-обменных резонансов, рассмотренных в главе 2. Следует отметить невзаимность в ПМСВ [84] для заданного направления поля  $H$ . При этом смена направления



распространения не приводила к изменениям частот дипольно-обменных резонансов.

На рисунке 6.2 (в) показаны зависимости генерируемой ЭДС  $U(f)$  для случаев, когда СВЧ мощность подается на входы 1 и 2 (кривые 3 и 4, соответственно). Осцилляции ЭДС были обусловлены дипольно-обменными резонансами, что рассмотрено в главе 2. Из сравнения кривых 3 и 4 видно, что смена направления распространения ПМСВ сопровождалась уменьшением величины наводимой ЭДС.

Для проведения измерений интерференции ПМСВ уровни генерируемых ЭДС (кривые 3 и 4 на рисунке 6.2 (в)) выравнивались за счет аттенюатора, подключенного на входе антенны 1. На рисунке 6.3 (а) показана зависимость  $U(f)$  для случая, когда СВЧ мощность подавалась на обе входные антенны одновременно для произвольной величины разности фаз  $\Delta\varphi$  между антеннами. Отметим тот факт, что значения ЭДС на рисунке 6.3 (а) меньше величин, представленных на рисунке 6.2 (в). Зависимость генерируемой ЭДС от фаз  $\Delta\varphi$  оценивалось по пронумерованным пикам на рисунке 6.3 (а) Угловая периодичность полученных зависимостей свидетельствовала о том, что изменение величины  $U(f)$  было обусловлено интерференцией встречно распространяющихся ПМСВ. При этом видно, что с ростом частоты СВЧ накачки, которой соответствовало уменьшение  $\lambda$  ПМСВ, амплитуда осцилляции пика 2 и 3 уменьшалась, а максимальная величина пика 4 практически не зависела от  $\Delta\varphi$ . Из этого можно сделать вывод, что для эффекта интерференции встречно распространяющихся ПМСВ их длина должна быть соизмеримой с длиной  $P_t$  детектора.

Таким образом структуры YIG/ $P_t$  могут использоваться в качестве фазочувствительного детектора.

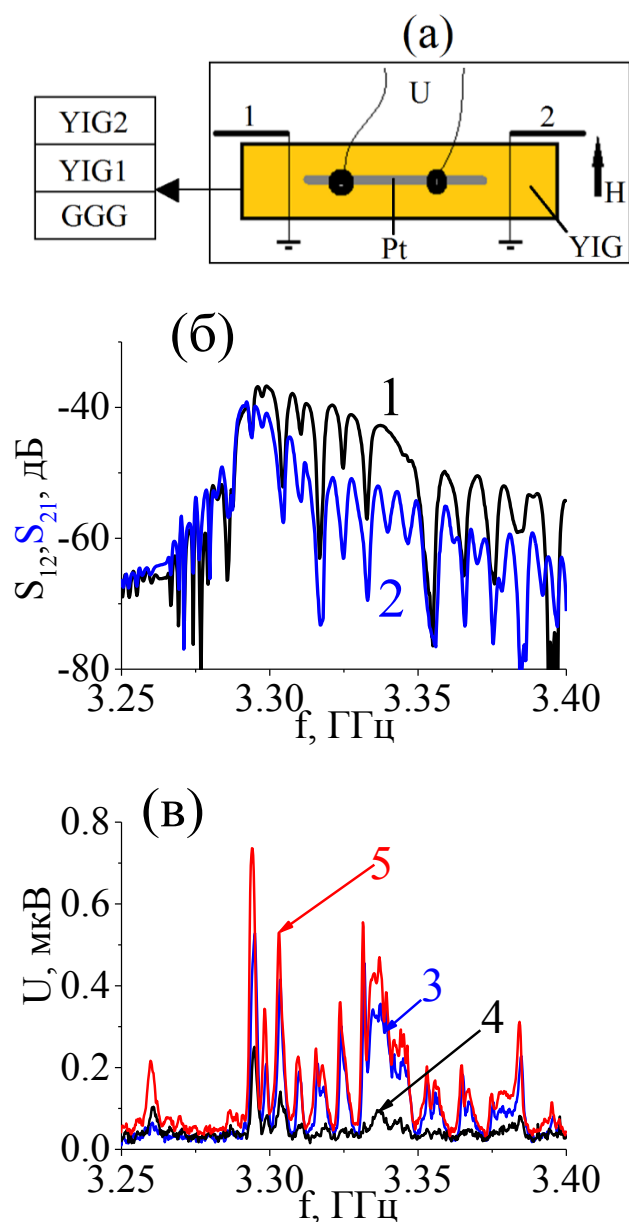


Рисунок 6.2 – (а) исследуемая структура (вид сверху), на вставке к рисунку вид сбоку; (б) Зависимости  $S_{21}(f)$  (кривая 1) и  $S_{12}(f)$  (кривая 2), на вставке показана структура пленки; (в) частотная зависимость  $U(f)$  для случаев подачи СВЧ мощности на вход 1, на вход 2 и на оба входа одновременно (кривые 3, 4 и 5, соответственно). На вставке серой полоской показана конфигурация датчика из пленки платины.  $H_0 \approx 572$  Э.

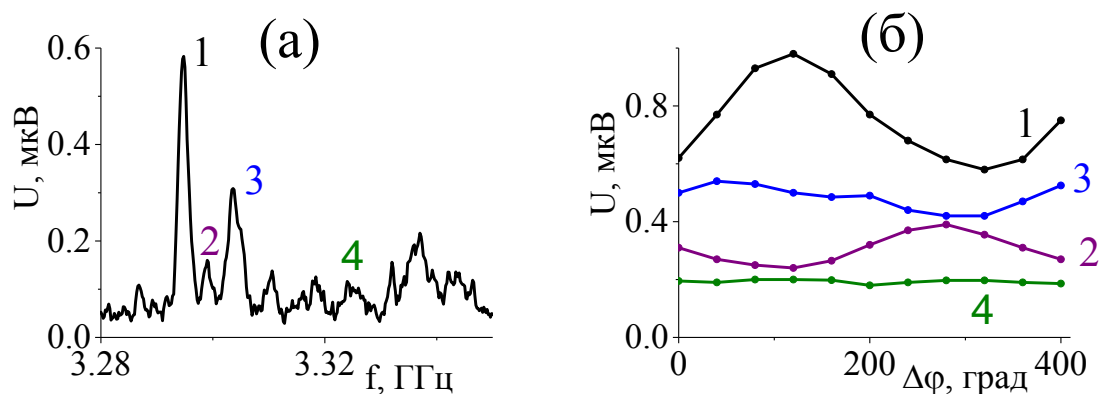


Рисунок 6.3 (а) Участок зависимости  $U(f)$  при произвольной величине разности фаз; (б) зависимость максимальных величин пронумерованных пиков от сдвига фаз между сигналами, поступающими на входные антенны.

### 6.3 Логический ключ большинства

Полученные результаты при исследовании влияния интерференции ПМСВ на генерацию ЭДС могут быть применены для изготовления устройств типа логического ключа большинства на основе мажоритарного элемента. Отметим, что мажоритарный элемент – это логический элемент [180] с четным или нечетным числом входов и одним выходным сигналом, значение которого совпадает со значением на большинстве входов. То есть, если значение на большинстве входов будет равняться условному «0», то значение на выходе также будет равняться «0». Одно из преимуществ мажоритарного элемента на основе спиновых волн заключается в том, что он может заменять несколько десятков транзисторов, а трех мажоритарных элементов достаточно для создания полного сумматора [181,182]. При этом в качестве логических «0» и «1» в таких элементах может выступать фаза МСВ [183,184].

Моделирование распространения и интерференции СВ и формируемых при этом каустик проводилось в программе OOMMF [148] для структуры, показанной на рисунке 6.4 (а). В качестве волноведущей среды рассматривалась ферромагнитная пленка (обозначена «1» на рисунке 6.3 (а)).

На ее поверхности расположены входные (обозначены «2» - «5») и выходная (обозначена «6») антенны, в качестве которой может также рассматриваться микрополоска платины.

Поле подмагничивания прикладывалось касательно плоскости образца и перпендикулярно выходной антенне. Считалось, что возбуждение СВ осуществлялось за счет однородного по толщине поля  $h_z(t)$ , направленного по оси OZ и задаваемого формулой:

$$h_z(t) = h_z * \sin(2\pi ft + \varphi_0),$$

где  $f$  – частота СВЧ сигнала,  $t$  – время,  $\varphi_0$  – начальная фаза СВЧ сигнала. Рассчитывались двумерные карты распределения Фурье-амплитуды волнового поля СВ от временных реализаций намагниченности, полученных в ООММФ с шагом по времени 0.1 нс и длительностью выборки, выбираемой в зависимости от времени пробега СВ по пленке феррита (8..100 нс). Фурье-преобразование проводилось с помощью программы Semargl [178]. Необходимо отметить, что характеристики каустик существенно зависели от значений поля подмагничивания, частоты СВ, толщины пленки феррита, скорости релаксации СВ и намагниченности насыщения  $4\pi M_0$ . В данном моделировании рассматривалась пленка YIG с параметрами  $d_{YIG} \approx 3.9$  мкм,  $4\pi M_0 = 1750$  Гс,  $A = 3.5 \cdot 10^{-12}$  Дж/м,  $\alpha = 10^{-3}$  и плоскостными размерами  $1.5 \times 1.5$  мм<sup>2</sup>.

На рисунке 6.4 (б) приведены результаты моделирования компоненты намагниченности  $m_z$  волновых пучков СВ в момент времени  $t = 81$  нс после подачи на входные антенны СВЧ сигнала с частотой  $f = 5.6$  ГГц. Считалось, что амплитуды z-компонент всех входных сигналов  $h_z = 5$  Э, а значение внешнего поля подмагничивания, направленного вдоль оси OY, составляло 1.5 кЭ. Входные антенны с длиной 80 мкм и шириной 2 мкм размещены под углом  $\pm 55^\circ$  к полю  $H$  в вершинах прямоугольника с длинами стороны 376 и 337 мкм, что обеспечивало распространение ООМСВ в виде каустик, групповая скорость которых совпадает с направлением диагонали. На рисунке 6.4 (б) красным и синим цветами обозначены максимумы и минимумы величины

компоненты  $m_z$ . Из рисунка видно, что волновые пучки пересекаются на участке, соответствующем расположению выходной антенны, размеры которой идентичны входной.

На рисунке 6.4 (в) показаны зависимости  $m_z(t)$  при различных комбинациях начальных фаз сигналов на входе антенны 6 (рисунок 6.4 (а)). На вставке к рисунку показаны различные комбинации сигналов на входных антеннах 2,4 и 5 (антенна 3 при этом не задействована). В случае, когда фаза трех входных сигналов совпадает, выходной сигнал максимален. При этом для случаев, когда значение фазы равно «0» или « $\pi$ » наблюдается смещение амплитуды выходного сигнала по временной шкале.

На рисунке 6.4 (г) приведены зависимости  $m_z(t)$  с выхода 6 (рисунок 6.4 а) при различных комбинациях фаз сигналов на четырех входных антеннах. При этом на антенну 3 подается «опорный» сигнал СВ – сигнал с постоянной фазой, равной «0» и амплитудой  $h_z=15$  Э, что превышает амплитуду сигналов на остальных входах в 3 раза. Из рисунка 6.4 (г) видно, что все сигналы с амплитудой, выше уровня  $A^*$  имели фазу, совпадающую с опорной. Очевидно, что функцию выходного преобразователя в этом случае может играть микрополоска платины, в которой будет наводиться сигнал ЭДС пропорциональный амплитуде суммарного сигнала.

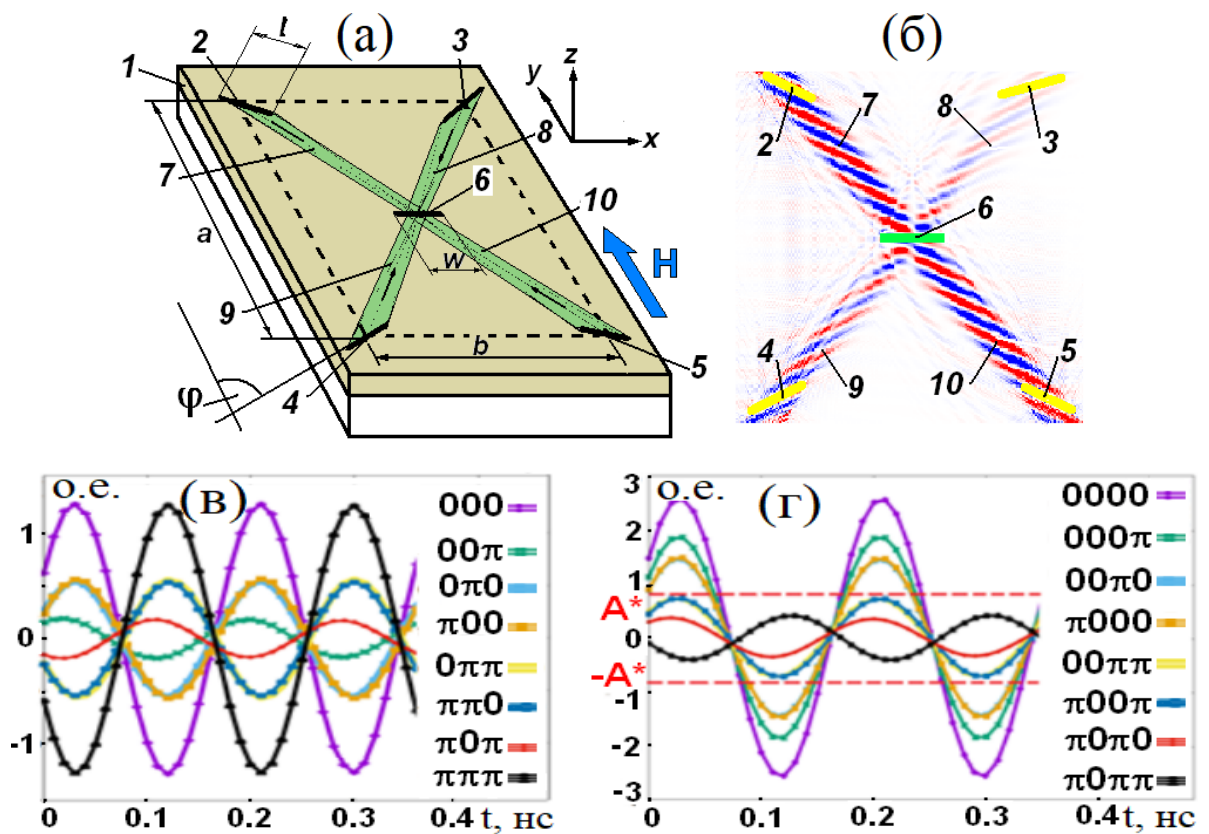


Рисунок 6.4 – (а) Схема мажоритарного элемента. (б) Интенсивности волновых пучков СВ ( $m_z$ -компоненты СВЧ намагниченности в момент времени  $t = 81$  нс), возбуждаемых в пленке YIG толщиной 3.9 мкм на частоте  $f = 5.6$  ГГц входными антеннами 2, 4, 5 длиной 80 мкм и шириной 20 мкм, расположенными в вершинах прямоугольника с размерами сторон  $a = 376$  мкм и  $b = 337$  мкм, под углами  $\varphi = \pm 55^\circ$  по отношению к полю  $H = 1.5$  кЭ; (в-г) Зависимости  $m_z(t)$  на выходной антенне в мажоритарном ключе на основе пленки YIG с параметрами, отвечающими рисунку (а), в случае трех (в) и четырех (г) входных преобразователей. Горизонтальные пунктирные линии показывают пороговый уровень  $A^*$  для выходного сигнала, выше которого фазы входных сигналов совпадают с фазой опорного сигнала

## 6.4 Выводы

1. Показано, что за счет последовательно соединения трех Pt микрополосок возможно обеспечить повышение чувствительности детектирования ПМСВ в структурах YIG/Pt в 2-2.5 раза в длинноволновой области спектра ПМСВ. В коротковолновой области спектра ПМСВ, когда длина волны становится соизмерима с шириной медных проводящих контактов, вносимые потери не позволяют обеспечить повышение чувствительности.
2. Исследован эффект интерференции встречных ПМСВ за счет ОСЭХ. Показано, что в структуре YIG<sub>1</sub>/YIG<sub>2</sub>/Pt на частотах ПМСВ слоя с большей намагниченностью наблюдаются осцилляции ЭДС, вызванные гибридизацией с обменными модами обоих слоев. Показано, что величина ЭДС чувствительна к разности фаз встречных ПМСВ и осциллирует, при этом амплитуда осцилляций уменьшается с уменьшением длины взаимодействующих волн.
3. На основе микромагнитного моделирования продемонстрировано, что на основе эффектов интерференции каустик сфокусированных волновых пучков спиновых волн может быть реализован логический ключ большинства. Установлено, что при использовании дополнительно опорного сигнала с фиксированной фазой (0 или «π») и амплитудой в 3 раза выше, чем амплитуда информационных (входных) сигналов, позволяет преобразовать фазу выходного сигнала ключа “большинства” в амплитуду.

## Заключение

В диссертации получены следующие основные научные результаты, имеющие существенное значение для электронной компонентной базы, квантовых устройств:

1. Был разработан комплекс технологий магнетронного напыления, позитивной, негативной и взрывной фотолитографий и ионного травления, с помощью которого были изготовлены макеты линии задержки МСВ на основе микроструктур YIG/n-InSb и YIG/Pt с интегрированными индукционными МА, которые обеспечивали возбуждение МСВ с волновыми числами  $k_{max} \approx 12000 \text{ см}^{-1}$  (с длиной волны  $\lambda$  до  $\approx 5.24 \text{ мкм}$ ). Последнее обстоятельство играло существенную роль в случае YIG/Pt, так как обеспечивало возбуждение ПМСВ на частотах  $f_0$  и  $f_s$ , отвечающих сингулярностям ван Хофа в плотности состояний СВ в спектре ПМСВ.
2. В структурах YIG/n-InSb был обнаружен эффект отрицательного магнитосопротивления величиной 1%, который может быть связан с диффузией ионов Fe и Y из пленки YIG в n-InSb при отжиге. Отмечено, что полученные пленки n-InSb характеризовались высокими значениями подвижности электронов, что необходимо для эффективного увлечения электронов полями МСВ.
3. Исследованы распространение и детектирование спиновых волн в микроструктурах YIG/Pt. В случае микроструктур на основе «толстых» пленок YIG возбуждение ПМСВ приводило к генерации ЭДС, характеризующейся длинноволновым ( $U_1$ ) и коротковолновым ( $U_2$ ) пиками, что отвечает распределению плотности состояний магнонов в спектре ПМСВ. Чувствительность  $S$  таких структур достигала значение  $4 \cdot 10^{-4} \text{ В/Вт}$  на частотах пиков  $U_1$  и  $U_2$ . В случае микроструктур на основе «тонких» пленок YIG возбуждение ПМСВ приводило к генерации ЭДС практически на всем частотном диапазоне ПМСВ. Чувствительность



детектирования МСВ в этом случае  $S$  достигала значений  $3.5-4 \times 10^{-2}$  В/Вт. Также установлено, что знак генерируемой ЭДС в структурах YIG/Pt в геометриях ПМСВ и ООМСВ зависит только от направления внешнего магнитного поля, но не от направления волнового вектора МСВ, что соответствует механизму ОСЭХ.

4. Обнаружено увеличение генерируемой ЭДС на частотах дипольно-обменных резонансов, которые отвечают сингулярностям Ван Хофа в плотности состояний в спектре СВ. В случае же резонансного взаимодействия ПМСВ с упругими модами в структуре Pt/YIG/GGG приводит к уменьшению ЭДС, генерируемой за счет ПМСВ и, соответственно, к снижению чувствительности детектирования СВ  $S$ . Это объясняется перекачкой части энергии из спиновой подсистемы в акустическую.
5. Исследованы распространение и детектирование спиновых волн в микроструктурах YIG/n-InSb. В случае микроструктур на основе «толстых» пленок YIG возбуждение ПМСВ приводило к генерации ЭДС, значение которое увеличивалось вместе с ростом  $k$  ПМСВ, что соответствовало эффекту увлечения и принципиально отличалось от структур YIG/Pt. Чувствительность таких структур достигала значений  $4.5 \cdot 10^{-3}$  В/Вт. В случае микроструктур на основе «тонких» чувствительность  $S$  достигала значений  $2.6 \cdot 10^{-2}$  В/Вт. Показано, что знак генерируемой ЭДС в структурах YIG/n-InSb зависит только от направления  $k$  ПМСВ и ООМСВ, что соответствует механизму эффекту увлечения электронов.
6. Исследовано распространение и детектирование ПМСВ в условиях параметрической неустойчивости. Установлено, что развитие 4М процессов в микроструктурах YIG/Pt на основе «толстой» пленки YIG приводит к сдвигу коротковолнового пика, а также к падению эффективности детектирования  $S$  в 4-5 раз. В случае микроструктур на основе «тонкой» пленки YIG развитие как 4М, так и 3М процессов

приводит к нарушению фазового синхронизма дипольной ПМСВ и обменных мод. Для YIG/Pt это приводило к исчезновению пиков ЭДС, что говорит о разрушении сингулярностей Ван Хофа. В то же время для YIG/n-InSb в частотных зависимостях ЭДС наблюдалось исчезновение «провалов».

7. Для микроструктур YIG/Pt на основе «толстой» пленки YIG отмечено, что в условиях ЗМ распадов коротковолновый пик в генерируемой ЭДС исчезает и сохраняется лишь длинноволновый. При этом показано, что эффект усиления генерации ЭДС ЗМ распадами связан с заселением вторичных спиновых волн, рожденных в результате процессов распада и беспороговых процессов слияния, спектра анизотропных дипольно-обменных волн, в которых присутствуют участки дисперсии, отвечающих сингулярностям Ван Хофа и обнаружено, что максимальному значению ЭДС соответствует максимальная заселенность вторичными магнонами такого спектра анизотропных дипольно-обменных волн.
8. Проведено микромагнитное моделирование распространения ПМСВ, генерируемой за счет криволинейного преобразователя, которая показывает на каких частотах  $f$  положение фокуса ПМСВ приходится на область под Pt или n-InSb. Было обнаружено, что в условиях фокусировки ПМСВ сигнал генерируемой ЭДС увеличивается на 10-20 % по сравнению со случаем без фокусировки на частотах, при которых положения фокуса находится под Pt или n-InSb микрополоской. При этом в случае структур YIG/Pt наблюдалось формирование дополнительных пиков ЭДС, которым могут соответствовать сингулярности Ван Хофа в спектре дипольно-обменных ПМСВ. Их заселению способствуют формируемые под углом каустики и двух- и четырехмагнонные процессы рассеяния.
9. На основе проведенных исследований изготовлена микроструктура YIG/Pt, состоящая из трех последовательно соединенных Pt

микрополосок и обеспечивающая повышение чувствительности в 2-2.5 раза в длинноволновой части спектра ПМСВ. Также в структурах YIG/Pt за счет ОСЭХ исследован эффект интерференции встречных ПМСВ. Показано, что величина ЭДС чувствительна к разности фаз встречных ПМСВ. Последнее может быть применительно для «логического ключа большинства», для которого на основе микромагнитного моделирования продемонстрированы эффекты интерференции каустик.

## Список сокращений и условных обозначений

СВ – спиновые волны

ФМР – ферромагнитный резонанс

ОСЭХ – обратный спиновый эффект Холла

МА - микроантенны

ЭДС – электродвижущая сила

ПМСВ - поверхностные магнитостатические волны

ООМСВ – обратные объемные магнитостатические волны

ПОМСВ – прямые объемные магнитостатические волны

МСВ – магнитостатические волны

ВСВ – вторичные спиновые волны

ПСВ – параметрические спиновые волны

СХМС – спин-Холл магнитосопротивление

МС - магнитосопротивление

YIG – железо-иттриевый гранат

Pt – платина

n-InSb – антимонид индия n-типа

Cu - медь

GGG – гадолиний галиевый гранат

$J_s$  – плотность спинового тока

$J_c$  – плотность электрического тока

$\theta_{SH}$  - угол спин-Холла

$e$  – заряд электрона

$\hbar$  - постоянная Планка-Дирака

$h$  – постоянная Планка

$\sigma(t)$  – единичный вектор

$t$  – время

$l_{sk}$  – глубина скин-слоя

$J_d$  – плотность тока увлечения Вайнрайха

$U_d$  – генерируемое напряжение увлечения

$I_c$  - электрический ток

$R$  – сопротивление проводника

$k$  – волновое число МСВ

$f$  – частота МСВ

$f_p$  – частота СВЧ накачки

$\mu_e$  – подвижность электронов в проводнике

$k''$  – общий потери СВ

$k''_{el}$  - электронные потери СВ

$k''_{mag}$  - магнитные потери СВ

$g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$  - спиновая проводимость

$L_{Pt}$  – длина Pt

$W_{Pt}$  – ширина Pt микрополоски

$L_{n-InSb}$  – длина n-InSb микрополоски

$W_{n-InSb}$  – ширина n-InSb микрополоски

$f_0$  - длинноволновая граница ПМСВ и ООМСВ

$f_s$  коротковолновая граница ПМСВ

$f_H$  - коротковолновая граница ПОМСВ и ООМСВ

$\overrightarrow{H^{eff}}$  – эффективное поле

$\vec{M}$  – вектор намагниченности

$\vec{m}$  – динамическая намагниченность

$4\pi M_0$  – намагниченность насыщения

$\vec{H}_0$  – внешнее поле подмагничивания

$\vec{H}_d$  – поле размагничивания

$\vec{H}_{ex}$  – обменное поле

$\vec{H}_\alpha$  – поле анизотропии

$\vec{H}_{Му}$  магнитоупругое поле

$\alpha$  – параметр диссипации среды

$\gamma$  – гиромагнитное соотношение

$V_g$  – групповая скорость СВ

$V_f$  – фазовая скорость СВ

$\lambda$  – длина СВ

$d_{YIG}$  – толщина YIG

$d_{Pt}$  – толщина пленки Pt

$d_{n-InSb}$  – Толщина пленки n-InSb

$f_{3M}$  – частотная граница 3M распада

$g(f)$  – плотность состояний в спектре СВ

$\lambda_{SD}$  – длина спиновой диффузии

$\mu_B$  – магнетон Бора

$g$  – фактор расщепления Ланде

$U$  – генерируемое напряжение

$a$  – апертура МА

$b$  – длина МА

$c$  – ширина возбуждающей медной микрополоски МА

$P_{ПМСВ}$  – мощность МСВ

$P_0$  - мощность МСВ непосредственно под МА

$P_{in}$  – выходная с генератора мощность

$S_{12}, S_{21}$  – коэффициент прохождения МСВ

$S_{22}, S_{11}$  – коэффициент отражения МСВ

$K$  – коэффициент преобразования входной мощности в мощность МСВ

$S$  – Вольт-Ваттная чувствительность

$\rho$  – удельное сопротивление Pt или n-InSb микрополосок

$N$  – номер дипольно-обменного или магнито-упругого резонанса

$V_T$  – скорость акустических волн

$D$  – толщина образца Pt/YIG/GGG

$3M$  – трехмагنونный

$4M$  - четырехмагنونный

$P_{th}^{3M}$  – порог трехмагنونной параметрической неустойчивости

$P_{th}^{4M}$  – порог четырехмагنونной параметрической неустойчивости

## Список публикаций по теме диссертации

1. Никулин Ю. В., **Селезнев М. Е.**, Веселов А. Г., Филимонов Ю. А. Влияние величины и направления тока инжекции на спиновую аккумуляцию и термоЭДС в латеральной спинвентильной структуре NiCo-InSb-NiCo. // Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. 2018. - Т.10. - С. 373-380.
2. Nikulin Y. V., **Seleznev M. E.**, Khivintsev Y. V., Sakharov V. K., Pavlov E. S., Vysotskii S. L., A.V. Kozhevnikov, Filimonov, Y. A. EMF Generation by Propagating Magnetostatic Surface Waves in Integrated Thin-Film Pt/YIG Structure // Semiconductors. 2020. - Т. 54. - № 10. - P. 1721-1724.
3. **Селезнев М. Е.**, Никулин Ю. В., Сахаров В. К., Хивинцев Ю. В., Кожевников А. В., Высоцкий С. Л., Филимонов Ю. А. (2021). Влияние резонансного взаимодействия поверхностных магнитостатических волн с обменными модами на генерацию ЭДС в структурах YIG/Pt // Журнал технической физики. 2021. - Т. 91. - № 10. - С. 1504-1508.
4. Никулин Ю. В., Кожевников А. В., Хивинцев Ю. В., **Селезнёв М. Е.**, Филимонов Ю. А. (2021). Отрицательное магнитосопротивление в структуре n-InSb/ЖИГ // Физика твердого тела. 2021. – Т. 63. - № 9. - С. 1253-1257.

По результатам диссертационной работы зарегистрирован патент РФ: 2758000 С1 Пат. Российская федерация, МПК Н03К 19/23 Мажоритарный элемент на спиновых волнах / Никитов С.А., Дудко Г.М., Кожевников А.В., Хивинцев Ю.В., Высоцкий С.Л., Никулин Ю.В., Сахаров В.К., **Селезнев М.Е.**, Филимонов Ю.А.; заявитель и патентообладатель Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук. - № 20211113214; заявл. 21.04.2021; опубл. 25.10.2021, Бюл. 30. 2 С.



**Список тезисов международных и всероссийских конференций,  
симпозиумов, семинаров и научных школ:**

1. **Селезнев М. Е.**, Никулин Ю. В. Спиновая инжекция в планарных спинвентильных структурах NiFe-InSb-NiFe на основе текстурированных пленок InSb (111) //Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика. – 2018. – С. 266-267.
2. **Селезнев М. Е.**, Никулин Ю. В. Влияние величины и направления тока на спиновую инжекцию в планарных спинвентильных структурах NiFe-Cu-NiFe //Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика. – 2018. – С. 264-265.
3. **Селезнев М. Е.**, Никулин Ю. В. ИССЛЕДОВАНИЕ СПИНОВОЙ ИНЖЕКЦИИ В ПЛАНАРНЫХ СПИН-ВЕНТИЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ NiFe-InSb-NiFe //Актуальные проблемы физической и функциональной электроники. – 2018. – С. 300-302.
4. Никулин Ю. В., Хивинцев Ю. В., Сахаров В. К., **Селезнев М. Е.**, Павлов Е. С., Высоцкий С. Л., Филимонов Ю.А. ДЕТЕКТОРЫ СПИНОВЫХ ВОЛН НА ОСНОВЕ СТРУКТУР YIG/INSB И JIG/PT // Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика. – 2019. – С. 343-343.
5. Никулин Ю.В., **Селезнев М.Е.**, Филимонов Ю.А. Влияние величины и направления тока на спиновую инжекцию и аккумуляцию в латеральных спинвентильных структурах ферромагнитный металл-антимонид индия // Нанofизика и Нанoeлектроника, Труды XXIII Международного симпозиума. – 2019. – С. 254-255.
6. **Селезнев М. Е.**, Никулин Ю. В. ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПОДЛОЖКИ НА ПОДВИЖНОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛЕНКАХ InSb, ОСАЖДАЕМЫХ ТЕРМИЧЕСКИМ РАСПЫЛЕНИЕМ //Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика. – 2019. – С. 324-325.

7. Никулин Ю.В., Хивинцев Ю.В., Селезнев М.Е., Сахаров В.К., Высоцкий С.Л., Павлов Е.С., Кожевников А.В. Исследование детектирования спиновых волн в интегральных тонкопленочных структурах Pt/ЖИГ // Нанofизика и Нанoeлектроника, Труды XXIV Международного симпозиума.. – 2020. – С. 290-291.
8. Никулин Ю.В., Хивинцев Ю.В., Селезнев М.Е., Сахаров В.К., Высоцкий С.Л., Павлов Е.С., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А. Генерация ЭДС бегущими поверхностными магнитостатическими волнами в микроструктурах YIG/m-InSb и YIG/Pt // Нанofизика и Нанoeлектроника, Труды XXIV Международного симпозиума.. – 2020. – С. 236-237.
9. Nikulin Y.V., **Seleznev M.E.**, Khivintsev Y.V., Sakharov V.K., Pavlov E.S., Vysotsky S.L., Y.A. Filimonov. Effect of strain on voltage generation in Pt-YIG thin film structure under spin wave pumping // 28<sup>th</sup> Int. Symp. «Nanostructures: Physics and Technology». – 2020.
10. Nikulin Y.V., **Seleznev M.E.**, Khivintsev Y.V., Sakharov V.K., Pavlov E.S., Vysotsky S.L., Y.A. Filimonov. EMF generation by propagating surface magnetostatic waves in integrated thin-film Pt/YIG structure // 28<sup>th</sup> Int. Symp. «Nanostructures: Physics and Technology». – 2020.
11. Никулин Ю. В., Хивинцев Ю.В., Высоцкий С.Л., **Селезнев М.Е.**, Сахаров В.К., Кожевников А.В. ГЕНЕРАЦИЯ ЭДС БЕГУЩИМИ ПОВЕРХНОСТНЫМИ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИМИ ВОЛНАМИ В ИНТЕГРАЛЬНЫХ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУРАХ InSb/YIG И Pt/YIG // Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика. – 2020. – С. 188-189.
12. **Селезнев М. Е.**, Никулин Ю. В., Хивинцев Ю. В., Сахаров В. К., Павлов Е. С., Высоцкий С. Л., Филимонов Ю. А. ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ НА ГЕНЕРАЦИЮ ЭДС ПОВЕРХНОСТНЫМИ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИМИ ВОЛНАМИ В ИНТЕГРАЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ YIG-Pt. // Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика. – 2020. – С. 231-232.

13. **Селезнев М.Е.**, Никулин Ю.В., Сахаров В.К., Хивинцев Ю.В., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А. Генерация ЭДС за счет возбуждения спиновых волн в условиях существования дипольно-обменных и магнитоупругих резонансов в структуре Pt/YIG // Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами. – 2021. – С. 261-265.
14. Дудко Г.М., Кожевников А.В., Сахаров В.К., **Селезнев М.Е.**, Хивинцев Ю.В., Никулин Ю.В., Высоцкий С.Л., Филимонов Ю.А. Влияние фокусировки спиновых волн на генерацию ЭДС в структурах Pt/YIG // Наноп физика и Нанoeлектроника, Труды XXVI Международного симпозиума.. – 2022. – С. 351-352.
15. Дудко Г.М., Кожевников А.В., Сахаров В.К., **Селезнев М.Е.**, Хивинцев Ю.В., Никулин Ю.В., Высоцкий С.Л., Филимонов Ю.А. Генерация ЭДС обратными объемными магнитостатическими волнами в структурах Pt/YIG // Наноп физика и Нанoeлектроника, Труды XXVI Международного симпозиума.. – 2022. – С. 353-354.
16. Дудко Г.М., Кожевников А.В., Сахаров В.К., **Селезнев М.Е.**, Хивинцев Ю.В., Никулин Ю.В., Высоцкий С.Л., Филимонов Ю.А., Никитов С.А., Khitun A. Микромагнитное моделирование логического ключа «большинства» на основе интерференции каустик спиновых волн // Наноп физика и Нанoeлектроника, Труды XXVI Международного симпозиума.. – 2022. – С. 232-234.
17. Кожевников А.В., **Селезнев М.Е.**, Никулин Ю.В., Высоцкий С.Л., Филимонов Ю.А. Исследование интерференции поверхностных магнитостатических волн с помощью обратного спинового эффекта Холла // Наноп физика и Нанoeлектроника, Труды XXVI Международного симпозиума.. – 2022. – С. 300-301.
18. Никулин Ю.В., Кожевников А.В., Сахаров В.К., **Селезнев М.Е.**, Хивинцев Ю.В., Высоцкий С.Л., Филимонов Ю.А. Нелокальное влияние тока на генерацию ЭДС поверхностной магнитостатической волной в структуре

InSb/ЖИГ // Нанofизика и Нанoeлектроника, Труды XXVI Международного симпозиума.. – 2022. – С. 302-303.

19. Дудко Г.М., Кожевников А.В., Сахаров В.К., **Селезнев М.Е.**, Хивинцев Ю.В., Никулин Ю.В., Высоцкий С.Л., Филимонов Ю.А. Влияние параметрической неустойчивости на эффективность детектирования спиновых волн в структурах YIG-Pt и YIG-InSb // Нанofизика и Нанoeлектроника, Труды XXVI Международного симпозиума.. – 2022. – С. 302-303.

## Библиографический список

1. NanoElectronics roadmap for Europe: From nanodevices and innovative materials to system integration / J. Ahopelto, G. Ardila, L. Baldi, F. Balestra, D. Belot, G. Fagas, S. De Gendt, D. Demarchi, M. Fernandez-Bolanos, D. Holden, A.M. Ionescu, G. Meneghesso, A. Mocuta, M. Preffer, R.M. Popp, E. Sangiorgi, C.M. Sotomayor Torres // *Solid-State Electronics*. – 2019. – Vol. 155. – P. 7-19.
2. Aimone, J.B. A Roadmap for Reaching the Potential of Brain-Derived Computing / J.B. Aimone // *Advanced Intelligent Systems*. – 2021. – Vol. 3. – N. 1. – P. 2000191.
3. Neisser, M. International Roadmap for Devices and Systems lithography roadmap / M. Neisser // *Journal of Micro/Nanopatterning, Materials, and Metrology*. – 2021. – Vol. 20. – N. 4. – P. 044601.
4. Hoefflinger, B. ITRS 2028—International roadmap of semiconductors / B. Hoefflinger // *CHIPS* – 2016. – Vol. 2. – P. 143-148.
5. Neisser, M. Patterning roadmap: 2017 prospects / M. Neisser // *Advanced Optical Technologies*. – 2017. – T. 6. – N. 3-4. – P. 143-148.
6. Magnon spintronics / A.V. Chumak, V.I. Vasyuchka, A.A. Serga, B. Hillebrands // *Nature Physics*. – 2015. – T. 11. – N. 6. – P. 453-461.
7. Opportunities and challenges for spintronics in the microelectronics industry / B. Dieny, I.L. Prejbeanu, K. Garello, P. Gambardella, P. Freitas, R. Lehndorff, W. Raberg, U. Ebels, S.O. Demokritov, J. Akerman, A. Deac, P. Pirro, C. Adelman, A. Anane, A.V. Chumak, A. Hirohata, S. Mangin, Sergio O. Valenzuela, M. Cengiz Onbaşlı, M. d'Aquino, G. Prenat, G. Finocchio, L. Lopez-Diaz, R. Chantrell, O. Chubykalo-Fesenko, P. Bortolotti // *Nature Electronics*. – 2020. – T. 3. – N. 8. – P. 446-459.
8. Maekawa, S. Spin current / S. Maekawa, S.O. Valenzuela, E. Saitoh, T. Kimura – Oxford University Press, 2017. – T. 22. – P. 519.

9. Pure spin current phenomena / S.Y. Huang, D. Qu, T.C. Chuang, C.C. Chiang, W. Lin, C.L. Chien // *Applied Physics Letters*. – 2020. – Vol. 117. – N. 19. – P. 190501.
10. Barman, A. The 2021 magnonics roadmap / A. Barman, G. Gubbiotti, S. Ladak, A. O. Adeyeye, M. Krawczyk, J. Gräfe, C. Adelman, S. Cotofana, A. Naeemi, V.I. Vasyuchka, B. Hillebrands, S.A. Nikitov, H. Yu, D. Grundler, A.V. Sadovnikov, A.A. Grachev, S.E. Sheshukova, J.Y. Duquesne, M. Marangolo, G. Csaba, W. Porod, V.E. Demidov, S. Urazhdin, S.O. Demokritov, E. Albisetti, D. Petti, R. Bertacco, H. Schultheiss, V.V. Kruglyak, V.D. Poimanov, S. Sahoo, J. Sinha<sup>25</sup>, H. Yang, M. Münzenberg, T. Moriyama, S. Mizukami, P. Landeros, R.A. Gallardo, G. Carlotti, J-V. Kim, R.L. Stamps, R.E. Camley, B. Rana, Y. Otani, W. Yu, T. Yu, G.E. W Bauer, C. Back, G.S. Uhrig, O.V. Dobrovolskiy, B. Budinska, H. Qin, S. van Dijken, A.V. Chumak, A. Khitun, D.E. Nikonov, I.A. Young, B.W. Zingsem, M. Winklhofer // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2021. – Vol. 33. – N. 41. – P. 413001.
11. Inverse spin Hall effect in nanometer-thick yttrium iron garnet/Pt system / O. d'Allivy Kelly, A. Anane, R. Bernard, J. Ben Youssef, C. Hahn, A.H. Molpeceres, C. Carrétéro, E. Jacquet, C. Deranlot, P. Bortolotti, R. Lebourgeois, J.-C. Mage, G. de Loubens, O. Klein, V. Cros, A. Fert // *Applied Physics Letters*. – 2013. – Vol. 103. – N. 8. – P. 082408.
12. Spin pumping by nonreciprocal spin waves under local excitation / R. Iguchi, K. Ando, Z. Qiu, T. An, E. Saitoh, T. Sato // *Applied Physics Letters*. – 2013. – Vol. 102. – N. 2. – P. 022406.
13. Scattering of backward spin waves in a one-dimensional magnonic crystal / A.V. Chumak, A.A. Serga, B. Hillebrands, M.P. Kostylev // *Applied Physics Letters*. – 2008. – Vol. 93. – N. 2. – P. 022508.
14. Nonreciprocity of backward volume spin wave beams excited by the curved focusing transducer / M. Madami, Y.V. Khivintsev, G. Gubbiotti, G.M. Dudko, A.V. Kozhevnikov, V.K. Sakharov, A.V. Stal'makhov, A.

- Khitun, Y.A. Filimonov // *Applied Physics Letters*. – 2018. – Vol. 113. – N. 15. – P. 152403.
15. Spin waves in meander shaped YIG film: Toward 3D magnonics / V.K. Sakharov, E.N. Beginin, Y.V. Khivintsev, A.V. Sadovnikov, A.I. Stognij, Y.A. Filimonov, S.A. Nikitov // *Applied Physics Letters*. – 2020. – Vol. 117. – N. 2. – P. 022403.
  16. Comparative measurements of inverse spin Hall effects and magnetoresistance in YIG/Pt and YIG/Ta / C. Hahn, G. de Loubens, O. Klein, M. Viret, V.V. Naletov, J. Ben Youssef // *Physical Review B*. – 2013. – Vol. 87. – N. 17. – P. 174417.
  17. Anomalous Hall effect in YIG| Pt bilayers / S. Meyerm R, Schlitz, S. Geprags, M. Opel, H. Huebl, R. Gross, S. T.B. Goennenwein // *Applied Physics Letters*. – 2015. – Vol. 106. – N. 13. – P. 132402.
  18. Detection of microwave spin pumping using the inverse spin Hall effect / C. Hahn, G. de Loubens, M. Viret, O. Klein, V. V. Naletov, J. Ben Youssef // *Physical review letters*. – 2013. – Vol. 111. – N. 21. – P. 217204.
  19. Direct detection of magnon spin transport by the inverse spin Hall effect / A.V. Chumak, A.A. Serga, M.B. Jungfleisch, R. Neb, D.A. Bozhko, V.S. Tiberkevich, B. Hillebrands // *Applied Physics Letters*. – 2012. – Vol. 100. – N. 8. – P. 082405.
  20. Improvement of the yttrium iron garnet/platinum interface for spin pumping-based applications / M.B. Jungfleisch, V. Lauer, R. Neb, A.V. Chumak, B. Hillebrands // *Applied Physics Letters*. – 2013. – Vol. 103. – N. 2. – P. 022411.
  21. Temporal evolution of inverse spin Hall effect voltage in a magnetic insulator-nonmagnetic metal structure / M.B. Jungfleisch, A.V. Chumak, V.I. Vasyuchka, A.A. Serga, B. Obry, H. Schultheiss, P.A. Beck, A.D. Karenowska, E. Saitoh, B. Hillebrands // *Applied Physics Letters*. – 2011. – Vol. 99. – N. 18. – P. 182512.

22. Jungfleisch M. B. et al. Thickness and power dependence of the spin-pumping effect in  $Y_3Fe_5O_{12}/Pt$  heterostructures measured by the inverse spin Hall effect / M.B. Jungfleisch, A.V. Chumak, A. Kehlberger, V. Lauer, D.H. Kim, M.C. Onbasli, C.A. Ross, M. Kläui, B. Hillebrands // *Physical Review B*. – 2015. – Vol. 91. – N. 13. – P. 134407.
23.  $Y_3Fe_5O_{12}$  spin pumping for quantitative understanding of pure spin transport and spin Hall effect in a broad range of materials / C. Du, H. Wang, P. Chris Hammel, .F. Yang // *Journal of Applied Physics*. – 2015. – Vol. 117. – N. 17. – P. 172603.
24. Inverse spin Hall effect in a ferromagnetic metal / B.F. Miao, S.Y. Huang, D. Qu, C.L. Chien // *Physical review letters*. – 2013. – Vol. 111. – N. 6. – P. 066602.
25. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect / E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, G. Tatara // *Applied physics letters*. – 2006. – Vol. 88. – N. 18. – P. 182509.
26. Jiao, H. J. Spin backflow and ac voltage generation by spin pumping and the inverse spin Hall effect / H.J. Jiao, G.E.W. Bauer // *Physical review letters*. – 2013. – Vol. 110. – N. 21. – P. 217602.
27. Jiao, H. J. AC voltage generation by spin pumping and inverse spin Hall effect / H.J. Jiao, G.E.W. Bauer // *arXiv preprint arXiv:1210.0724*. – 2012.
28. Incoherent spin pumping from YIG single crystals / Y.S. Chen, J.G. Lin, S.Y. Huang, and C.L. Chien // *Physical Review B*. – 2019. – Vol. 99. – N. 22. – P. 220402.
29. Geometry dependence on inverse spin Hall effect induced by spin pumping in  $Ni_{81}Fe_{19}/Pt$  films / H. Nakayama, K. Ando, K. Harii, T. Yoshino, R. Takahashi, Y. Kajiwara, K. Uchida, Y. Fujikawa, and E. Saitoh // *Physical Review B*. – 2012. – Vol. 85. – N. 14. – P. 144408.
30. Frequency and power dependence of spin-current emission by spin pumping in a thin-film YIG/Pt system / V. Castel, N. Vliestra, B.J. van Wees, J. Ben Youssef // *Physical Review B*. – 2012. – Vol. 86. – N. 13. – P. 134419.



31. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator / Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, E. Saitoh // *Nature*. – 2010. – T. 464. – N. 7286. – P. 262-266.
32. Spin-orbit torque and spin pumping in YIG/Pt with interfacial insertion layers / S. Emori, A. Matyushov, Hyung-Min Jeon, C.J. Babroski, T. Nan, A.M. Belkessam, J.G. Jones, M.E. McConney, G.J. Brown, B.M. Howe, N.X. Sun // *Applied Physics Letters*. – 2018. – Vol. 112. – N. 18. – P. 182406.
33. Padrón-Hernández, E. Amplification of spin waves in yttrium iron garnet films through the spin Hall effect / E. Padrón-Hernández, A. Azevedo, S.M. Rezende // *Applied Physics Letters*. – 2011. – Vol. 99. – N. 19. – P. 192511.
34. Enhanced spin pumping damping in yttrium iron garnet/Pt bilayers / S.M. Rezende, R.L. Rodriguez-Suarez, M.M. Soares, L.H. Vilela-Leao, D. Ley Dominguez, A. Azevedo // *Applied Physics Letters*. – 2013. – Vol. 102. – N. 1. – P. 012402.
35. Large inverse spin Hall effect in the antiferromagnetic metal Ir<sub>20</sub>Mn<sub>80</sub> / J.B.S. Mendes, R.O. Cunha, O. Alves Santos, P.R.T. Ribeiro, F.L.A. Machado, R.L. Rodriguez-Suarez, A. Azevedo, S.M. Rezende // *Physical Review B*. – 2014. – Vol. 89. – N. 14. – P. 140406.
36. Spin-current to charge-current conversion and magnetoresistance in a hybrid structure of graphene and yttrium iron garnet / J.B.S. Mendes, O. Alves Santos, L.M. Meireles, R.G. Lacerda, L.H. Vilela-Leao, F.L.A. Machado, R.L. Rodriguez-Suarez, A. Azevedo, S.M. Rezende // *Physical review letters*. – 2015. – Vol. 115. – N. 22. – P. 226601.
37. Controlled enhancement of spin-current emission by three-magnon splitting / H. Kurebayashi, O. Dzyapko, V. E. Demidov, D. Fang, A.J. Ferguson, S.O. Demokritov // *Nature materials*. – 2011. – Vol. 10. – N. 9. – P. 660-664.
38. Spin-torque ferromagnetic resonance induced by the spin Hall effect / L. Liu, T. Moriyama, D.C. Ralph, R.A. Buhrman // *Physical review letters*. – 2011. – Vol. 106. – N. 3. – P. 036601.

39. Spin hall effects / J. Sinova, S.O. Valenzuela, J. Wunderlich, C.H. Back, T. Jungwirth // *Reviews of Modern Physics*. – 2015. – Vol. 87. – N. 4. – P. 1213.
40. Impact of interfacial chemical state on spin pumping and inverse spin Hall effect in YIG/Pt hybrids / M. Li, L. Jin, Z. Zhong, Q. Yang, L. Zhang, H. Zhang // *Physical Review B*. – 2020. – Vol. 102. – N. 17. – P. 174435.
41. Spatial symmetry of spin pumping and inverse spin Hall effect in the Pt/Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> system / H. Zhou, X. Fan, L. Ma, Q. Zhang, L. Cui, S. Zhou, Y.S. Gui, C.-M. Hu, D. Xue // *Physical Review B*. – 2016. – Vol. 94. – N. 13. – P. 134421.
42. Bender, S.A. Electronic Pumping of Quasiequilibrium Bose-Einstein-Condensed Magnons / S.A. Bender, R.A. Duine, Y. Tserkovnyak // *Phys. Rev. Lett.* – 2012. – Vol. 108. – P. 246601.
43. Bender, S.A. Interfacial spin and heat transfer between metals and magnetic insulators. / S.A. Bender, Y. Tserkovnyak. // *Phys. Rev. B*. – 2015. – Vol. 91. – P. 140402.
44. Обменные осцилляции электродвижущей силы увлечения в тонкопленочной структуре железоиттриевый гранат – n-InSb / Г.Т. Казаков, А.Г. Сухарев, Ю.А. Филимонов, С.К. Нурджанова, Б.П. Нам, А.С. Хе // *Радиотехника и электроника*. – 1988. – Т. 33. – N. 4. – С. 801.
45. Казаков, Г. Т. Взаимодействие магнитостатических волн с носителями заряда в слоистых ферритовых структурах / Г.Т. Казаков, Ю.А. Филимонов // *Изв. вузов. Сер. Физика*. – 1989. – Т.32. – №1. – С. 5-29.
46. Temperature dependence of the picosecond spin Seebeck effect / F. N. Kholid, D. Hamara, M. Terschanski, F. Mertens, D. Bossini, M. Cinchetti, L. McKenzie-Sell, J. Patchett, . Petit, R. Cowburn, J. Robinson, J. Barker, C. Ciccarelli // *Applied Physics Letters*. – 2021. – Vol. 119. – N. 3. – P. 032401.
47. Guliaev, I. V. Interaction of SHF spin waves and electrons in semiconductor-ferrite layered structures / I.V. Guliaev, P.E. Zilberman // *Radio Engineering and Electronic Physics*. – 1978. – Vol. 23. – P. 897-917.

48. Гуляев, Ю. В. Теория эффекта увлечения электронов спиновой волной в слоистой среде / Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.О. Раевский // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1979. – Т. 76. – P. 1593-1601.
49. Schneider, B. Magnetostatic wave drag on electrons in a hybrid sample of YIG and InSb / B. Schneider // *physica status solidi (a)*. – 1974. – Vol. 23. – N. 1. – P. 187-196.
50. Apalkov, D. Magnetoresistive random access memory / D. Apalkov, B. Dieny, J.M. Slaughter // *Proceedings of the IEEE*. – 2016. – Vol. 104. – N. 10. – P. 1796-1830.
51. Microwave holography using a magnetic tunnel junction based spintronic microwave sensor / L. Fu, Y.S. Gui, L.H. Bai, H. Guo, H. Abou-Rachid, C.-M. Hu // *Journal of Applied Physics*. – 2015. – Vol. 117. – N. 21. – P. 213902.
52. Dual-band microwave detector based on magnetic tunnel junctions / L. Zhang, J. Cai, B. Fang, B. Zhang, L. Bian, M. Carpentieri, G. Finocchio, Z. Zeng // *Applied Physics Letters*. – 2020. – Vol. 117. – N. 7. – P. 072409.
53. Гуляев, Ю.В. Взаимодействие СВЧ-спиновых волн и электронов в слоистых структурах полупроводник-феррит (обзор) / Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман // *Радиотехника и электроника*. – 1978. – Т.23. – вып. 5. – С. 897-917.
54. Nonlinear spin-wave logic gates / A.B. Ustinov, E. Lahderanta, M. Inoue, B.A. Kalinikos // *IEEE Magnetics Letters*. – 2019. – Vol. 10. – P. 1-4.
55. A spin-wave logic gate based on a width-modulated dynamic magnonic crystal / A.A. Nikitin, A.B. Ustinov, A.A. Semenov, A.V. Chumak, A.A. Serga, V.I. Vasyuchka, E. Landeranta, B.A. Kalinikos, B. Hillebrands // *Applied Physics Letters*. – 2015. – Vol. 106. – N. 10. – P. 102405.
56. Chumak, A. V. Magnon transistor for all-magnon data processing / A.V. Chumak, A.A. Serga, B. Hillebrands // *Nature communications*. – 2014. – Vol. 5. – N. 1. – P. 1-8.

57. Balinskiy, M. Realization of spin wave switch for data processing / M. Balinskiy, H. Chiang, A. Khitun // *Aip Advances*. – 2018. – Vol. 8. – N. 5. – P. 056628.
58. Reversible magnetic logic gates based on spin wave interference / M. Balynskiy, H. Chiang, D. Gutierrez, A.V. Kozhevnikov, Y.A. Filimonov, A. Khitun // *Journal of Applied Physics*. – 2018. – Vol. 123. – N. 14. – P. 144501.
59. The Rashba-effect at metallic surfaces / G. Bihlmayer, Yu.M. Koroteev, P.M. Echenique, E.V. Chulkov, S. Blugel // *Surface science*. – 2006. – Vol. 600. – N. 18. – P. 3888-3891.
60. Spin-torque switching with the giant spin Hall effect of tantalum / L. Liu, C. Pai, Y. Li, H.W. Tseng, D.C. Ralph, R.A. Buhrman // *Science*. – 2012. – Vol. 336. – N. 6081. – P. 555-558.
61. Freimuth, F. Anisotropic spin Hall effect from first principles / F. Freimuth, S. Blügel, Y. Mokrousov // *Physical review letters*. – 2010. – Vol. 105. – N. 24. – P. 246602.
62. Ando, K. Inverse spin-Hall effect in palladium at room temperature / K. Ando, E. Saitoh // *Journal of Applied Physics*. – 2010. – Vol. 108. – N. 11. – P. 113925.
63. Spin transfer torque devices utilizing the giant spin Hall effect of tungsten / C. Pai, L. Liu, Y. Li, H.W. Tseng, D.C. Ralph, R.A. Buhrman // *Applied Physics Letters*. – 2012. – Vol. 101. – N. 12. – P. 122404.
64. Extrinsic spin Hall effect induced by iridium impurities in copper / Y. Niimi, M. Morota, D.H. Wei, C. Deranlot, M. Basletic, A. Hamzic, A. Fert, Y. Otani // *Physical review letters*. – 2011. – Vol. 106. – N. 12. – P. 126601.
65. Giant spin Hall effect induced by skew scattering from bismuth impurities inside thin film CuBi alloys / Y. Niimi, Y. Kawanishi, C. Deranlot, H.X. Yang, M. Chshiev, T. Valet, A. Fert, Y. Otani // *Physical review letters*. – 2012. – Vol. 109. – N. 15. – P. 156602.
66. Non-local magnetoresistance in YIG/Pt nanostructures / S.T.B. Goennenwein, R. Schlitz, M. Pernpeintner, K. Ganzhorn, M. Althammer, R.

- Gross, H. Huebl // *Applied Physics Letters*. – 2015. – Vol. 107. – N. 17. – P. 172405.
67. Magnon-based logic in a multi-terminal YIG/Pt nanostructure / K. Ganzhorn, S. Klingler, T. Wimmer, S. Geprags, R. Gross, H. Huebl, S.T.B. Goennenwein // *Applied Physics Letters*. – 2016. – Vol. 109. – N. 2. – P. 022405.
68. Медников А. М., Галанин А. Л., Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Коновалов А. Г., Любченко В. Е., Нам Б. Я., Свешникова И. Н. ФТТ, 1981, т. 23, № 7, с. 2116— 2120.
69. Электронное уширение линий ФМР в тонкопленочной структуре феррит–полупроводник / А. В. Помялов, А.Л. Галанин, П. Е. Зильберман, Е.Н. Миргородская, Б. П. Нам, А.С. Хе, А.А. Шимко // *Журнал технической физики*. – 1983. – Т. 53. – В. 9. – С. 1864-1865.
70. Увлечение носителей заряда магнитостатическими волнами в ферромагнитном полупроводнике  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  / А.А. Самохвалов, В.С. Бабушкин, Н.А. Морозова, А.Б. Золотовицкий // *Физика твердого тела*. – 1986. – Т. 28. – В. 8. – С. 2519-2521.
71. Spin pumping at the magnetic insulator (YIG)/normal metal (Au) interfaces / B. Jeinrich, C. Burrowes, E. Montoya, B. Kardasz, E. Girt, Y. Song, Y. Sun, M. Wu // *Physical review letters*. – 2011. – Vol. 107. – N. 6. – P. 066604.
72. Zhu, L., A. Effective spin-mixing conductance of heavy-metal–ferromagnet interfaces / L. Zhu, D.C. Ralph, R.A. Buhrman // *Physical Review Letters*. – 2019. – Vol. 123. – N. 5. – P. 057203.
73. Electrical control of spin-mixing conductance in a  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ /platinum bilayer / L. Wang, Z. Lu, J. Xue, P. Shi, Y. Tian, Y. Chen, S. Yan, L. Bai, M. Harder // *Physical Review Applied*. – 2019. – Vol. 11. – N. 4. – P. 044060.
74. Vlaminck, V. Spin-wave transduction at the submicrometer scale: Experiment and modeling / V. Vlaminck, M. Bailleul // *Physical Review B*. – 2010. – Vol. 81. – N. 1. – P. 014425.

75. Фокусирующие линзы поверхностных магнитостатических волн / А.В. Вашковский, Б.П. Нам, А.С. Хе, Д.Г. Шахназарян // Письма в Журнал технической физики. – 1987. – Т. 13. – В. 17. – С. 1067-1070.
76. Veerakumar, V. Magnon focusing in thin ferromagnetic films / V. Veerakumar, R.E. Camley // Physical Review B. – 2006. – Vol. 74. – N. 21. – P. 214401.
77. Schneider, B. Magnetostatic wave drag on electrons in a hybrid sample of YIG and InSb / B. Schneider // physica status solidi (a). – 1974. – Vol. 23. – N. 1. – P. 187-196.
78. Enhancement of the spin pumping effect by magnon confluence process in YIG/Pt bilayers / T.B. Noack, V.I. Vasyuchka, D.A. Bozhko, B. Heinz, P. Frey, D.V. Slobodianiuk, O.V. Prokopenko, G.A. Melkov, P. Kopietz, B. Hillebrands, A.A. Serga // physica status solidi (b). – 2019. – Vol. 256. – N. 9. – P. 1900121.
79. Mathieu, C. Brillouin light scattering analysis of three-magnon splitting processes in yttrium iron garnet films / C. Mathieu, V.T. Synogatch, C.E. Patton // Physical Review B. – 2003. – Vol. 67. – N. 10. – P. 104402.
80. Spin pumping by parametrically excited exchange magnons / C.W. Sandweg, Y. Kajiwara, A.V. Chumak, A.A. Serga, V.I. Vasyuchka, M.B. Jungfleisch, E. Saitoh, B. Hillebrands // Physical review letters. – 2011. – Vol. 106. – N. 21. – P. 216601.
81. Вашковский, А. В. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот: учебное пособие / А.В. Вашковский, В.С. Стальмахов, Ю.П. Шараевский – 1993. – С. 301
82. Стальмахов, В. С. Лекции по спиновым волнам часть I / В.С. Стальмахов, А.А. Игнатьев. – Саратовский университет – 1983. – С. 181.
83. Зильберман, П.Е. Короткие спиновые волны обменной природы в ферритовых слоях: возбуждение, распространение и перспективы применений / П.Е. Зильберман, А.Г. Темиряев, М.П. Тихомирова // Успехи физических наук. – 1995. – Т. 165. – №. 10. – С. 1219-1223.

84. Гуревич, А. Г. Магнитные колебания и волны / А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. – М.: Физматлит, 1994. – С. 464.
85. Damon, R.W. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab / R.W. Damon, J.R. Eshbach // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. – 1961. – Vol. 19. – N. 3-4. – P. 308-320.
86. Kalinikos, B.A. Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions / B.A. Kalinikos, A.N. Slavin // *Journal of Physics C: Solid State Physics*. – 1986. – Vol. 19. – N. 35. – P. 7013.
87. Гуляев, Ю.В. Влияние неоднородного обмена и диссипации на распространение поверхностных волн Дэймона—Эшбаха в ферромагнитной пластине / Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.В. Луговской // *ФТТ*. – 1981. – Т. 23. – №. 4. – С. 1136.
88. Наблюдение быстрых магнитоупругих волн в тонких пластинах и эпитаксиальных пленках железо-иттриевого граната / Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Г.Т. Казаков, В.Г. Сысоев, В.В. Тихонов, Ю.А. Филимонов, Б.П. Нам, А.С. Хе // *Письма в ЖЭТФ*. – 1981. – Т. 39. – №. 9. – С. 500.
89. Осцилляции прохождения поверхностной акустической волны Рэлея в структурах на основе Ga, Sc-замещенного железоиттриевого граната / Г.Т. Казаков, И.М. Котелянский, А.В. Моряхин, Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев // *Радиотехника и электроника*. – 2004. – Т. 49. – №. 5. – С. 607-615.
90. Казаков, Г.Т. Радиационные обменные потери поверхностных магнитостатических волн Дэймона - Эшбаха в пленках железоиттриевого граната / Г.Т. Казаков, А.Г. Сухарев, Ю.А. Филимонов // *Физика твердого тела*. – 1990. – Т. 32. – №. 12. – С. 3571-3578.
91. Wolfram, T. Linewidth and dispersion of the virtual magnon surface state in thick ferromagnetic films / T. Wolfram, R.E. De Wames // *Physical Review B*. – 1970. – Vol. 1. – N. 11. – С. 4358.

92. Магнитоупругие взаимодействия в акустическом СВЧ-резонаторе, содержащем эпитаксиальные ферромагнитные пленки на немагнитной подложке / Н.И. Ползикова, С.Г. Алексеев, И.М. Котелянский, В.А. Лузанов, А.О. Раевский // Ученые записки физического факультета Московского университета. – 2014. – N. 5 (13). – С. 145324-1.
93. Zvezdin, A. K. Contribution to the nonlinear theory of magnetostatic spin waves / A.K. Zvezdin, A.F. Popkov // Sov. Phys. JETP. – 1983. – Vol. 2. – N. 350. – С. 150
94. Freedman, N.J. Nonlinear behaviour of magnetostatic surface waves / N.J. Freedman, L.K. Brundle // Electronics Letters. – 1968. – Vol. 4. – N. 20. – P. 427-428.
95. Schilz, W. Spin-wave propagation in epitaxial YIG films / W. Schilz // Philips Research Reports. – 1973. – Vol. 28. – N. 1. – P. 50-65
96. Медников, А.М. Нелинейные эффекты при распространении поверхностных спиновых волн в пленках ЖИГ / Медников А. М. // ФТТ. – 1981. – Т. 23. – №. 1. – С. 242.
97. Львов, В. С. Нелинейные спиновые волны / В.С. Львов – М. Наука. – 1987.
98. Slavin, A.N. Spin wave envelope solitons in magnetic films. / A.N. Slavin, В.А. Kalinikos, N.G. Kovshikov – Singapore: World Scientific. – 1994. – С. 209-248.
99. Adam, J. D. A magnetostatic wave signal-to-noise enhancer / J.D. Adam, S.N. Stitzer // Applied Physics Letters. – 1980. – Vol. 36. – N. 6. – P. 485-487.
100. Влияние СВЧ сигнала большой мощности на распространение магнитостатических волн в ферритовых пленках / А.В. Вашковский, В.И. Зубков, Э.Г. Локк, С.А. никитов // Физика твердого тела. – 1988. – Т. 30. – В. 3. – С. 827-832.
101. Калиникос, Б. А. Порог распадной неустойчивости спиновых волн в ферромагнитных пленках при локальном возбуждении / Б.А. Калиникос



- // Письма в Журнал технической физики. – 1983. – Т. 9. – В. 13. – С. 811-814.
102. Вугальтер, Г.А. Порог параметрической неустойчивости при возбуждении поверхностных магнитостатических волн в ферритовой пленке / Г.А. Вугальтер // ЖЭТФ. – 1990. – Т. 97 – С. 1901-1911.
103. Бордман, А.Д. Нелинейные поверхностные магнитостатические волны / А.Д. Бордман, Ю.В. Гуляев, С.А. Никитов // ЖЭТФ. – 1989. – Т.95 №6. – С. 2140-2150.
104. Boardman, A.D. Three- and Four-magnon decay of nonlinear surface magnetostatic waves in thin ferromagnetic films / A.D. Boardman, S.A. Nikitov // Phys.Rev. B. – 1988. – В.38. – P. 11444-11451.
105. Spin transport in a lateral spin valve with a suspended Cu channel / K. Matsuki, R. Ohshima, L. Leiva, Y. Ando, T. Shinjo, T. Tsuchiya, M. Shiraishi // Scientific reports. – 2020. – Vol. 10. – N. 1. – P. 1-5.
106. Spin mixing conductance at a well-controlled platinum/yttrium iron garnet interface / Z. Qiu, K. Ando, K. Uchida, Y. Kajiwara, R. Takahashi, H. Nakayama, T. An, Y. Fujikawa, E. Saitoh // Applied Physics Letters. – 2013. – Vol. 103. – N. 9. – P. 092404.
107. Takei, S. Nonlocal magnetoresistance mediated by spin superfluidity / S. Takei, Y. Tserkovnyak // Physical Review Letters. – 2015. – Vol. 115. – N. 15. – P. 156604.
108. New nonlocal magnetoresistance effect at the crossover between the classical and quantum transport regimes / A.K. Geim, P.C. Main, P.H. Beton, P. Steda, L. Eaves, C.D.W. Wilkinson, S.P. Beaumont // Physical review letters. – 1991. – Vol. 67. – N. 21. – P. 3014.
109. Local and non-local magnetoresistance with spin precession in highly doped Si / T. Sasaki, T. Oikawa, T. Suzuki, M. Shiraishi, Y. Suzuki, K. Noguchi // Applied Physics Letters. – 2011. – Vol. 98. – N. 26. – P. 262503.
110. Spin pumping and the inverse spin-hall effect via magnetostatic surface spin-wave modes in yttrium-iron garnet/platinum bilayers / M. Balinsky, M.

- Ranjbar, M. Haidar, P. Durrenfeld, S. Khartsev, A. Slavin, J. Akerman, R.K. Dumas // *IEEE Magnetics Letters*. – 2015. – Vol. 6. – P. 1-4.
111. Non-local magnetoresistance in YIG/Pt nanostructures / S.T.B. Goennenwein, R. Schlitz, M. Pernpeintner, K. Ganzhorn, M. Althammer, R. Gross, H. Huebl // *Applied Physics Letters*. – 2015. – Vol. 107. – N. 17. – P. 172405.
112. Geller, S. Structure and ferrimagnetism of yttrium and rare-earth-iron garnets / S. Geller, M.A. Gilleo // *Acta Crys.* – 1957. – Vol. 10. – P. 239.
113. LeCraw, R.C. Ferromagnetic resonance line width in yttrium iron garnet single crystals / R.C. LeCraw, E.G. Spencer, C.S. Porter // *Phys. Rev.* – 1958. – Vol. 110, N. 6. – P. 1311-1313.
114. Sharma, V. Magnetic and crystallographic properties of rare-earth substituted yttrium-iron garnet / V. Sharma, B.K. Kuanr // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2018. – Vol. 748. – P. 591-600.
115. Interfacial modulation of spin pumping in YIG/Pt / L. Liu, Y. Li, Y. Liu, T. Feng, J. Xu, X.R. Wang, D. Wu, P. Gao, J. Li // *Physical Review B*. – 2020. – Vol. 102. – N. 1. – P. 014411.
116. Van Hove, L. The occurrence of singularities in the elastic frequency distribution of a crystal / L. Van Hove // *Physical Review*. – 1953. – Vol. 89. – N. 6. – P. 1189.
117. Hoffmann, A. Spin Hall effects in metals / A. Hoffmann // *IEEE transactions on magnetics*. – 2013. – Vol. 49. – N. 10. – P. 5172-5193.
118. Scaling of spin Hall angle in 3d, 4d, and 5d metals from  $Y_3Fe_5O_{12}$ /metal spin pumping / H.L. Wang, C.H. Du, Y. Pu, R. Adur, P.C. Hammel, F.Y. Yang // *Physical review letters*. – 2014. – Vol. 112. – N. 19. – P. 197201.
119. Увеличение электронов магнитостатической волной в слоистой структуре феррит-металл / А.С. Бугаев, О.Л. Галкин, Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман // *Письма в ЖТФ*. – 1982. – Т. 8. – В. 8. – С. 485-488.
120. Impact of the interface quality of Pt/YIG (111) hybrids on their spin Hall magnetoresistance / S. Putter, S. Geprags, R. Schlitz, M. Althammer, A. Erb,

- R. Gross, S.T.B. Goennenwein // *Applied physics letters*. – 2017. – Vol. 110. – N. 1. – P. 012403.
121. Spin transfer torque devices utilizing the giant spin Hall effect of tungsten / C. Pai, L. Liu, H.W. Tseng, D.C. Ralph, R.A. Buhrman // *Applied Physics Letters*. – 2012. – Vol. 101. – N. 12. – P. 122404.
122. Enhanced spin Hall conductivity in tungsten-copper alloys / B. Coester, G.D.H. Wong, Z. Xu, J. Tang, W.L. Gan, W.S. Lew // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2021. – Vol. 523. – P. 167545.
123. Magnon-based logic in a multi-terminal YIG/Pt nanostructure / K. Ganzhorn, S. Klingler, T. Wimmer, S. Geprags, R. Gross, H. Huebl, S.T.B. Goennenwein // *Applied Physics Letters*. – 2016. – Vol. 109. – N. 2. – P. 022405.
124. Extrinsic spin Hall effects measured with lateral spin valve structures / Y. Niimi, H. Suzuki, Y. Kawanishi, Y. Omori, T. Valet, A. Fert, Y. Otani // *Physical Review B*. – 2014. – Vol. 89. – N. 5. – P. 054401.
125. Влияние величины и направления тока инжекции на спиновую аккумуляцию и термоЭДС в латеральной спинвентильной структуре NiCo-InSb-NiCo / Ю.В. Никулин, М.Е. Селезнев, А.Г. Веселов, Ю.А. Филимонов // *Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*. – 2018. – Т. 10. – №. 3. – С. 373-380.
126. Tuning of a vertical spin valve with a monolayer of single molecule magnets / G. Cucinotta, L. Poggini, A. Pedrini, F. Bertani, N. Cristiani, M. Torelli, P. Graziosi, I. Cimatti, B. Cortigiani, E. Otero, P. Ohresser, P. Sainctavit, A. Dediu, E. Dalcanale, R. Sessoli, M. Mannini // *Advanced Functional Materials*. – 2017. – Vol. 27. – N. 42. – P. 1703600.
127. Magnetoresistance effect in NiFe/BP/NiFe vertical spin valve devices / L. Xu, J. Feng, K. Zhao, W. Lv, X. Han, Z. Liu, X. Xu, H. Huang, Z. Zeng // *Advances in Condensed Matter Physics*. – 2017. – Vol. 2017.
128. Bose–Einstein condensation of quasi-equilibrium magnons at room temperature under pumping / S.O. Demokritov, V.E. Demidov, O. Dzyapko,

- G.A. Melkov, A.A. Serga, B. Hillebrands, A.N. Slavin // Nature. – 2006. – Vol. 443. – N. 7110. – P. 430-433.
129. Куц, П. С. РЕЗОНАНСНЫЙ ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ / П.С. Куц, Е.С. Колежук, В.Ф. Коваленко // УКРАИНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ – 1981. – Т. 26. – №. 7. – С. 1182-1186.
130. Belyaev, V.A. Galvano-Spin-Wave resonance in a semiconductor ferromagnetic laminar / V.A. Belyaev, V.V. Tyurnev, G.I. Frolov // Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki. – 1982. – Т. 52. – №. 1. – С. 126-128.
131. Tveten, E. G. Electron-magnon scattering in magnetic heterostructures far out of equilibrium / E.G. Tveten, A. Brataas, Y. Tserkovnyak // Physical Review B. – 2015. – Vol. 92. – N. 18. – P. 180412.
132. Электронное уширение линий ФМР в тонкопленочной структуре феррит–полупроводник / А.В. Помялов, А.Л. Галанин, П.Е. Зильберман, Е.Н. Миргородская, Б.П. Нам, А.С. Хе, А.А. Шимко // Журнал технической физики. – 1983. – Т. 53. – В. 9. – С. 1864-1865.
133. Увлечение носителей заряда магнитоэлектронными волнами в ферромагнитном полупроводнике  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  / А.А. Самохвалов, В.С. Бабушкин, Н.А. Морозова, А.Б. Золотовицкий // Физика твердого тела. – 1986. – Т. 28. – В. 8. – С. 2519-2521.
134. Electric measurement and magnetic control of spin transport in InSb-based lateral spin devices / N.A. Viglin, V.V. Ustinov, S.O. Demokritov, A.O. Shorikov, N.G. Bebenin, V.M. Tselikhovskaya, T.N. Pavlov, E.I. Patrakov // Physical Review B. – 2017. – Vol. 96. – N. 23. – P. 235303.
135. Cardona, M. Relativistic band structure and spin-orbit splitting of zinc-blende-type semiconductors / M. Cardona, N.E. Christensen, G. Fasol // Phys. Rev. B. – 1988. – Vol. 38, N. 3. – P. 1806-1827.
136. Growth of high-quality garnet thin films from supercooled melts / H.J. Levinstein, S. Licht, R.W. Landorf, S.L. Blank // Applied Physics Letters. – 1971. – Vol. 19. – N. 11. – P. 486-488.

137. Тонкие пленки антимонида индия / В.А. Касьян, П.И. Кетруш, Ю.А. Никольский, Ф.И. Пасечник. (Кишинев, Штиница, 1989) книга 161 С
138. Влияние поверхностного состава на плавление тонких пленок InSb / Ю.В. Гуляев, А.А. Веселов, А.Г. Веселов, Е.И. Бурьлин, А.С. Джумалиев, Ю.А. Зюрюкин, О.А. Кирясова, С.Л. Рябушкин // Журнал технической физики. – 2004. – Т. 74. – В. 8. – С. 113-115.
139. Van der Pauw, L.J. A method of measuring the resistivity and Hall coefficient on lamellae of arbitrary shape. / L.J. Van der Pauw // Philips Tech. Rev. – 1958 – Vol. 20. N. 8. P. 220–224.
140. Кучис, Е.В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования / Е.В. Кучис // М. Радио и связь. – 1990. – 264 С.
141. Determination of the Pt spin diffusion length by spin-pumping and spin Hall effect / W. Zhang, V. Vlaminck, J.E. Pearson, R. Divan, S.D. Bader, A. Hoffman // Applied physics letters. – 2013. – Vol. 103. – N. 24. – P. 242414.
142. Spin pumping and inverse spin Hall effect in platinum: the essential role of spin-memory loss at metallic interfaces / J.C. Rojas-Sanchez, N. Reyren, P. Laczkowski, W. Savero, J.P. Attane, C. Deranlot, M. Jamet, J.M. George, L. Vila, H. Jaffres // Physical review letters. – 2014. – Vol. 112. – N. 10. – P. 106602.
143. Khivintsev, Y.V. Spin wave excitation in yttrium iron garnet films with micron-sized antennas / Y.V. Khivintsev, Y.A. Filimonov, S.A. Nikitov // Applied Physics Letters. – 2015. – Vol. 106. – N. 5. – P. 052407.
144. Comparative determination of  $Y_3Fe_5O_{12}/Pt$  interfacial spin mixing conductance by spin-Hall magnetoresistance and spin pumping / H. Wang, C. Du, P.C. Hammel, F. Yang // Appl. Phys. Lett. – 2017. – Vol.110. – P. 062402.
145. Quantitative study of the spin Hall magnetoresistance in ferromagnetic insulator/normal metal hybrids. / M. Althammer, S. Meyer, H. Nakayama, M. Schreier, S. Altmannshofer, M. Weiler, H. Huebl, S. Geprags, M. Opel, R. Gross, D. Meier, C. Klewe, T. Kuschel, J.M. Schmalhorst, G. Reiss, L. Shen,

- A. Gupta, Y.T. Chen, G.E.W. Bauer, E. Saitoh, S.T.B. Goennenwein // *Phys. Rev. B* – 2013. – Vol. 87. – P. 224401.
146. De Wames, R.E. Dipole-exchange spin waves in ferromagnetic films / T. Wolfram, R.E. De Wames // *Journal of Applied Physics*. – 1970. – Vol. 41. – N. 3. – P. 987-993.
147. Kittel, C. Excitation of spin waves in a ferromagnet by a uniform rf field. / C. Kittel // *Physical Review*. – 1958. – Vol. 110. – P. 1295.
148. Микромагнитное моделирование эффекта самофокусировки обратных объемных магнитостатических волн в пленках железоиттриевого граната / Г.М. Дудко, Ю.В. Хивинцев, В.К. Сахаров, А.В. Кожевников, С.Л. Высоцкий, М.Е. Селезнёв, Ю.А. Филимонов // *Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика*. – 2021. – Т. 29. – №. 2. – С. 302-316.
149. Donahue, M. J. OOMMF User's Guide, Version 1.0 / M.J. Donahue, D.G. Porter. // NISTIR 6376. – 1999. – National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
150. Никитов, С. А. Мандельштам-бриллюэновская спектроскопия нелинейных магнитоакустических резонансов в пленочной структуре ЖИГ-ГГГ / В.В. Тихонов, А.Н. Литвиненко, А.В. Садовников, С.А. Никитов. // *Известия Российской академии наук. Серия физическая*. – 2016. – Т. 80. – №. 10. – С. 1389-1394.
151. Магнитоупругие волны в субмикронных пленках ЖИГ, полученных ионно-лучевым распылением на подложках гадолиний-галлиевого граната / Ю.В. Хивинцев, В.К. Сахаров, С.Л. Высоцкий, Ю.А. Филимонов, А.И. Стогний, С.А. Никитов. // *Журнал технической физики*. – 2018. – Т. 88. – В. 7. – С. 1060-1066.
152. Yuasa, H. Spin mixing conductance enhancement by increasing magnetic density / H. Yuasa, K. Tamae, N. Onizuka. // *AIP Advances*. – 2017. – Vol. 7. – N. 5. – P. 055928.

153. Geometric size dependence of spin-mixing conductance at Pt/YIG interface / Q.B. Liu, K.K. Meng, S.Q. Zheng, J. Miao, X.G. Xu, Y. Jiang // *Applied Physics Letters*. – 2021. – Vol. 118. – N. 22. – P. 222402.
154. Филимонов Ю.А., Ю.В. Хивинцев. Взаимодействие поверхностной магнитостатической и объемных упругих волн в металлизированной структуре ферромагнетик-диэлектрик. – 2002. - №. 8 (13). – С. 1002-7
155. Казаков, Г.Т. Влияние параметрически возбужденных спиновых волн на дисперсию и затухание поверхностных магнитостатических волн в ферритовых пленках / Г.Т. Казаков, А.В. Кожевников, Ю.А. Филимонов // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1999. – Т. 115. – № 1. – С. 318.
156. Влияние мощности входного сигнала на распространение поверхностных магнитостатических волн в плёнках железо-иттриевого граната на подложках кремния / В.К. Сахаров, Ю.В. Хивинцев, С.Л. Высоцкий, А.И. Стогний, Г.М. Дудко, Ю.А. Филимонов // *Известия вузов. ПНД*. – 2017. – Т. 25. – В. 1. – С. 35-51.
157. Ползикова, Н. И. Влияние обменного взаимодействия на границу трехмагнетонного распада волны Дэймона-Эшбаха в тонких пленках ЖИГ / Н.И. Ползикова, А.О. Раевский, А.Г. Темиряев // *Физика твердого тела*. – 1984. – Т. 26. – В. 11. – С. 3506-3508.
158. Обменная жесткость и постоянная неоднородного обмена в пленках Ga, Sc-замещенного железо-иттриевого граната / С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, Б.П. Нам, А.В. Маряхин, А.Г. Сухарев, Ю.А. Филимонов, А.С. Хе // *Физика твердого тела*. – 1992. – Т. 34. – В. 5. – С. 1376-1383.
159. Wigen, P.E. Microwave of magnetic garnet thin films. / P.E. Wigen // *Thin Solid Films*. – 1984. – Vol. 114. – N. 1. – P. 135-186.
160. Weinreich, G. Ultrasonic attenuation by free carriers in germanium / G. Weinreich // *Physical Review*. – 1957. – Vol. 107. – N. 1. – P. 317.

161. Поверхностные магнитостатические волны в металлизированных пленках ЖИГ / Веселов А.Г., Высоцкий С.Л., Казаков Г.Т., Сухарев А.Г., Филимонов Ю.А. // РЭ. – 1994. – Т. 30. – №. 12. – С. 2067-2074.
162. Kapelrud, A. Spin Pumping and Enhanced Gilbert Damping in Thin Magnetic Insulator Films / A. Kapelrud, A. Brataas. // Phys. Rev. Lett. – 2013. – Vol. 111. – P. 097602.
163. Kapelrud, A. Spin pumping, dissipation, and direct and alternating inverse spin Hall effects in magnetic-insulator/normal-metal bilayers / A. Kapelrud, A. Brataas // Phys. Rev. – 2017. – Vol. 95. – P. 214413.
164. Giant oscillations in the transmission of quasi-surface spin waves through a thin yttrium-iron garnet (YIG) film / Yu.V. Gulyaev, A.S. Bugaev, P.E. Zil'berman, I.A. Ignat'ev, A.G. Konovalov, A.V. Mednikov, B.P. Nam, E.I. Nikolaev // JETP Lett. – 1979. – Vol. 30. – P. 565.
165. Луговской, А.В. Спектр обменных и безобменных спин-волновых возбуждений в пленках ферритов-гранатов / А.В. Луговской, В.В. Щеглов // РЭ. – 1982. – Т. 27. – С. 518-524.
166. Магноника—новое направление спинтроники и спин-волновой электроники / С.А. Никитов, Д.В. Калябин, И.В. Лисенков, А.Н. Славин, Ю.Н. Барабаненков, С.А. Осокин, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский, Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев, С.Л. Высоцкий, В.К. Сахаров, Е.С. Павлов // Успехи физических наук. – 2015. – Т. 185. – №. 10. – С. 1099-1128.
167. Neusser, S. Magnonics: Spin waves on the nanoscale / S. Neusser, D. Grundler // Advanced materials. – 2009. – Vol. 21. – N. 28. – P. 2927-2932.
168. Krawczyk, M. Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure / M. Krawczyk, D. Grundler // Journal of physics: Condensed matter. – 2014. – Vol. 26. – N. 12. – P. 123202.
169. Magnetic thin-film insulator with ultra-low spin wave damping for coherent nanomagnonics / H. Yu, A. Kelly, V. Cros, R. Bernard, P. Bortolotti, A.



- Anane, F. Brandl, R. Huber, I. Stasinopoulos, D. Grundler // Scientific reports. – 2014. – Vol. 4. – N. 1. – P. 1-5.
170. Spin wave wells in nonellipsoidal micrometer size magnetic elements / J. Jorzick, S.O. Demokritov, B. Hillebrands, M. Bailleul, C. Fermon, K.Y. Guslienko, A.N. Slavin, D.V. Berkov, N.L. Gorn // Physical Review Letters. – 2002. – Vol. 88. – N. 4. – P. 04724.
171. Optical ferromagnetic resonance studies of thin film magnetic structures / R.J. Hicken, A. Barman, V.V. Kruglyak, S. Ladak // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2003. – Vol. 36. – N. 18. – P. 2183.
172. Berkov, D. V. MicroMagus-soft-ware for micromagnetic simulations / D.V. Berkov // Book, – 2008. – P. 59.
173. Vousden M. et al. Virtual Micromagnetics: A Framework for Accessible and Reproducible Micromagnetic Simulation //arXiv preprint arXiv:1609.05135. – 2016.
174. Фокусирующий преобразователь поверхностных магнитостатических волн / А.В. Вашковский, К.В. Гречушкин, А.В. Стальмахов, В.А. Тюлюкин // Радиотехника и электроника. – 1986. – Т. 31. – В. 4. – С. 838.
175. Фокусировка объемных магнитостатических волн / А.В. Вашковский, К.В. Гречушкин, А.В. Стальмахов, В.А. Тюлюкин // Радиотехника и электроника. – 1987. – Т. 32. – В. 6. – С. 1176.
176. Фильтрация поверхностных магнитостатических волн в пленках железо-иттриевого граната переменной ширины при возбуждении фокусирующими преобразователями / А.В. Кожевников, Ю.В. Хивинцев, Г.М. Дудко, В.К. Сахаров, А.С. Джумалиев, С.Л. Высоцкий, А.В. Стальмахов, Ю.А. Филимонов // Письма в ЖТФ. – 2018. – Т. 44. – В. 16. С. 3-10.
177. Расчет фокусирующих преобразователей спиновых волн методом микромагнитного моделирования / Г.М. Дудко, А.В. Кожевников, В.К. Сахаров, А.В. Стальмахов, Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев // Известия

- Саратовского университета. Новая серия. Серия Физика. – 2018. – Т. 18. – В. 2. – С. 92-102.
178. Dvornik, M. Micromagnetic simulations in magnonics / M. Dvornik, Y. Au, V.V. Kruglyak // *Magnonics*. – 2012. – P. 101-115.
179. ПАТЕНТ ВЫСОЦКИЙ, С. Л., КАЗАКОВ, Г. Т., СУХАРЕВ, А. Г., & ФИЛИМОНОВ, Ю. А. (1988). Устройство для детектирования сверхвысокочастотных сигналов.
180. Hampel, D. Threshold logic / D. Hampel, R.O. Winder // *IEEE spectrum*. – 1971. – Vol. 8. – N. 5. – P. 32-39.
181. Khitun, A. Non-volatile magnonic logic circuits engineering / A. Khitun, K.L. Wang // *Journal of Applied Physics*. – 2011. – Vol. 110. – N. 3. – P. 034306.
182. Khitun, A., Spin wave magnetic nanofabric: A new approach to spin-based logic circuitry / A. Khitun, M. Bao, K.L. Wang // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 2008. – Vol. 44. – N. 9. – P. 2141-2152.
183. The role of Snell's law for a magnonic majority gate / N. Kanazawa, T. Goto, K. Sekiguchi, A.B. Granovsky, C.A. Ross, H. Takagi, Y. Nakamura, H. Uchida, M. Inoue // *Scientific Reports*. – 2017. – Vol. 7. – N. 1. – P. 1-8.
184. Experimental prototype of a spin-wave majority gate / T. Fischer, M. Kewenig, D.A. Bozhko, A.A. Serga, I.I. Syvorotka, F. Ciubotaru, C. Adelman, B. Hillebrands, A.V. Chumak // *Applied Physics Letters*. – 2017. – Vol. 110. – N. 15. – P. 152401.
185. Нелинейные эффекты при распространении поверхностных магнитостатических волн в пленках железо-иттриевого граната в слабых полях / П.Е. Зильберман, В.М. Куликов, В.В. Тихонов, И.В. Шеин. // *ЖЭТФ*. – 1991. – Т. 99. – С. 1566-1578.
186. Трансформация мод МСВ волн при рассеянии их на поверхностной акустической волне в пленках ЖИГ / А.В. Медведь, Р.Г. Крышталь, В.А., Осипенко, А.Ф. Попков // *ЖТФ*. – 1988. – Т. 58. – С. 2315.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность своему научному руководителю Юрию Александровичу Филимонову за постановку цели, задач исследования всестороннюю помощь в расчетах, обучении, обсуждении и в постоянном внимании к работе.

Также автор выражает благодарность Юрию Владимировичу Хивинцеву, Александру Владимировичу Кожевникову, Сергею Львовичу Высоцкому за всестороннюю помощь в проведении экспериментов и за обучение работе с измерительным оборудованием.

Автор глубоко благодарен Юрию Васильевичу Никулину за обучение работе с ростовым оборудованием, методам вакуумного нанесения пленок.

Автор признателен Галине Михайловне Дудко и Валентину Константиновичу Сахарову за консультации и помощь в проведении микромагнитного моделирования.

Автор признателен за теплую атмосферу в лаборатории «Магнитоэлектроники СВЧ» (СФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН), где ему посчастливилось работать в течении подготовки диссертационной работы, конструктивную критику и наставления ее коллектива: Ю.В. Хивинцева, С.Л. Высоцкого, А.С. Джумалиева, Г.М. Дудко, Ю.В. Никулина, Е.С. Павлова, В.К. Сахарова.

И наконец, но не в последнюю очередь, я благодарен товарищам, друзьям, своей семье и девушке за поддержку и помощь в подготовке диссертационной работы.