

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего
профессионального образования
Национальный Исследовательский Саратовский Государственный Университет имени Н.Г.
Чернышевского

На правах рукописи

Литвиненко Артем Николаевич

**СПИН-ВОЛНОВЫЕ И МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИЕ
ВОЗБУЖДЕНИЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ ФЕРРИТ-
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ**

Специальность 01.04.03. – радиофизика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

д.ф.-м.н. Тихонов В.В.

Саратов – 2015

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Глава 1. СПИН-ВОЛНОВЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ ФЕРРИТ-ФЕРРИТОВЫХ СТРУКТУРАХ	14
1.1. Спиновые волны в безграничном феррите	14
1.2. Граничные условия.....	18
1.3. Спиновые волны в однослойных ферритовых пленках	20
1.4. Спин-волновые резонансы в ограниченных ферритовых пленках	24
1.5. Электромагнитное возбуждение обменных спиновых волн в монолитной феррит-ферритовой структуре	27
1.6. Вытекающие моды обменных спиновых волн в тонком легированном слое на поверхности массивного слоя ЖИГ	33
1.7. Наблюдения эффектов возбуждения обменных спиновых при нормальном намагничивании пленки ЖИГ	42
1.8. Выводы	47
Глава 2. МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В СЛОИСТОЙ ФЕРРИТ-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ	50
2.1. Магнитоакустический резонатор СВЧ. Эксперимент	53
2.2. Обработка результатов измерений и обсуждение результатов эксперимента ..	61
2.3. Компьютерное моделирование магнитоакустического генератора СВЧ	70
2.5. Выводы	76
Глава 3. ТЕМПЕРАТУРНАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ ПЛЕНОЧНЫХ ЖИГ РЕЗОНАТОРОВ И АВТОГЕНЕРАТОРОВ НА ИХ ОСНОВЕ	79
3.1. Температурная стабилизация частоты пленочного ЖИГ резонатора. Теория ..	79
3.2. Температурная стабилизация частоты пленочного ЖИГ резонатора. Эксперимент	86
3.3. Моделирование транзисторного ЖИГ генератора	90
3.4. Макетирование и испытания транзисторного ЖИГ генератора	95
3.5. Выводы	98
Заключение.....	100
Список основной обозначений и сокращений.....	105
Список публикаций по теме диссертации	106
Список литературы	109

ВВЕДЕНИЕ

Современные тенденции развития систем радиолокации, навигации и связи проявляются в продвижении в область более высоких частот. При этом к бортовым системам предъявляются повышенные требования миниатюризации, энергоемкости, климатической и радиационной стойкости, защищенности от внешних помех и прочее. В системах обработки радиосигналов начинают применяться цифровые методы, но и аналоговые не утрачивают своей актуальности. Однако эффективность аналоговых систем во многом зависит от качества опорного сигнала. В частности, для повышения разрешающей способности радарных систем необходимо повышать временную стабильность частоты генерируемого сигнала. При этом важную роль играет не только кратковременная стабильность, которая определяется уровнем фазовых шумов, но и долговременная стабильность, которая зависит от множества внешних факторов. Для защиты от шумового противодействия также необходимо иметь возможность быстрой перестройки частоты опорного сигнала.

Постоянно растущие требования электронных систем стимулируют создание принципиально новой элементной базы. При этом главным резервом миниатюризации СВЧ устройств является использование коротковолновых возбуждений в твердых телах. К числу таких возбуждений можно отнести спиновые и упругие волны. Существенно, что в монокристаллических ферритовых средах эти типы волн являются взаимосвязанными. Последнее обстоятельство также представляет интерес в плане практического использования гибридных магнитоупругих волн.

В ферритовых средах могут возбуждаться два типа спиновых волн – дипольные и обменные. Дипольные спиновые волны (в литературе их чаще называют магнитостатическими волнами (МСВ) [1]) распространяются за счет дальнегодействующего диполь-дипольного взаимодействия. Обменные спиновые волны (ОСВ) распространяются за счет короткодействующего обменного взаимодействия [2]. Наиболее сильное обменное взаимодействие формирует в кристалле упорядоченную структуру спиновых моментов, которая проявляется

в виде спонтанной намагниченности феррита. При континуальном подходе оба типа спиновых волн представляются одинаково, в виде волн прецессии вектора спонтанной намагниченности, и различаются только длинами. Волны с длинами $\lambda < 1\text{мкм}$ принято считать в основном обменными, а с длинами $\lambda > 10\text{мкм}$ – в основном дипольными.

В настоящее время наиболее широкое применение нашли магнитостатические волны [3-8]. Это произошло благодаря простоте их возбуждения микрополосковыми преобразователями [9,10]. Было предложено большое количество устройств на МСВ – фильтров частот, линий задержки, шумоподавителей, конвольверов и прочее [11-24]. Однако эти устройства до настоящего времени не нашли широкого применения в основном из-за отсутствия удовлетворительного решения проблем термостабилизации.

Обменные спиновые волны были практически не освоены, хотя их существование было предсказано гораздо раньше, еще в 1930 году, в знаменитой работе Блоха [25]. Причина была в том, что до недавнего времени их не удавалось наблюдать экспериментально. Для возбуждения столь коротких волн (с длинами $\lambda \sim 1\text{мкм}$) необходимы были микрополосковые преобразователи с ширинами не более $\lambda/2 \sim 0.5\text{мкм}$. Изготовление таких преобразователей оказалось возможным только с применением современных методов электроннолучевой литографии [26].

В тоже время было хорошо известно о существовании спин-волновых резонансов (СВР), которые первоначально были обнаружены в тонких пермалловых пленках [27,28], а затем и в пленках ЖИГ [29,30]. Эти резонансы устанавливались в результате многократного отражения спиновых волн, причем для их возбуждения не требовалась высокая локализация магнитных полей. Они могли возбуждаться даже в однородном СВЧ поле. Наиболее интенсивные резонансы наблюдались в спектре МСВ в виде гибридных дипольно-обменных волн [31]. Существенно, что в спектре МСВ можно было наблюдать резонансы ОСВ достаточно высокого порядка $m=10..100$. При этом их добротность оказалась достаточно высокой

$Q = f/\Delta f \geq 10^2$, что указывало на относительно слабое затухание ОСВ. Сложность состояла в том, что эти резонансы возбуждались не во всех пленках, а только в тех, которые имели «закрепленные» спины на поверхности.

Понятие «закрепления» спинов было введено Киттелем [27] для теоретического описания обнаруженного эффекта СВР. Оно выражалось в виде граничного условия на поверхности феррита $\vec{m}|_s = 0$, где \vec{m} - вектор прецессии спонтанной намагниченности. Однако несколько раньше было получено другое граничное условие $\partial\vec{m}/\partial n|_s = 0$, где \vec{n} - нормаль к поверхности пленки [32]. Это условие описывало «свободное» состояние поверхностных спинов. Согласно теории Киттеля, резонансы ОСВ могли возбуждаться только при полном или при частичном закреплении спинов. Однако даже при полном закреплении ожидаемая эффективность преобразования ОСВ была очень мала, порядка 0,1% [33]. К тому же, сам механизм закрепления спинов оставался не до конца невыясненным.

Предполагалось, что закрепление могло быть вызвано скачком анизотропии на поверхности феррита [1,2, 34]. Однако при этом толщина поверхностного слоя должна быть много меньше длин ОСВ, порядка 1нм, что сравнимо с толщиной молекулярного слоя кристалла. В этом случае применения макроскопической теории оказывалось под вопросом, поскольку в столь тонких слоях понятие усредненной намагниченности теряло смысл. Если же предположить, что поверхностный слой имел конечную толщину, сравнимую с длиной ОСВ, то это означало бы, что он мог обладать и собственными резонансными свойствами. В действительности так и оказалось.

Первое подтверждение существования СВР в поверхностном слое было получено в экспериментах с имплантированными пленками ЖИГ [35]. Резонансы ОСВ наблюдались при нормальном намагничивании имплантированной пленки ЖИГ вне спектра возбуждения МСВ. В тех же пленках при касательном намагничивании было обнаружено импульсное возбуждение бегущих ОСВ [36,37]. Волны распространялись вглубь чистой

пленки ЖИГ и отражались от ее противоположной поверхности. При этом наблюдалась серия задержанных эхоимпульсов, по спаду которых рассчитывалась эффективность преобразования ОСВ. Оказалось, что в имплантированных пленках ЖИГ эффективность преобразования ОСВ может достигать 80% и более. Впоследствии аналогичные результаты были получены в толщинно неоднородных пленках ЖИГ [38]. Столь высокая эффективность преобразования ОСВ входила в явное противоречие с теорией Киттеля.

В то же время, экспериментально установленный факт высокоэффективного преобразования ОСВ открывал реальные перспективы практического использования обменных спиновых волн, что могло бы стать основой создания принципиально нового класса сверхминиатюрных спин-волновых устройств. Однако для реализации этих возможностей прежде необходимо было выяснить механизм преобразования ОСВ.

Не меньший интерес представляли эффекты гибридизации спиновых и упругих волн. Этот интерес был обусловлен тем, что ЖИГ является не только наилучшей средой распространения спиновых волн, но и обладает исключительно высокой акустической добротностью, которая на порядок превышает добротность монокристаллического кварца [39].

Исследованиям механизмов образования магнитоупругих волн (МУВ) было посвящено большое количество работ. Первоначально эффекты магнитоупругого взаимодействия рассматривались в безграничном феррите [40-42]. Их можно было наблюдать в виде спинового затухания звука [43]. Впоследствии были обнаружены эффекты возбуждения магнитоакустических резонансов на частотах ферромагнитного резонанса (ФМР) [44,45]. Это послужило началом масштабных исследований магнитоупругих явлений в диапазоне СВЧ [46-64]. В основном исследовались эффекты взаимодействия спиновых волн с различными типами поверхностных акустических волн (ПАВ). В последнее время проявился интерес к исследованиям магнитоупругих волн в ортоферритах и других магнитных материалах [65-69]. Активно исследуются нелинейные процессы магнитоупругого взаимодействия [70-74]. Однако в

большинстве приведенных работ рассматривались МУВ со скоростями сравнимыми со скоростью звука.

Иной подход был применен в работах [75,76], где рассматривались эффекты гибридизации МСВ с волноводными акустическими модами Лэмба. При этом возбуждаемые МУВ имели фазовые скорости порядка скорости МСВ, что на два порядка больше скорости звука («быстрые» магнитоупругие волны). Экспериментально эти волны были обнаружены в спектре возбуждения прямых объемных МСВ и наблюдались в виде узкополосных эквидистантных резонансных пиков [77,78]. Впоследствии быстрые МУВ были обнаружены в спектре возбуждения поверхностных МСВ [79].

Простота возбуждения и высокая добротность магнитоакустических резонансов представляли интерес для разработки частотно-селективных СВЧ устройств. На основе быстрых МУВ были предложены варианты узкополосных резонансных фильтров сетки частот [80-82]. При этом наибольший эффект от их применения ожидался в качестве частотно-задающих элементов высокостабильных СВЧ генераторов. Высокая добротность магнитоакустических резонансов могла бы обеспечить значительное снижение фазовых шумов генерируемого сигнала, что принципиально важно для опорных генераторов СВЧ, имеющих широкое применения в системах радиолокации, навигации и связи. Однако для одночастотной работы генератора необходимо было обеспечить селективное возбуждение только одной магнитоакустической моды.

Помимо этого, необходимо было решить проблему термостабилизации частоты магнитоакустического генератора, которая неизбежно возникает из-за теплового размагничивания ферритов. Эта проблема усугублялась еще и тем, что постоянные магниты, которые обычно используются в портативных магнитных системах, также обладают свойством теплового размагничивания.

Вопросам термостабилизации ферритовых устройств было посвящено немало работ. Сформировалось несколько подходов к решению этой проблемы, каждый из которых имел свои достоинства и недостатки. Наиболее очевидные

подходы (термостатирование или электронная подстройка частоты) приводили к желаемому результату ценой дополнительных энергозатрат, значительного усложнения устройства и увеличения его габаритов. В этом смысле более привлекательным представлялся способ термостабилизации за счет специального подбора ориентации намагничивающего поля [83,84] или ориентации кристаллографических осей пленки ЖИГ [85-87]. Однако для реализации этих способов требовалась температурная стабильность намагничивающего поля, что в случаях использования постоянных магнитов никогда не выполнялось. Наиболее эффективным оказался способ автоподстройки частоты за счет температурного изменения намагничивающего поля. Для его реализации в конструкцию магнитной системы дополнительно вводились термокомпенсационные элементы (термошунты, термосопротивления) [88], которые вместе с постоянными магнитами обеспечивали требуемое изменение поля в рабочем зазоре (см., например, [89]). Однако настройка такой системы оказалась достаточно сложной и трудоемкой задачей. При этом повышение стабильности частоты достигалось лишь в относительно узких интервалах температур. В итоге проблема термостабилизации по-прежнему остается актуальной, требующей нестандартного решения.

Предлагаемая диссертационная работа была направлена на решение поставленных проблем.

Актуальность темы диссертации обусловлена значительным интересом к коротковолновым обменным спиновым и акустическим волнам и существующей проблеме их возбуждения.

Целью диссертационной работы являлось: исследование механизмов высокоэффективного возбуждения коротковолновых обменных спиновых и акустических волн в слоистых феррит-диэлектрических структурах.

В задачу диссертационной работы входило:

1. Теоретическое и экспериментальное исследование механизмов возбуждения коротковолновых обменных спиновых волн в нормально намагниченных

пленках ЖИГ, содержащих тонкий легированный слой с пониженной намагниченностью.

2. Разработка методов селективного возбуждения заданных частот магнитоакустического резонанса в пленочной структуре ЖИГ-ГГГ.
3. Разработка, изготовление и испытание макетов одночастотного магнитоакустического резонатора СВЧ.
4. Компьютерное моделирование твердотельного генератора СВЧ с магнитоакустическим резонатором в цепи обратной связи. Расчеты амплитудных, временных, спектральных и шумовых характеристик генерируемого сигнала.
5. Разработка, изготовление и испытание портативной экранированной магнитной системы со встроенной системой термостабилизации и электрической перестройки частоты пленочного ЖИГ резонатора.

Научная новизна:

1. Показано, что при нормальном намагничивании пленки ЖИГ тонкий переходный слой на границе пленка-подложка может стимулировать интенсивное возбуждение обменных спиновых волн.
2. Предложен способ селективного возбуждения отдельных мод магнитоакустического резонанса в полосе частот пленочного ЖИГ резонатора и варианты конструкции одночастотных дискретно перестраиваемых магнитоакустических ЖИГ резонаторов СВЧ.
3. Предложена компьютерная модель высокостабильного дискретно перестраиваемого магнитоакустического генератора СВЧ. Показано, что использование магнитоакустического резонатора в цепи обратной связи снижает уровень фазовых шумов генерируемого сигнала до -136 дБн/Гц при отстройке частоты на 10кГц.
4. Предложена конструкция портативной экранированной магнитной системы со встроенной системой термостабилизации и электрической перестройки частоты пленочного ЖИГ резонатора.

Достоверность полученных результатов подтверждается хорошим соответствием результатов теоретического анализа и компьютерного моделирования с экспериментальными результатами. Достоверность экспериментальных результатов подтверждается их воспроизводимостью, применением современной измерительной аппаратуры.

Практическая значимость результатов исследований.

1. Предложено комплексное решение проблем намагничивания, термостабилизации, электрической регулировки, защиты от внешних полей и шунтирующего действия окружающих стальных предметов для целого ряда спин-волновых устройств.
2. Показано, что при нормальном намагничивании пленки ЖИГ открывается возможность использования коротковолновых обменных спиновых волн для диагностики тонкого переходного слоя на границе пленка ЖИГ-подложка ГГГ, а также для создания сверхминиатюрных управляемых линий задержки и целого ряда других устройств аналоговой обработки СВЧ сигнала.
3. Показана возможность создания высокостабильных термостабилизированных магнитоакустических ЖИГ генераторов СВЧ с низким уровнем фазовых шумов. Снижение фазовых шумов способствует повышению разрешающей способности радарных систем.

Основные положения и результаты, выносимые на защиту:

Положение 1. Существование тонкого (субмикронного) легированного слоя с пониженной намагниченностью на границе ферритовой пленки и диэлектрика в нормально намагниченной структуре ЖИГ-ГГГ при наличии переменного магнитного поля приводит к возбуждению в тонком слое коротких спиновых волн, которые распространяются вглубь пленки ЖИГ.

Положение 2. Пленочный ЖИГ резонатор, сформированный на поверхности плоскопараллельной подложки ГГГ, является селективным магнитострикционным возбудителем высокочастотных акустических резонансов по толщине структуры ЖИГ-ГГГ. При этом наиболее интенсивно

возбуждается только та акустическая мода, частота которой совпадает с частотой пленочного ЖИГ резонатора.

Результат 1. Применение метода Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии обеспечивает отдельную визуализацию распределения интенсивности магнитных и акустических колебаний в двухслойной феррит-диэлектрической структуре ЖИГ-ГГГ.

Результат 2. На частотах возбуждения магнитоакустических резонансов в пленочной структуре ЖИГ-ГГГ, уровень фазовых шумов транзисторного ЖИГ генератора снижается на величину порядка 30дБ при частоте несущей 870МГц и отстройке от несущей 10кГц.

Результат 3. Предложенная конструкция экранированной магнитной системы со встроенной системой термостабилизации и электрической перестройки частоты обеспечивает высокую стабильность частоты магнитоакустического ЖИГ генератора во всем диапазоне положительных температур (до 80°C), отличается малыми габаритами и простотой настройки. При этом электрическая перестройка частоты не нарушает условия термостабилизации.

Личный вклад автора.

Автору принадлежит: разработка методик и проведение экспериментов, включая математическую обработку результатов измерений; проведение численных расчетов по теме диссертации; компьютерное моделирование устройств, представленных в диссертационной работе. Постановка теоретических и экспериментальных задач диссертационной работы, выбор методов их решения и интерпретация полученных результатов были проведены совместно с научным руководителем.

Апробация работы. Результаты диссертационной работы докладывались на конференциях:

- XV Международная зимняя школа-семинар по электронике сверхвысоких частот и радиофизике, 6-11 февраля, Саратов, 2012
- Всероссийской конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ», 4-7 июня, Санкт-Петербург, 2012

- XXII Международная конференция Новое в Магнетизме и Магнитных Материалах, 17-21 сентября, Астрахань, 2012
- II Всероссийской конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ», 3-6 июня, Санкт-Петербург, 2013
- International Symposium on Spin Waves, Saint Petersburg, Russia. June 9-15, 2013
- VIII Всероссийской конференции молодых ученых «Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика», 3-5 сентября, Саратов, 2013
- XXI Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы», 15-17 ноября, Москва, 2013
- Scientific Workshop -Brillouin and Microwave Spectroscopy of Magnetic Micro- and Nanostructures, 3-6 August, Saratov, 2014
- International Scientific Conference "Science of Future", 17-20 September, Saint Peterburg, 2014
- XVII Международной зимней школы-семинара по электронике сверхвысоких частот и радиофизике, 2-7 февраля, Саратов, 2015

Исследования выполнялись в рамках гранта Правительства Российской Федерации для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских образовательных учреждениях высшего профессионального образования ГК № 11.G34.31.0030 и научного гранта Committee for International Research and Education (CIRE) of the Acoustical Society of America (ASA) по теме «High-Q magnetoacoustic resonator», CRDF Award № RUX1-33064-RU-12.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 16 работ, в том числе 3 статьи в журналах, рекомендуемых ВАК, 1 патент на изобретение, 4 статьи в трудах конференций и 8 тезисов докладов в материалах конференций.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации составляет 120 страниц. Основной текст занимает 105 страниц, включая 67 рисунков. Список литературы содержит 116 наименований и изложен на 12 страницах.

1. СПИН-ВОЛНОВЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ ФЕРРИТ-ФЕРРИТОВЫХ СТРУКТУРАХ

В большинстве теоретических работ для описания спиновых волн использовался полевой (электромагнитный) подход, при котором феррит рассматривался, как «черный ящик», а его магнитные свойства описывались тензором магнитной восприимчивости [1]. Этот подход себя вполне оправдывал в случаях пренебрежимо слабого влияния обменных эффектов, например, при рассмотрении магнитостатических волн в достаточно толстых пленках ЖИГ.

В тонких пленках (сравнимых по толщине с длинами ОСВ) и, в особенности, на границе ферритовых сред влияние неоднородного обмена проявлялось достаточно сильно. В этих случаях целесообразно было применить магнитомеханический подход, при котором решение искалось в виде собственных волн прецессии намагниченности, а сопутствующие электромагнитные поля в феррите выражались через вектор прецессии.

Ниже приведены результаты применения магнитомеханического подхода.

1.1. Спиновые волны в безграничном феррите

Динамика вектора спонтанной намагниченности феррита \vec{M} описывалась уравнением Ландау-Лифшица [1]

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \gamma (\vec{M} \times \vec{H}_i) + \gamma \alpha (\vec{M} \times \nabla^2 \vec{M}) = 0, \quad (1.1)$$

где \vec{H}_i – внутреннее поле феррита, $\gamma = 2,83 \text{ МГц/Э}$ – гиромагнитное отношение, α – постоянная неоднородного обмена. Вектор \vec{M} был связан с векторами электрического \vec{E} и магнитного поля \vec{H} системой уравнений Максвелла [1]

$$\begin{cases} \nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{H} + 4\pi \vec{M}), \\ \nabla \times \vec{H} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \\ \nabla \cdot \vec{E} = 0, \\ \nabla \cdot (\vec{H} + 4\pi \vec{M}) = 0, \end{cases} \quad (1.2)$$

где ε - диэлектрическая проницаемость феррита. Здесь и далее диссипативные процессы и магнитная анизотропия феррита не учитывались.

Рассматривался случай насыщенного феррита. Векторы намагниченности $\vec{M}(t, \vec{r}) = \vec{M}_0 + \vec{m}(t, \vec{r})$ и внутреннего поля $\vec{H}_i(t, \vec{r}) = \vec{H}_{0i} + \vec{h}(t, \vec{r})$ имели постоянные составляющие $\vec{M}_0 \parallel \vec{H}_{0i}$, ориентированные вдоль оси z , как показано на рис.1.1. Вектор электрического поля имел только переменную составляющую $\vec{E}(t, \vec{r}) = \vec{e}(t, \vec{r})$. Использовалось малосигнальное приближение $|\vec{m}| \ll |\vec{M}_0|$, $|\vec{h}| \ll |\vec{H}_{0i}|$.

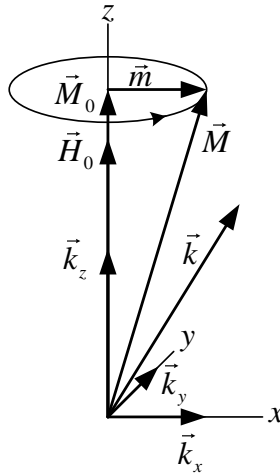


Рис.1.1.

Подстановка полей в исходные уравнения (1.1), (1.2) приводила уравнение Ландау-Лифшица к системе трех независимых уравнений

$$\begin{cases} (\vec{M}_0 \times \vec{H}_0) = 0, \\ \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} + \gamma(\vec{m} \times \vec{H}_0) + \gamma(\vec{M}_0 \times \vec{h}) + \gamma\alpha(\vec{M}_0 \times \nabla^2 \vec{m}) = 0, \\ (\vec{m} \times \vec{h}) + \alpha(\vec{m} \times \nabla^2 \vec{m}) = 0, \end{cases} \quad (1.3)$$

где второе и третье уравнения представляет собой линейную и квадратичную часть исходного уравнения. Существенно, что в нашем случае нельзя было пренебречь квадратичными слагаемыми уравнения Ландау-Лифшица, поскольку в случае очень коротких волн величина $\nabla^2 \vec{m}$ могла оказаться совсем не малой. Аналогичной подстановкой уравнения Максвелла приводились к виду

$$\begin{cases} \nabla \times \vec{e} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{h} + 4\pi \vec{m}), \\ \nabla \times \vec{h} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \vec{e}}{\partial t}, \\ \nabla \cdot \vec{e} = 0, \\ \nabla \cdot (\vec{h} + 4\pi \vec{m}) = 0, \end{cases} \quad (1.4)$$

Из уравнений Максвелла (1.4) были получены волновые уравнения

$$\begin{aligned} \left(\nabla^2 - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{e} &= \frac{4\pi}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{m}), \\ \left(\nabla^2 - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{h} &= 4\pi \left[\frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{m}}{\partial t^2} - \nabla (\nabla \cdot \vec{m}) \right], \end{aligned} \quad (1.5)$$

и уравнение баланса энергии

$$\nabla \cdot \vec{P} + \frac{1}{8\pi} \frac{\partial}{\partial t} \left(|\vec{h}|^2 + \varepsilon |\vec{e}|^2 \right) + \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \cdot \vec{h} = 0, \quad (1.6)$$

где $\vec{P} = \frac{c}{4\pi} (\vec{e} \times \vec{h})$ - вектор плотности потока электромагнитной мощности

(вектор Пойнтинга). Подстановка в (1.6) производной $\frac{\partial \vec{m}}{\partial t}$ из линеаризованного

уравнения Ландау-Лифшица (1.3) приводит уравнение баланса энергии к виду

$$\nabla \cdot (\vec{P} + \vec{P}^e) + \frac{1}{8\pi} \frac{\partial}{\partial t} \left(|\vec{h}|^2 + \varepsilon |\vec{e}|^2 \right) + \omega_H (\vec{z} \times \vec{m}) \cdot \vec{h} = 0, \quad (1.7)$$

где $\vec{P}^e = \eta \nabla \vec{m} \cdot (\vec{z} \times \vec{h})$ - вектор плотности потока обменной мощности, $\nabla \vec{m}$ -

тензор второго ранга, $\eta = \gamma \alpha M_0$, $\omega_H = \gamma H_{0i}$.

Решения для переменных составляющих полей искались в виде монохроматических волн $\vec{e}, \vec{h}, \vec{m} \sim \exp\left[i\left(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}\right)\right]$, где ω - круговая частота, $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ - волновой вектор, \vec{r} - радиус-вектор. Подстановка волновых решений приводила линейризованное уравнение Ландау-Лифшица (1.3) к виду

$$i\omega\vec{m} + (\omega_H + \eta k^2)(\vec{m} \times \vec{z}) = \gamma M_0 (\vec{h} \times \vec{z}), \quad (1.8)$$

которое в координатной форме имело вид

$$\begin{cases} i\omega m_x + (\omega_H + \eta k^2)m_y = \gamma M_0 h_y, \\ i\omega m_y - (\omega_H + \eta k^2)m_x = -\gamma M_0 h_x, \\ m_z = 0, \end{cases} \quad (1.9)$$

Аналогично из волновых уравнений (1.4) были получены выражения для электромагнитных полей

$$\vec{e} = 4\pi \frac{k_0 (\vec{k} \times \vec{m})}{k^2 - \varepsilon k_0^2}, \quad \vec{h} = 4\pi \frac{\varepsilon k_0^2 \vec{m} - \vec{k} (\vec{k} \cdot \vec{m})}{k^2 - \varepsilon k_0^2}, \quad (1.10)$$

которые в координатной форме, с учетом $m_z = 0$, приводились к виду

$$\begin{cases} e_x = \frac{-4\pi k_0 k_z}{k^2 - \varepsilon k_0^2} m_y \\ e_y = \frac{4\pi k_0 k_z}{k^2 - \varepsilon k_0^2} m_x \\ e_z = \frac{4\pi k_0}{k^2 - \varepsilon k_0^2} (k_x m_y - k_y m_x) \end{cases} \quad \begin{cases} h_x = \frac{-4\pi}{k^2 - \varepsilon k_0^2} [(k_x^2 - \varepsilon k_0^2)m_x + k_x k_y m_y] \\ h_y = \frac{-4\pi}{k^2 - \varepsilon k_0^2} [(k_y^2 - \varepsilon k_0^2)m_y + k_x k_y m_x] \\ h_z = \frac{-4\pi k_z}{k^2 - \varepsilon k_0^2} (k_x m_x + k_y m_y) \end{cases} \quad (1.11)$$

где $k_0 = \omega/c$ - волновое число электромагнитной волны в вакууме.

Подстановкой в правую часть системы уравнений (1.9) выражений h_x, h_y из (1.11) были получены уравнения связи поперечных компонент вектора прецессии намагниченности

$$m_y = \frac{\omega_M k_x k_y + i\omega(k^2 - \varepsilon k_0^2)}{\omega_M (\varepsilon k_0^2 - k_y^2) - (\omega_H + \eta k^2)(k^2 - \varepsilon k_0^2)} m_x$$

$$m_x = \frac{\omega_M k_x k_y - i\omega(k^2 - \varepsilon k_0^2)}{\omega_M (\varepsilon k_0^2 - k_x^2) - (\omega_H + \eta k^2)(k^2 - \varepsilon k_0^2)} m_y$$
(1.12)

где $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, откуда нетрудно было получить выражения закона дисперсии

$$\omega^2 = (\omega_H + \eta k^2)^2 \left[1 + \frac{\omega_M}{\omega_H + \eta k^2} \frac{k_x^2 - \varepsilon k_0^2}{k^2 - \varepsilon k_0^2} \right] \left[1 + \frac{\omega_M}{\omega_H + \eta k^2} \frac{k_y^2 - \varepsilon k_0^2}{k^2 - \varepsilon k_0^2} \right] - \left(\frac{\omega_M}{\omega_H + \eta k^2} \frac{k_x k_y}{k^2 - \varepsilon k_0^2} \right)^2$$
(1.13)

и уравнение эллиптичности прецессии спонтанной намагниченности

$$\left(\frac{m_y}{m_x} \right)^2 = \frac{\omega_M k_x k_y + i\omega(k^2 - \varepsilon k_0^2)}{\omega_M k_x k_y - i\omega(k^2 - \varepsilon k_0^2)} \cdot \frac{(\omega_H + \eta k^2)(k^2 - \varepsilon k_0^2) + \omega_M (k_x^2 - \varepsilon k_0^2)}{(\omega_H + \eta k^2)(k^2 - \varepsilon k_0^2) + \omega_M (k_y^2 - \varepsilon k_0^2)}$$
(1.14)

Выражения (1.13), (1.14) были получены в самом общем виде, но в случае безграничного феррита их можно было несколько упростить, выбрав положение осей координат так, чтобы волновой вектор \vec{k} полностью лежал в плоскости (x, z) . Тогда, подстановкой $k_y = 0$, выражение закона дисперсии (1.13) приводилось к простому виду

$$\omega = (\omega_H + \eta k^2) \sqrt{\left[1 + \frac{\omega_M}{\omega_H + \eta k^2} \frac{k_x^2 - \varepsilon k_0^2}{k^2 - \varepsilon k_0^2} \right] \left[1 - \frac{\omega_M}{\omega_H + \eta k^2} \frac{\varepsilon k_0^2}{k^2 - \varepsilon k_0^2} \right]},$$
(1.15)

а выражение (1.14) к виду

$$\frac{m_y}{m_x} = \pm i \sqrt{\left[1 + \frac{\omega_M}{\omega_H + \eta k^2} \frac{k_x^2 - \varepsilon k_0^2}{k^2 - \varepsilon k_0^2} \right] \left[1 - \frac{\omega_M}{\omega_H + \eta k^2} \frac{\varepsilon k_0^2}{k^2 - \varepsilon k_0^2} \right]^{-1}} = \pm i\theta,$$
(1.16)

где θ - параметр эллиптичности прецессии намагниченности. Используя параметр эллиптичности можно было свести задачу к отысканию только одной компоненты вектора прецессии, например m_x .

1.2. Граничные условия

На границе ферритовых сред выполнялись электродинамические граничные условия

$$\vec{n} \times \vec{e}_1|_s = \vec{n} \times \vec{e}_2|_s, \quad \vec{n} \cdot \vec{e}_1|_s = \vec{n} \cdot \vec{e}_2|_s,$$
(1.17)

$$\vec{n} \times \vec{h}_1 \Big|_S = \vec{n} \times \vec{h}_2 \Big|_S, \quad \vec{n} \cdot (\vec{h}_1 + 4\pi\vec{m}_1) \Big|_S = \vec{n} \cdot (\vec{h}_2 + 4\pi\vec{m}_2) \Big|_S, \quad (1.18)$$

которые были получены из уравнений Максвелла (1.4). Здесь \vec{n} - нормаль к поверхности раздела S .

Граничные условия для векторов прецессии намагниченности \vec{m} были получены из уравнения Ландау-Лифшица. Для этого линейризованное уравнение (1.3) переписывалось в виде

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} + \gamma (\vec{m} \times \mathbf{H}_{0i}) + \gamma (\mathbf{M}_0 \times \vec{h}) - \nabla \cdot (\eta \nabla \vec{m} \times \vec{z}) = 0, \quad (1.19)$$

откуда, используя интегральную форму записи (1.19), и применив к ней теорему Остроградского-Гаусса, нетрудно было получить граничное условие

$$\vec{n} \cdot (\eta_1 \nabla \vec{m}_1 \times \vec{z}) \Big|_S = \vec{n} \cdot (\eta_2 \nabla \vec{m}_2 \times \vec{z}) \Big|_S, \quad (1.20)$$

которое, с учетом $\vec{n} \cdot \nabla \vec{m}_j = \frac{\partial \vec{m}_j}{\partial n}$, можно было переписать в следующем виде

$$\eta_1 \frac{\partial \vec{m}_1}{\partial n} \times \vec{z} \Big|_S = \eta_2 \frac{\partial \vec{m}_2}{\partial n} \times \vec{z} \Big|_S. \quad (1.21)$$

На границе с вакуумом, где $\mathbf{M}_{02} = 0$ и, соответственно $\eta_2 = 0$, условие (1.21) приводилось к виду

$$\frac{\partial \vec{m}_1}{\partial n} \times \vec{z} \Big|_S = 0, \quad (1.22)$$

что совпадало с известным условием свободных поверхностных спинов [32].

Аналогичным образом из квадратичного уравнения Ландау-Лифшица (1.3) было получено квадратичное граничное условие

$$\alpha_1 \left(\frac{\partial \vec{m}_1}{\partial z} \times \vec{m}_1 \right) \Big|_S = \alpha_2 \left(\frac{\partial \vec{m}_2}{\partial z} \times \vec{m}_2 \right) \Big|_S, \quad (1.23)$$

которое скалярным умножением на \vec{z} приводилось к виду

$$\alpha_1 \vec{m}_1 \cdot \left(\frac{\partial \vec{m}_1}{\partial z} \times \vec{z} \right) \Big|_S = \alpha_2 \vec{m}_2 \cdot \left(\frac{\partial \vec{m}_2}{\partial z} \times \vec{z} \right) \Big|_S \quad (1.24)$$

С учетом (1.21) граничное условие (1.24) приводилось к линейному виду

$$\frac{\vec{m}_1}{M_{01}} \Big|_S = \frac{\vec{m}_2}{M_{02}} \Big|_S. \quad (1.25)$$

Особенность условия (1.25) состояла том, что его можно было записать только на границе ферритовых слоев, где M_{01} и M_{02} строго больше нуля.

Из уравнения баланса энергии (1.7) также было получено квадратичное условие

$$\vec{n} \cdot (\vec{P}_1 + \vec{P}_1^e) \Big|_S = \vec{n} \cdot (\vec{P}_2 + \vec{P}_2^e) \Big|_S, \quad (1.26)$$

которое удобно было переписать в следующем виде

$$\left[\frac{c}{4\pi} (\vec{n} \times \vec{e}_1) + \eta_1 \left(\frac{\partial \vec{m}_1}{\partial n} \times \vec{z} \right) \right] \cdot \vec{h}_1 \Big|_S = \left[\frac{c}{4\pi} (\vec{n} \times \vec{e}_2) + \eta_2 \left(\frac{\partial \vec{m}_2}{\partial n} \times \vec{z} \right) \right] \cdot \vec{h}_2 \Big|_S. \quad (1.27)$$

Нетрудно видеть, что подстановка в (1.27) первого электродинамического условия (1.17) и ранее полученного условия (1.21), приводила квадратичное условие к линейному виду

$$\vec{h}_1 \Big|_S = \vec{h}_2 \Big|_S. \quad (1.28)$$

которое было эквивалентно двум условиям

$$\vec{n} \times \vec{h}_1 \Big|_S = \vec{n} \times \vec{h}_2 \Big|_S, \quad \vec{n} \cdot \vec{h}_1 \Big|_S = \vec{n} \cdot \vec{h}_2 \Big|_S, \quad (1.29)$$

первое из которых совпадало с электродинамическим условием (1.18), а второе могло выполняться только при условии непрерывности нормальных составляющих векторов прецессии

$$\vec{n} \cdot \vec{m}_1 \Big|_S = \vec{n} \cdot \vec{m}_2 \Big|_S. \quad (1.30)$$

1.3. Спиновые волны в однослойных ферритовых пленках

В данном подразделе было исследовано влияние неоднородного обмена и электромагнитного запаздывания на дисперсионные свойства спиновых волн, распространяющихся в тонких пленках ЖИГ. Рассматривался случай нормального намагничивания безграничной пленки ЖИГ.

Геометрия задачи представлена на рис.1.2.

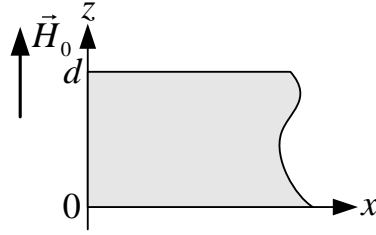


Рис.1.2. Геометрия задачи.

Решения искались в виде монохроматических волн

$$m_x = [C_1 \exp(-ik_z z) + C_2 \exp(ik_z z)] \exp(i\omega t - ik_x x). \quad (1.31)$$

Для определения неизвестных постоянных C_1, C_2 использовалось граничное условие (1.22), которое в данном случае записывалось в виде

$$\left. \frac{\partial m_x}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial m_x}{\partial z} \right|_{z=d} = 0. \quad (1.32)$$

Подстановка решений (1.31) в граничные условия (1.32) приводила к системе двух алгебраических уравнений

$$\begin{cases} C_1 - C_2 = 0, \\ C_1 \exp(-ik_z d) - C_2 \exp(ik_z d) = 0. \end{cases} \quad (1.33)$$

Из условия нетривиальности решений (1.33) было получено дисперсионное уравнение, которое имело простое аналитическое решение.

$$\sin(k_z d) = 0 \rightarrow k_z = \frac{n\pi}{d}, \quad (1.34)$$

где $n=0,1,2,\dots$ - номер моды. Подстановка в (1.15) найденного значения k_z приводила дисперсионное уравнение к виду

$$\omega^2 = \left[\omega_H + \eta \left(k_x^2 + \frac{n^2 \pi^2}{d^2} \right) \right]^2 \left[1 + \frac{\omega_M}{\omega_H + \eta \left(k_x^2 + \frac{n^2 \pi^2}{d^2} \right)} \frac{k_x^2 - \varepsilon k_0^2(\omega)}{k_x^2 + \frac{n^2 \pi^2}{d^2} - \varepsilon k_0^2(\omega)} \right] \cdot \left[1 - \frac{\omega_M}{\omega_H + \eta \left(k_x^2 + \frac{n^2 \pi^2}{d^2} \right)} \frac{\varepsilon k_0^2(\omega)}{k_x^2 + \frac{n^2 \pi^2}{d^2} - \varepsilon k_0^2(\omega)} \right]. \quad (1.35)$$

В случае пренебрежения запаздыванием $k_0 = 0$ и неоднородного обмена $\eta = 0$ дисперсионное уравнение (1.35) приводилось к известному виду закона дисперсии прямых объемных магнитостатических волн (ПОМСВ) [18]

$$\omega = \omega_H \sqrt{1 + \frac{\omega_M}{\omega_H} \frac{k_x^2}{k_x^2 + \frac{n^2 \pi^2}{d^2}}}. \quad (1.36)$$

Без учета запаздывания $k_0 = 0$, но с учетом неоднородного обмена $\eta \neq 0$, это уравнение имело вид

$$\omega = \left[\omega_H + \eta \left(k_x^2 + \frac{n^2 \pi^2}{d^2} \right) \right] \sqrt{1 + \frac{\omega_M}{\omega_H + \eta \left(k_x^2 + \frac{n^2 \pi^2}{d^2} \right)} \cdot \frac{k_x^2}{k_x^2 + \frac{n^2 \pi^2}{d^2}}}. \quad (1.37)$$

Ниже приведены результаты численного расчета дисперсии, которые проводились при следующих значениях параметров: намагниченность насыщения феррита $M_0 = 140 \text{ Гс}$; намагничивающее поле $H_0 = 3000 \text{ Э}$; постоянная неоднородного обмена $\alpha = 3.3 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$.

На графиках рис.1.1.3 приведены результаты расчета закона дисперсии ПОМСВ $\omega(k_x, n)$ с учетом неоднородного обмена для двух различных толщин пленок ЖИГ: $d = 5 \text{ мкм}$ (рис.1.3.а) и $d = 0.5 \text{ мкм}$ (рис.1.3.б)

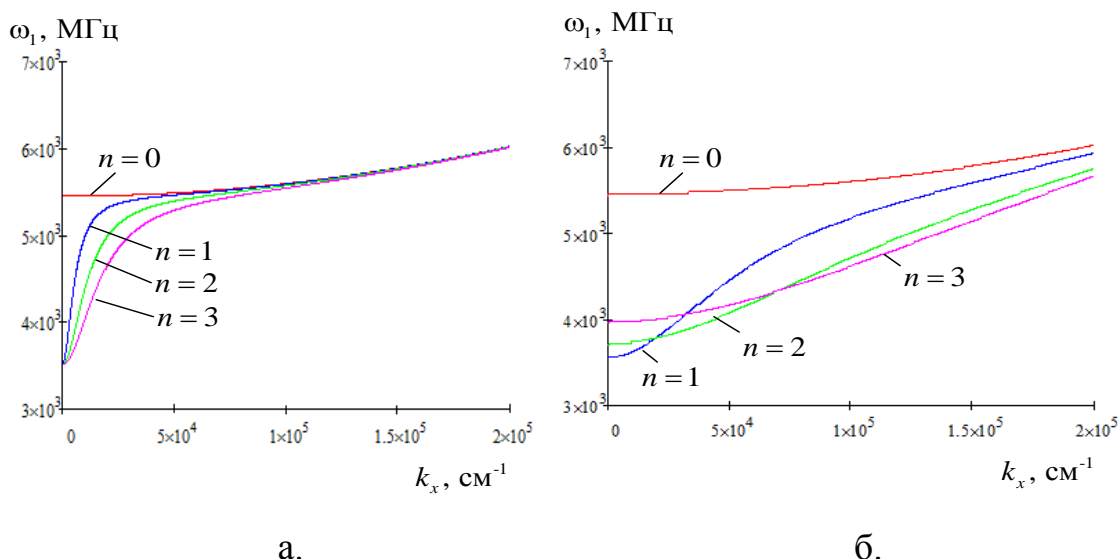


Рис.1.3. Дисперсия мод магнито-статических волн с учетом неоднородного обмена.
Толщины пленок: $d = 5 \text{ мкм}$ (а) и $d = 0.5 \text{ мкм}$ (б).

Видно, что в случае относительно толстой пленки $d = 5 \text{ мкм}$ влияние неоднородного обмена проявлялось только при достаточно больших волновых числах $k_x \geq 10^4 \text{ см}^{-1}$. При этом верхняя граница спектра МСВ смещалась в область более высоких частот, экспоненциально приближаясь к квадратичному закону дисперсии. В случае тонких пленок дополнительно возникало смещение нижних частот отсечки закона дисперсии в область более высоких частот,

причем величина этого смещения значительно возростала с ростом номера моды.

Точный расчет дисперсии с учетом запаздывания и неоднородного обмена требовал решения трансцендентного уравнения (1.35), которое осуществлялось численными методами с использованием начального приближения (1.36). В результате, по сравнению с кривыми рис.1.3, заметного изменения дисперсии 1-й, 2-й и т. д. мод обнаружено не было, но было обнаружено значительное изменение дисперсии нулевой моды, которое наиболее сильно проявлялось в области малых волновых чисел, как показано на рис.1.4.

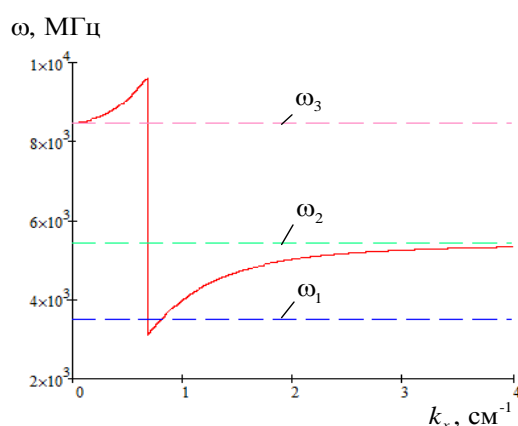


Рис.1.4. Дисперсия нулевой моды волны прецессии намагниченности в пленке ЖИГ. Толщина пленки $d = 5$ мкм. Пунктирами отмечены граничные частоты:

$$\omega_1 = \omega_H = \gamma(H_0 - 4\pi M_0); \quad \omega_2 = \sqrt{\omega_H^2 + \omega_H \omega_M}; \quad \omega_3 = \gamma H_0$$

Во-первых, эта мода не имела частоты отсечки. Во-вторых, появлялась вторая дисперсионная ветвь на частотах $\omega_3 \geq \gamma H_0$. В-третьих, в области существования магнитостатических волн $\omega_H \leq \omega \leq \sqrt{\omega_H^2 + \omega_H \omega_M}$ дисперсия нулевой моды приобретала положительным наклоном.

Изменение характера дисперсии нулевой моды МСВ можно было объяснить гибридизацией с электромагнитной волной. Фактически это означало, что в спектре возбуждения медленных магнитостатических волн должна возбуждаться еще и быстрая волна (электромагнитная наводка), которая действительно наблюдалась в экспериментах (см., например, [88]).

1.4. Спин-волновые резонансы в ограниченных ферритовых пленках.

В данном подразделе исследовался спектр неоднородных спиновых колебаний в пленках ЖИГ ограниченных размеров. Рассматривался случай нормально намагниченного ЖИГ резонатора квадратной формы, как показано на рис.1.5.

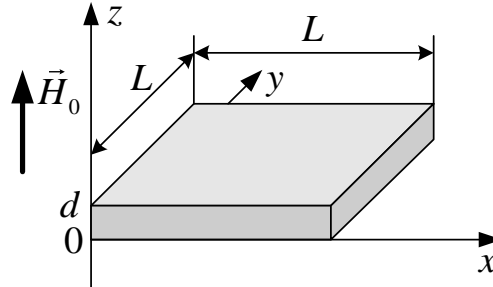


Рис.1.5. Геометрия задачи.

Решения искали в виде стоячих монохроматических волн

$$m_x = [C_1 \exp(-ik_x x) + C_2 \exp(ik_x x)] [C_3 \exp(-ik_y y) + C_4 \exp(ik_y y)] [C_5 \exp(-ik_z z) + C_6 \exp(ik_z z)] \exp(i\alpha t)$$

Для определения постоянных C_1, \dots, C_6 использовались граничные условия

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial m_x}{\partial x} \right|_{z=0} &= 0, & \left. \frac{\partial m_x}{\partial x} \right|_{z=L} &= 0, \\ \left. \frac{\partial m_x}{\partial y} \right|_{z=0} &= 0, & \left. \frac{\partial m_x}{\partial y} \right|_{z=L} &= 0, \\ \left. \frac{\partial m_x}{\partial z} \right|_{z=0} &= 0, & \left. \frac{\partial m_x}{\partial z} \right|_{z=d} &= 0. \end{aligned} \quad (1.38)$$

По аналогии с предыдущим, подстановка решений в граничные условия (1.38) сводила задачу к решению системы шести однородных алгебраических уравнений, откуда из условия нетривиальности решений было получено дисперсионное уравнение

$$\sin(k_x L) \sin(k_y L) \sin(k_z d) = 0, \quad (1.39)$$

которое имело простые решения

$$k_x = \frac{l\pi}{L}, \quad k_y = \frac{m\pi}{L}, \quad k_z = \frac{n\pi}{d}, \quad (1.40)$$

где $l, m=1, 2, \dots$ - номера ширинных резонансных мод, $n=1, 2, \dots$ - номер толщиной моды.

В случае малых размеров резонатора $L \sim 1\text{мм}$, можно было пренебречь электромагнитным запаздыванием $k_0^2 \ll k_x^2, k_y^2, k_z^2$. Тогда, при подстановке решений (1.40) в дисперсионное уравнение (1.13), нетрудно было получить общее выражение для всех резонансных частот пленочного резонатора

$$\omega_{lmn} = \omega_H \sqrt{\left[1 + \eta \pi^2 \left(\frac{l^2}{L^2} + \frac{m^2}{L^2} + \frac{n^2}{d^2} \right) + \frac{\frac{\omega_M}{\omega_H} \frac{l^2}{L^2}}{\frac{l^2}{L^2} + \frac{m^2}{L^2} + \frac{n^2}{d^2}} \right] \cdot \left[1 + \eta \pi^2 \left(\frac{l^2}{L^2} + \frac{m^2}{L^2} + \frac{n^2}{d^2} \right) + \frac{\frac{\omega_M}{\omega_H} \frac{m^2}{L^2}}{\frac{l^2}{L^2} + \frac{m^2}{L^2} + \frac{n^2}{d^2}} \right] - \left(\frac{\frac{\omega_M}{\omega_H} \frac{lm}{L^2}}{\frac{l^2}{L^2} + \frac{m^2}{L^2} + \frac{n^2}{d^2}} \right)^2} \quad (1.41)$$

Выше было показано, что в случае достаточно толстых пленок ЖИГ неоднородным обменом можно пренебречь, положив $\eta = 0$. Тогда формула (1.41) значительно упрощалась

$$\omega_{lmn} = \omega_H \sqrt{\left[1 + \frac{\frac{\omega_M}{\omega_H} \frac{l^2}{L^2}}{\frac{l^2}{L^2} + \frac{m^2}{L^2} + \frac{n^2}{d^2}} \right] \cdot \left[1 + \frac{\frac{\omega_M}{\omega_H} \frac{m^2}{L^2}}{\frac{l^2}{L^2} + \frac{m^2}{L^2} + \frac{n^2}{d^2}} \right] - \left(\frac{\frac{\omega_M}{\omega_H} \frac{lm}{L^2}}{\frac{l^2}{L^2} + \frac{m^2}{L^2} + \frac{n^2}{d^2}} \right)^2} \quad (1.42)$$

При этом становится очевидным, что умножение всех номеров резонансных мод на одно и тоже целое число не приводит к изменению резонансных частот, то есть $\omega_{111} = \omega_{222} = \omega_{333} = \dots$; $\omega_{121} = \omega_{242} = \omega_{363} = \dots$ и так далее. Изменение порядка нумерации ширинных мод $l \leftrightarrow m$ также не приводит к изменению частоты: $\omega_{121} = \omega_{211}$; $\omega_{132} = \omega_{312}$ и так далее. Фактически это указывает на сложный (комбинированный) характер спин-волновых резонансов, которые к тому же могут плавно перестраиваться приложенным полем.

Для примера, на рис.1.6 представлены результаты расчета полевой зависимости резонансных частот пленочного резонатора толщиной 13мкм с размерами $1.2 \times 1.2 \text{ мм}^2$. На рис.1.6.а представлены зависимости резонансных частот для первой моды ПОМСВ. Аналогичные расчеты для высших мод ПОМСВ представлены на рис.1.6.б.

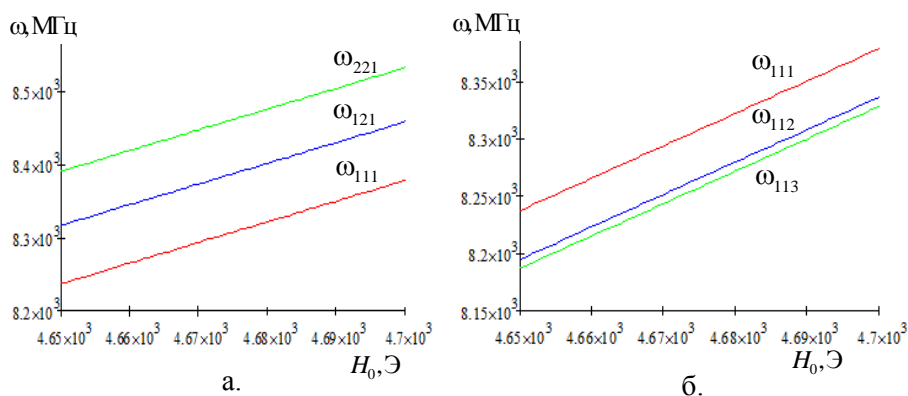


Рис.1.6. Полевая зависимость частот пленочного ЖИГ резонатора.
а. – для первой моды ПОМСВ, б – для высших мод ПОМСВ.

Видно, что в толстых пленках ЖИГ можно наблюдать как ширинные, так и толщинные резонансы ПОМСВ, причем частоты ширинных резонансов должны возрастать с ростом номера шириной моды. Напротив, с ростом номера толщиной моды частоты резонансов должны снижаться относительно заданной частоты ширинного резонанса.

В случае тонкой пленки ЖИГ, если выполняются условия $\frac{l^2}{L^2}, \frac{m^2}{L^2} \ll \frac{n^2}{d^2}$ то, как видно из формулы (1.41), существованием ширинных мод резонатора можно пренебречь. Тогда для расчета резонансных частот можно применять простое выражение

$$\omega_n = \omega_H + \eta \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2. \quad (1.43)$$

Результаты расчета по формуле (1.48) представлены на рис.1.7.

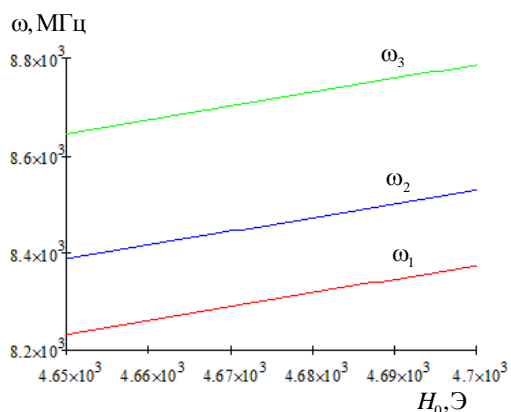


Рис.1.7. Полевая зависимость частот толщинных резонансов в тонкой пленке ЖИГ.

Видно, что с ростом номера толщиной моды частота резонатора смещается в область более высоких частот, причем величина этого смещения обратно пропорционально квадрату от толщины пленки ЖИГ. Важным обстоятельством, имеющим практическое значение, является то, что полевая зависимость резонансных частот, как в толстой, так и в тонкой пленке ЖИГ, практически не отличается от линейной.

1.5. Электромагнитное возбуждение обменных спиновых волн в монолитной феррит-ферритовой структуре.

В данном подразделе предложена электродинамическая теория возбуждения обменных спиновых волн в монолитной феррит-ферритовой структуре. Исследовались эффекты преобразования электромагнитных и обменных спиновых волн. Получены оценки эффективности преобразования ОСВ. Показано, что возбуждение обменных волн имеет ярко выраженный резонансный характер, что обусловлено резонансным закреплением спинов на границе ферритовых слоев.

Рассматривался случай нормального падения электромагнитной волны на поверхность нормально намагниченной двухслойной структуры, состоящей из массивного слоя феррита, содержащего на поверхности тонкий легированный слой с пониженной намагниченностью, как показано на рис.1.8.

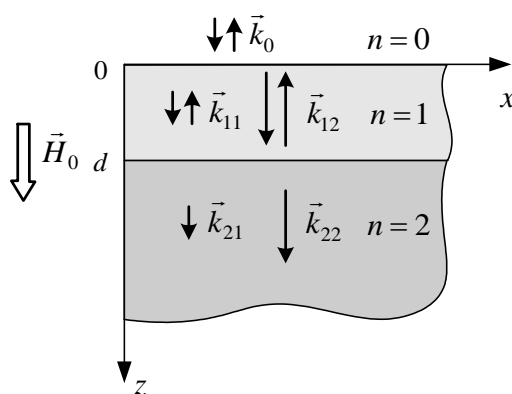


Рис.1.8. Геометрия задачи.

Решалась краевая электродинамическая задача с учетом неоднородного обмена

в феррите. Решения искались в виде монохроматических волн.

Исходными уравнениями являлись линеаризованное уравнение Ландау-Лифшица

$$\frac{\partial \vec{m}_n}{\partial t} + \gamma(\vec{m}_n \times \vec{H}_{0n}) + \gamma(\vec{M}_{0n} \times \vec{h}_n) + \gamma\alpha_n(\vec{M}_{0n} \times \nabla^2 \vec{m}_n) = 0 \quad (1.44)$$

и уравнения Максвелла

$$(\nabla \times \vec{e}_n) = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{h}_n + 4\pi \vec{m}_n), \quad (\nabla \times \vec{h}_n) = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_n \vec{e}_n), \quad (1.45)$$

где $n=0,1,2$ номер области распространения волн.

В координатной форме связанные уравнения (1.44), (1.45) распались на две независимые системы уравнений для волн с правой $a_n^+ = a_{nx} + ia_{ny}$ и левой $a_n^- = a_{nx} - ia_{ny}$ круговой поляризацией

$$\begin{aligned} \left(\omega - \omega_{Hn} + \eta_n \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) m_n^\pm \pm \gamma M_{0n} h_n^\pm &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial z} e_n^\pm \pm \frac{\omega}{c} (h_n^\pm + 4\pi m_n^\pm) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial z} h_n^\pm \mp \frac{\omega}{c} \varepsilon_n e_n^\pm &= 0. \end{aligned} \quad (1.45)$$

При этом все нормальные составляющие полей обращались в ноль $e_{nz} = h_{nz} = m_{nz} = 0$.

В дальнейшем нас интересовали только правополяризованные волны, совпадающие по типу поляризации с ОСВ. Подстановкой решений $e_n^+, h_n^+, m_n^+ \sim \exp(-k_n^+ z)$ система уравнений (1.45) приводилась к биквадратному дисперсионному уравнению

$$\eta_n (k_n^+)^4 + (\omega - \omega_{Hn} + \varepsilon_n k_0^2 \eta_n) (k_n^+)^2 + \varepsilon_n k_0^2 (\omega - \omega_{Hn} - \omega_{Mn}) = 0, \quad (1.46)$$

которое имело простое аналитическое решение

$$k_{nj}^+ = \pm i \sqrt{\frac{1}{2\eta_n} \left[(\omega - \omega_{Hn} + \varepsilon_n k_0^2 \eta_n) \pm \sqrt{(\omega - \omega_{Hn} - \varepsilon_n k_0^2 \eta_n)^2 + 4\eta_n \varepsilon_n k_0^2 \omega_{Mn}} \right]}. \quad (1.47)$$

Индексами $j=1,2$ обозначены два типа волн в феррите, которые соответствовали знакам (+) и (-) перед радикалом в квадратных скобках. С

учетом этого общие решения для полей в феррите записывались в виде

$$m_n^+ = \sum_{j=1}^2 m_{nj}^+, \quad h_n^+ = \sum_{j=1}^2 \beta_{nj}^+ m_{nj}^+, \quad e_n^+ = \sum_{j=1}^2 \frac{\beta_{nj}^+}{\varepsilon_n k_0} \frac{\partial m_{nj}^+}{\partial z}, \quad (1.48)$$

где $m_{nj}^+ = A_{nj} \exp(-k_{nj}^+ z) + B_{nj} \exp(k_{nj}^+ z)$, $\beta_{nj}^+ = -\frac{4\pi \varepsilon_n k_0^2}{(k_{nj}^+)^2 + \varepsilon_n k_0^2}$, A_{nj} , B_{nj} - амплитуды

падающих и отраженных волн. В полубезграничном феррите отраженные волны отсутствовали $B_{2j} = 0$. Вне феррита электромагнитные поля имели вид

$$h_0^+ = A_0 \exp(-ik_0 z) + B_0 \exp(ik_0 z), \quad e_0^+ = -i[A_0 \exp(-ik_0 z) - B_0 \exp(ik_0 z)]. \quad (1.49)$$

Для определения семи неизвестных величин B_0 , A_{1j} , B_{1j} , A_{2j} использовались четыре электродинамических граничных условия

$$[e_0^+ - e_1^+]_{z=0} = 0, \quad [e_0^+ - e_1^+]_{z=d} = 0, \quad [h_0^+ - h_1^+]_{z=0} = 0, \quad [h_0^+ - h_1^+]_{z=d} = 0 \quad (1.50)$$

и три дополнительных граничных условия (1.21), (1.22), (1.25), которые были получены из уравнения Ландау-Лифшица. В случае правополяризованных волн эти условия можно было переписать в виде

$$\left[\frac{\partial m_1^+}{\partial z} \right]_{z=0} = 0, \quad \left[\alpha_1 M_{01} \frac{\partial m_1^+}{\partial z} - \alpha_2 M_{02} \frac{\partial m_2^+}{\partial z} \right]_{z=d} = 0, \quad \left[\frac{m_1^+}{M_{01}} - \frac{m_2^+}{M_{02}} \right]_{z=d} = 0. \quad (1.51)$$

Подстановкой общих решений (1.48), (1.49) в граничные условия (1.50), (1.51) задача сводилась к системе 7 линейных алгебраических уравнений, которая решалась численными методами.

Далее рассчитывались величины потоков мощности P_{nj} , P_{nj}^e , которые для правополяризованных волн удобно было представить в виде

$$P_{nj} = c |e_{nj}^+| |h_{nj}^+| \sin \left[\arg(e_{nj}^+) - \arg(h_{nj}^+) \right],$$

$$P_{nj}^e = \alpha_n \omega_{Mn} \left| \frac{\partial m_{nj}^+}{\partial z} \right| |h_{nj}^+| \sin \left[\arg \left(\frac{\partial m_{nj}^+}{\partial z} \right) - \arg(h_{nj}^+) \right]. \quad (1.52)$$

Ненулевыми являлись только те потоки, которые переносились бегущими волнами (с чисто мнимыми волновыми числами k_{n1}^+). Для этих волн выражения потоков имели вид

$$P_{n1} = c |e_{n1}^+| |h_{n1}^+|, \quad P_{nj}^e = \alpha_n \omega_{Mn} \left| \frac{\partial m_{n1}^+}{\partial z} \right| |h_{n1}^+|. \quad (1.53)$$

Потоки мощности в полубезграничном феррите P_{21} , P_{21}^e адекватно отражали эффективность возбуждения бегущих ОСВ при падении единичной мощности электромагнитной волны.

Численные расчеты проводились при следующих значениях параметров: $M_{01} = 100$ Гс, $M_{02} = 140$ Гс, $d = 0,5$ мкм, $H_0 = 3000$ Э. Использовалось нормированное значение амплитуды падающей волны $A_0 = 1/\sqrt{c}$.

На рис.1.9 представлены дисперсионные кривые правополяризованных волн в тонком легированном слое k_{11}^+ , k_{12}^+ и в полубезграничном пространстве чистого ЖИГ k_{21}^+ , k_{22}^+ . Видно, что на частотах $\omega > \omega_{H1}$ и $\omega > \omega_{H2}$ дисперсионные зависимости $k_{11}^+(\omega)$, $k_{21}^+(\omega)$ описывают распространение быстрых электромагнитных волн в феррите, которые на частотах $\omega \leq \omega_{H1}$ и $\omega \leq \omega_{H2}$ преобразуются в сильно замедленные обменные спиновые волны. Кривые $k_{12}^+(\omega)$, $k_{22}^+(\omega)$ на частотах $\omega < \omega_0$ описывают дисперсию чисто затухающих волн, которые на частотах $\omega \geq \omega_0$ преобразуются в быстрые электромагнитные волны.

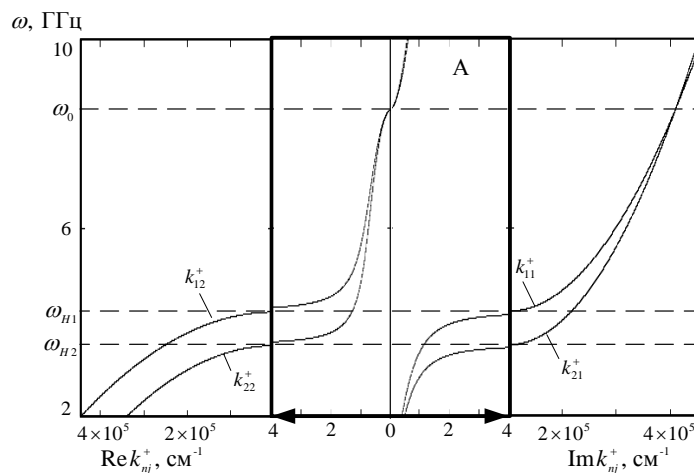


Рис.1.9. Дисперсия правополяризованных волн в феррите. В выделенной области А масштаб по оси абсцисс увеличен. Намагничивающее поле $H_0 = 3000$ Э. Кривые $k_{11}^+(\omega)$, $k_{12}^+(\omega)$ рассчитывались при $M_{01} = 100$ Гс, кривые $k_{21}^+(\omega)$, $k_{22}^+(\omega)$ - при $M_{02} = 140$ Гс. Пунктирами отмечены граничные частоты $\omega_{H2} = 351$ МГц, $\omega_{H1} = 4222$ МГц, $\omega_0 = \gamma H_0 = 8490$ МГц.

Дисперсионные кривые затухающих $k_{12}^+(\omega)$, $k_{22}^+(\omega)$ и распространяющихся волн $k_{11}^+(\omega)$, $k_{21}^+(\omega)$ пересекаются в одной точке $\omega_0 = \gamma H_0$, где $k_{12}^+(\omega_0) = k_{22}^+(\omega_0) = 0$ и $k_{11}^+(\omega_0) = k_{21}^+(\omega_0) = i\sqrt{4\pi/\alpha + \epsilon k_0^2}$. Оба типа волн распространяются независимо друг от друга и связываются только на границах феррит-феррит и феррит-вакуум.

На рис.1.10 представлены частотные зависимости амплитуд прецессии намагниченности в тонком легированном слое (кривая 1 – на внешней границе $|m_{11}^+(\omega, 0)|$, кривая 2 – на внутренней границе слоя $|m_{11}^+(\omega, d)|$) и в полубезграничном феррите $|m_{21}^+(\omega, z)|$ (кривая 3). Видно, что частотные зависимости амплитуд прецессии имеют ярко выраженный резонансный характер.

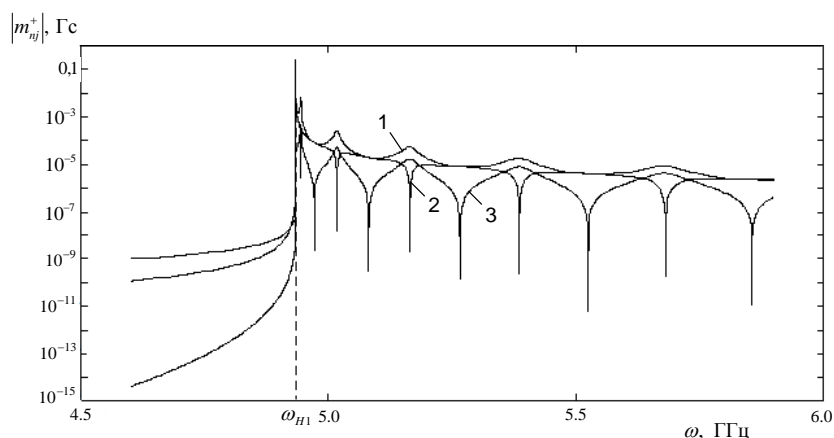


Рис.1.10. Частотные зависимости амплитуд прецессии намагниченности при единичной мощности падающей электромагнитной волны.

Кривые 1, 2 – на внешней и внутренней границах легированного слоя ЖИГ. Кривая 3 – в полупространстве чистого ЖИГ.

Для всех резонансных мод легированного слоя характерно достижение максимумов амплитуд на внешней и практически нулевого минимума на внутренней границе слоя. Такое распределение амплитуд характерно для четвертьволновых резонансов.

Для примера, на рис.1.11 представлены частотно-пространственные характеристики амплитуд прецессии первой (рис.1.11.а) и второй (рис.1.11.б) резонансной моды $|m_{11}^+(\omega, z)|$.

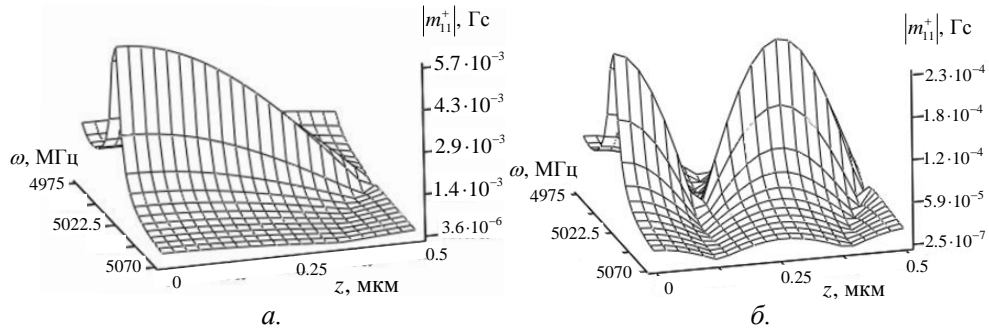


Рис.1.11. Частотно-пространственные характеристики амплитуд прецессии первой (а) и второй (б) резонансной моды легированного слоя ЖИГ.

Видно, что, независимо от номера моды, на границе ферритовых сред образуется узел прецессии, который можно трактовать, как резонансное (или динамическое) закрепление спинов. На частотах закрепления возникают максимумы амплитуд прецессии в полубезграничном феррите $|m_{21}^+(\omega, z)|$. Фактически это означает резонансное возбуждение бегущих ОСВ.

На рис.1.12 представлены частотные зависимости коэффициента преобразования мощности падающей электромагнитной волны в двухслойной феррит-ферритовой структуре.

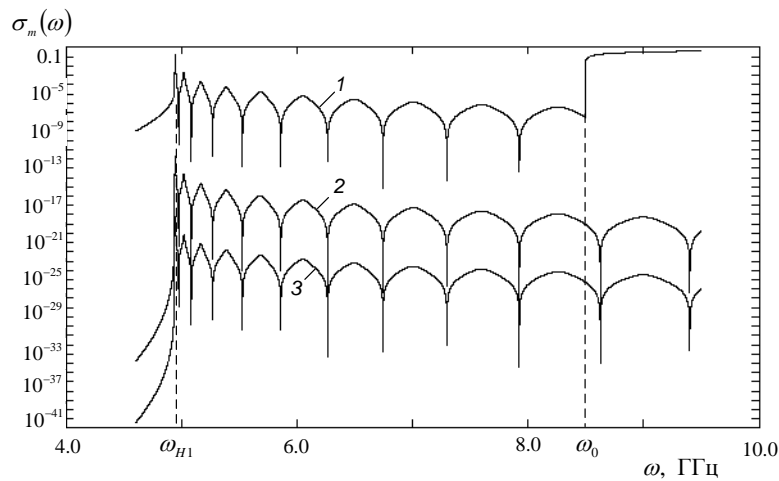


Рис.1.12. Частотные зависимости коэффициента преобразования мощности падающей электромагнитной волны в двухслойной феррит-ферритовой структуре.

Кривая 1 - $\sigma_0(\omega)$, кривая 2 - $\sigma_1(\omega)$, кривая 3 - $\sigma_2(\omega)$.

Кривая 1 характеризует суммарное поглощение электромагнитной мощности $\sigma_0(\omega) = [1 - c|B_0(\omega)|^2] / \Pi_0$, которое расходится на возбуждение спин-волновых резонансов в поверхностном слое и на возбуждение бегущих волн в

полубезграничном феррите. Резонансное поглощение проявляется на частотах существования в слое коротковолновых ОСВ ($\omega > \omega_{H1}$). Однако на частотах $\omega > \omega_0$ в феррите, помимо ОСВ, возбуждается еще и быстрая электромагнитная волна, которая забирает большую часть энергии падающей волны. Кривые 2, 3 отражают резонансный механизм возбуждения волн в полубезграничном феррите – сильно замедленных электромагнитных волн¹ $\sigma_1(\omega) = \Pi_{21}(\omega)/\Pi_0$ (кривая 2) и чисто обменных спиновых волн $\sigma_2(\omega) = E_{21}(\omega)/\Pi_0$ (кривая 3). На частотах $\omega_{H1} < \omega < \omega_0$ резонансные кривые $\sigma_0(\omega)$, $\sigma_1(\omega)$, $\sigma_2(\omega)$ совпадают по виду, но сильно различаются по величине $\sigma_2(\omega) \ll \sigma_1(\omega) \ll \sigma_0(\omega) \ll 1$. Наибольшая интенсивность возбуждения ОСВ возникает на частоте первой резонансной моды, но в целом она оказывается достаточно слабой. Слабость возбуждения объясняется сильным рассогласованием падающих и возбуждаемых волн из-за большого скачка волновых чисел $k_0/k_{21}^+ \sim 10^{-7}$. Однако, как показывает опыт, даже при слабом возбуждении можно наблюдать явление спин-волновых резонансов.

Таким образом, в результате решения краевой задачи распространения волн в монолитной феррит-ферритовой структуре была показана возможность резонансного закрепления спинов и возбуждения бегущих ОСВ на границе ферритовых сред. Было установлено, что максимум интенсивности возбуждения ОСВ достигается на частоте первой резонансной моды легированного слоя. Однако в случае нормального падения электромагнитной волны интенсивность возбуждения бегущих ОСВ оказывается достаточно слабой из-за большого скачка волновых чисел. Возможности согласования быстрых и медленных типов волн в данной работе не рассматривались.

1.6. Вытекающие моды обменных спиновых волн в тонком легированном слое на поверхности массивного слоя ЖИГ

В данном подразделе исследовались возможности повышения эффективности возбуждения обменных спиновых волн в многослойных

¹ В литературе эти волны также принято называть спиновыми волнами.

феррит-ферритовых структурах. Исследовались эффекты возбуждения обменных волн за счет вытекания волноводных мод ОСВ. Показано, что при таком способе возбуждения эффективность преобразования может достигать 100%.

Рассматривалась двухслойная структура, состоящая из массивного слоя феррита, содержащего на поверхности тонкий легированный слой, отличающийся только величиной намагниченности $M_{01} \neq M_{02}$. Геометрия задачи представлена на рис.1.13.

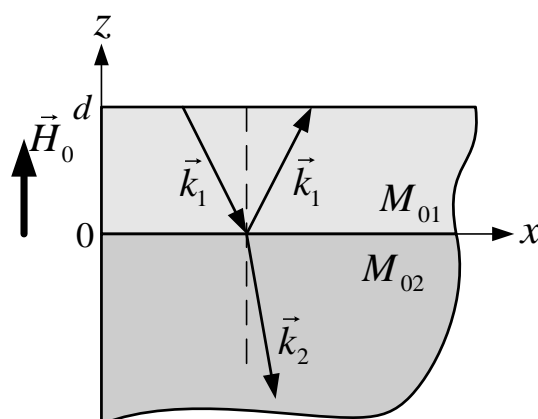


Рис.1.13. Геометрия задачи.

Полагалось, что спиновые волны в соседних областях обладают достаточно сильным замедлением $k_1^2, k_2^2 \gg \epsilon k_0^2$, что позволяло использовать магнитостатическое приближение $k_0 \rightarrow 0$. В этом приближении выражения для электромагнитных полей (1.13) значительно упрощались

$$\begin{cases} e_{xn} = 0, \\ e_{yn} = 0, \\ e_{zn} = 0, \end{cases} \quad \begin{cases} h_{xn} = -4\pi \frac{k_x^2}{k_n^2} m_{xj}, \\ h_{yn} = 0, \\ h_{zn} = -4\pi \frac{k_{zn} k_x}{k_n^2} m_{xj}. \end{cases} \quad (1.54)$$

Вектор Пойнтинга обращался в ноль $P = \frac{c}{4\pi} (\vec{e} \times \vec{h}) = 0$, но при этом оставался

ненулевым вектор плотности потока обменной мощности $\vec{P} = \eta \nabla \vec{m} \cdot (\vec{z} \times \vec{h}) \neq 0$.

Также упрощалось дисперсионное уравнение (1.15)

$$\omega = (\omega_{Hn} + \eta_n k_n^2) \cdot \theta_n \quad (1.55)$$

и выражение параметра эллиптичности (1.16)

$$\theta_n = \sqrt{1 + \frac{\omega_{Mn}}{\omega_{Hn} + \eta_n k_n^2} \frac{k_{xn}^2}{k_n^2}}. \quad (1.56)$$

Поперечные составляющие вектора прецессии намагниченности были связаны простым соотношением

$$m_{yn} = \pm i \theta_n m_{xn} \quad (1.57)$$

где знак (+) соответствовал правому, а знак (−) левому вращению вектора прецессии. В дальнейшем нас интересовали только правополяризованные волны.

Для решения краевой задачи использовались ранее полученные граничные условия (см. подраздел 1.2). Векторное условие (1.21) в координатной форме приводилось к системе однородных алгебраических уравнений

$$\begin{cases} \eta_1 \frac{\partial m_{x1}}{\partial z} \Big|_s - \eta_2 \frac{\partial m_{x2}}{\partial z} \Big|_s = 0, \\ \theta_1 \eta_1 \frac{\partial m_{x1}}{\partial z} \Big|_s - \theta_2 \eta_2 \frac{\partial m_{x2}}{\partial z} \Big|_s = 0, \end{cases} \quad (1.58)$$

которая могла иметь нетривиальные решения $\frac{\partial m_{x2}}{\partial z} \Big|_s \neq 0$ только при условии

равенства нулю детерминанта

$$\Delta = (\theta_1 - \theta_2) \eta_1 \eta_2. \quad (1.59)$$

Это условие выполнялось при $\theta_1 = \theta_2$, то есть при сохранении эллиптичности волны прецессии на границе ферритовых сред. Согласно (1.56) это условие могло быть выполнено только при нормальном падении волны, когда $k_x = 0$ и

$\theta_1 = \theta_2 = 1$. В тоже время в случае достаточно быстрых волноводных мод, когда

$\frac{k_{xn}^2}{k_n^2} \ll 1$, эллиптичностью прецессии можно было пренебречь, положив

$\theta_1 \approx \theta_2 \approx 1$, и в дальнейшем использовать только одно граничное условие

$$\eta_1 \left. \frac{\partial m_{x1}}{\partial z} \right|_S - \eta_2 \left. \frac{\partial m_{x2}}{\partial z} \right|_S = 0. \quad (1.60)$$

Аналогичным образом из векторного условия (1.25) было получено координатное граничное условие

$$\left. \frac{m_{x1}}{M_{01}} \right|_S - \left. \frac{m_{x2}}{M_{02}} \right|_S = 0. \quad (1.61)$$

Сложность возникала в случае граничного условия (1.30). В координатной форме $m_{z1}|_{z=0} = m_{z2}|_{z=0}$ оно теряло смысл, поскольку, согласно (1.9), z -составляющие вектора прецессии равны нулю во всем объеме феррита, включая его границы. Иначе говоря, условие (1.30) не накладывало никаких дополнительных ограничений. В тоже время осталось в силе условие (1.28), которое в координатной форме также приводилось к системе двух уравнений

$$\begin{cases} \frac{1}{k_1^2} m_{x1}|_S - \frac{1}{k_2^2} m_{x2}|_S = 0, \\ \frac{k_{z1}}{k_1^2} m_{x1}|_S - \frac{k_{z2}}{k_2^2} m_{x2}|_S = 0. \end{cases} \quad (1.62)$$

Эта система могла иметь нетривиальные решения $m_{x2}|_S \neq 0$ только при условии $k_{z1} = k_{z2}$, что в общем случае не выполнялось. Из этого следовало, что для переноса энергии волны на границе ферритовых слоев должно выполняться условие

$$m_{x1}|_S = m_{x2}|_S = 0, \quad (1.63)$$

которое означало закрепление спинов на границе ферритовых сред. Но это было не единственное условие. Используя дисперсионное уравнение (1.55) в приближении круговой поляризации вектора прецессии, можно было записать уравнение связи для поперечных составляющих волновых чисел

$$\omega_{H1} + \eta_1 k_{z1}^2 = \omega_{H2} + \eta_2 k_{z2}^2. \quad (1.64)$$

и получить выражение для волнового числа прошедшей волны

$$k_{z2} = \pm \sqrt{\frac{4\pi\gamma(M_{02} - M_{01}) + \gamma\alpha_1 M_{01} k_{z1}^2}{\gamma\alpha_2 M_{02}}}. \quad (1.65)$$

Из этого выражения следовало, что волна прецессии может проходить границу раздела, то есть k_{z2} может принимать действительные значения, только при условии

$$M_{02} \geq M_{01} \left(1 - \frac{\alpha_1 k_{z1}^2}{4\pi} \right). \quad (1.66)$$

В противном случае волновое число k_{z2} становится чисто мнимым, что исключало возможность распространения волн.

С учетом сделанных замечаний намагниченность легированного слоя выбиралась строго меньше намагниченности чистого ЖИГ $M_{01} < M_{02}$. Решения искались в виде монохроматических волн

$$\begin{aligned} m_{x1} &= [C_1 \exp(-ik_{z1}z) + C_2 \exp(ik_{z1}z)] \exp[i(\omega t - k_x x)], \\ m_{x2} &= C_3 \exp(-ik_{z2}z) \exp[i(\omega t - k_x x)]. \end{aligned} \quad (1.67)$$

Подстановкой решений (1.67) в граничные условия

$$\eta_1 \frac{\partial m_{x1}}{\partial z} \Big|_{z=d} = 0, \quad \eta_1 \frac{\partial m_{x1}}{\partial z} \Big|_{z=0} = \eta_2 \frac{\partial m_{x2}}{\partial z} \Big|_{z=0}, \quad \frac{1}{k_1^2} m_{x1} \Big|_{z=0} = \frac{1}{k_2^2} m_{x2} \Big|_{z=0} \quad (1.68)$$

задача сводилась к системе трех алгебраических уравнений

$$\begin{cases} C_1 \exp(-ik_{z1}d) - C_2 \exp(ik_{z1}d) = 0, \\ \eta_1 k_{z1} C_1 - \eta_1 k_{z1} C_2 - \eta_2 k_{z2} C_3 = 0, \\ (k_x^2 + k_{z2}^2) C_1 + (k_x^2 + k_{z2}^2) C_2 - (k_x^2 + k_{z1}^2) C_3 = 0, \end{cases}$$

(1.69)

которая имела простое аналитическое решение.

Из условия нетривиальности системы (1.69) было получено дисперсионное уравнение

$$\eta_2 k_{z2} (k_x^2 + k_{z2}^2) - i \eta_1 k_{z1} (k_x^2 + k_{z1}^2) \operatorname{tg}(k_{z1}d) = 0, \quad (1.70)$$

которое удобно было записать в следующем виде

$$k_x = i \sqrt{\frac{\eta_2 k_{z2}^3 - i \eta_1 k_{z1}^3 \operatorname{tg}(k_{z1}d)}{\eta_2 k_{z2} - i \eta_1 k_{z1} \operatorname{tg}(k_{z1}d)}}, \quad (1.71)$$

где $k_{z1} = \sqrt{\frac{\omega - \omega_{H1}}{\eta_1}}$, $k_{z2} = \sqrt{\frac{\omega - \omega_{H2}}{\eta_2}}$. Напомним, формула (1.71) является

приближенной. Она дает достаточно точные результаты только в области относительно малых волновых чисел мод ОСВ.

Подстановка решений системы (1.67) в (1.68) позволяла получить выражения для амплитуд прецессии намагниченности с точностью до произвольной постоянной C_1

$$\begin{aligned} m_{x1} &= C_1 2 \cos[k_{z1}(d-z)] \exp(-ik_{z1}d) \exp(-ik_x x) \\ m_{x2} &= C_1 \frac{2\alpha_1 M_{01} k_{z1} k_2^2}{\alpha_1 M_{01} k_{z1} k_1^2 + \alpha_2 M_{02} k_{z2} k_2^2} \exp(-ik_{z2}z) \exp(-ik_x x) \end{aligned} \quad (1.72)$$

Используя эти выражения и выражения для полей h_{xn} , рассчитывались плотности потоков обменной мощности

$$P_{xn}^e = \eta_n \operatorname{Re} \left(i \frac{\partial m_{xn}}{\partial x} h_{xn}^* \right), \quad P_{zn}^e = \eta_n \operatorname{Re} \left(i \frac{\partial m_{xn}}{\partial z} h_{xn}^* \right), \quad (1.73)$$

где звездочками отмечены комплексно сопряженные величины. Для оценки эффективности возбуждения обменных волн рассчитывались нормированные потоки мощности

$$\bar{P}_{xn}^e = \frac{P_{xn}^e}{\sqrt{(P_{xn}^e)^2 + (P_{zn}^e)^2}}, \quad \bar{P}_{zn}^e = \frac{P_{zn}^e}{\sqrt{(P_{xn}^e)^2 + (P_{zn}^e)^2}}. \quad (1.74)$$

Ниже приведены результаты численных расчетов при следующих значениях параметров: толщина и намагниченность легированного слоя составляли $d = 1 \mu\text{м}$ и $M_{01} = 135 \text{ Гс}$; намагниченность насыщения чистого ЖИГ составляла $M_{02} = 140 \text{ Гс}$; напряженность намагничивающего поля $H_0 = 3000 \text{ Э}$.

На рис.1.14. представлены результаты расчета дисперсии $k'_x(\omega) = \operatorname{Re}[k_x(\omega)]$ (рис.1.14.a) и затухания волноводных мод ОСВ $k''_x(\omega) = \operatorname{Im}[k_x(\omega)]$ (рис.1.14.b).

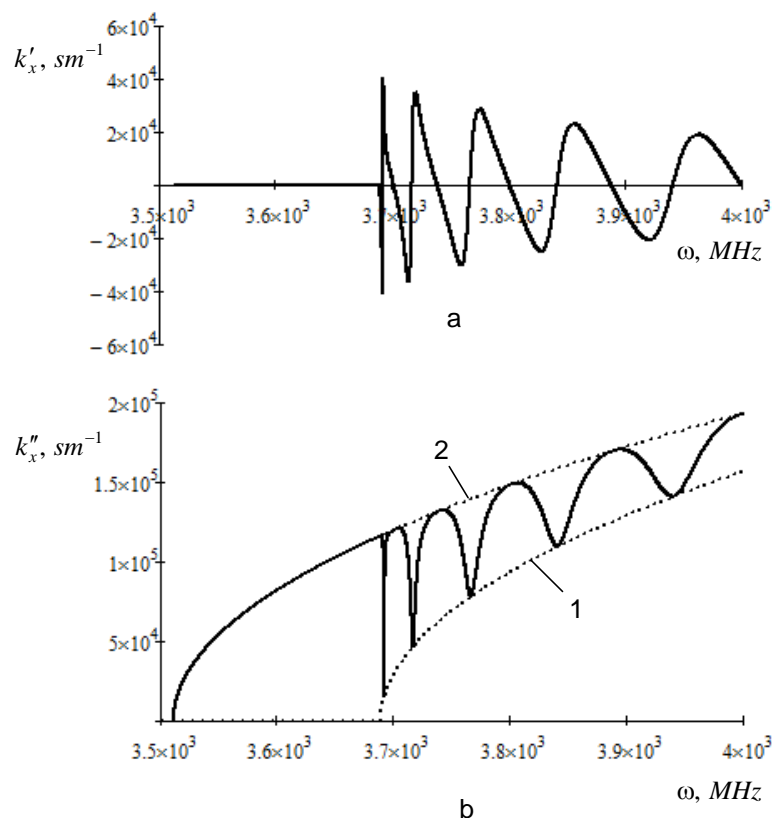


Рис.1.14. Дисперсия (а) и затухание (б) обменной моды в тонком легированном слое ЖИГ. Пунктиром показаны законы дисперсии поперечных волн: 1 - $k_{z1}(\omega)$, 2 - $k_{z2}(\omega)$

Видно, что дисперсия волноводной моды имеет ярко выраженный немонотонный характер. В чередующихся интервалах частот наблюдаются участки кривой с положительной $\frac{\partial\omega}{\partial k_x} > 0$ и отрицательной дисперсией $\frac{\partial\omega}{\partial k_x} < 0$, которые проходят через точки однородного резонанса легированного слоя, где $k_x(\omega)=0$. Затухание волноводных мод также имело немонотонный характер, достигая экстремальных значений на частотах поперечного резонанса.

Чередование максимумов и минимумов затухания на частотах однородных резонансов указывало на возбуждение в легированном слое двух типов резонансных мод. Это подтверждалось расчетом распределения амплитуд прецессии по толщине легированного слоя $|m_{x1}(z)|$ на частотах однородного резонанса легированного слоя (см. рис.1.15.)

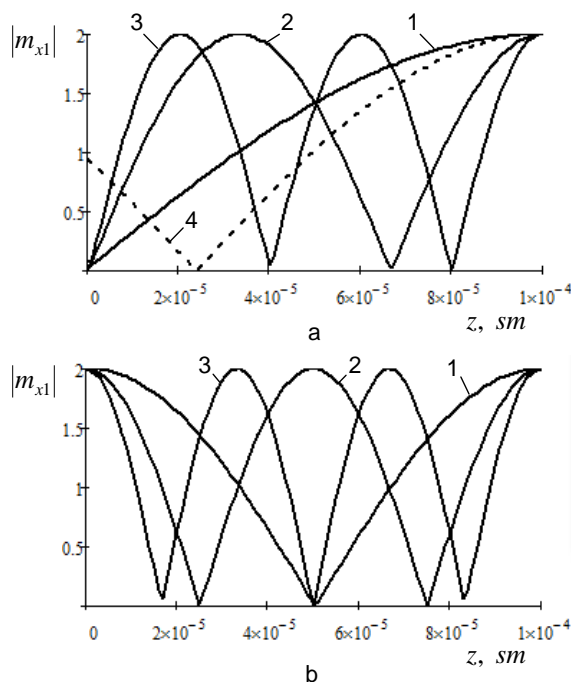


Рис.1.15. Распределение амплитуд прецессии намагниченности по толщине имплантированного слоя: (а) – для несимметричных резонансных мод: 1 - $\omega = 3692.1$ МГц, 2 - $\omega = 3717.2$ МГц, 3 - $\omega = 3767.6$ МГц, 4 - $\omega = 3694.4$ МГц; (б) – для симметричных резонансных мод: 1 - $\omega = 3707.7$ МГц, 2 - $\omega = 3738.9$ МГц, 3 - $\omega = 3801.1$ МГц

На графиках 1,2,3 рис.1.15.а представлены расчеты амплитуд прецессии для первых трех резонансных мод на участках дисперсионной кривой с положительной дисперсией. Видно, что для этих частот характерно возбуждение несимметричных резонансов, при которых на границе ферритовых слоев, в точке $z=0$, образовывался узел прецессии. На частоте первой резонансной моды устанавливался четвертьволновый резонанс. Все резонансы выше первого порядка следовали с полуволновым интервалом. При небольшой отстройке от резонансной частоты узел прецессии смещался от границы слоев, как показано графике 4 рис.1.15.а. Для резонансных мод с отрицательной дисперсией было характерно возбуждение симметричных резонансов (см. кривые 1,2,3 на рис.1.4.б). На внешней и внутренней границе легированного слоя возникали пучности прецессии намагниченности.

Резонансные особенности легированного слоя существенно влияли на процессы излучения обменных волн. На рис.1.16 представлены частотные зависимости нормированных потоков мощности, излучаемых на границе

легированного слоя. Нормальная составляющая потока \bar{P}_{zn}^e представлена на рис.1.16.a, касательная составляющая \bar{P}_{xn}^e – на рис.1.16.b.

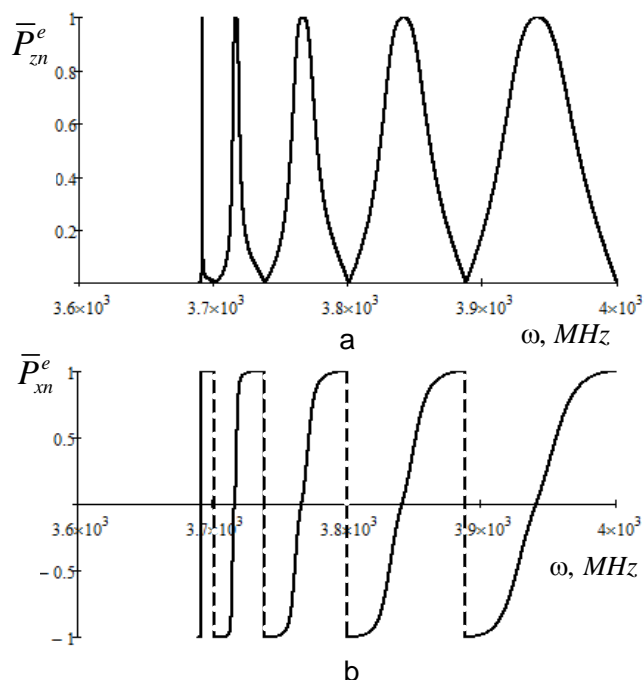


Рис.1.16. Нормированные потоки излучаемой мощности обменных спиновых волн на границе ферритовых сред: а – нормальная, б – касательная составляющие потока мощности

Из сопоставления резонансных частот на графиках рис.1.15.a,b и рис.1.16.a,b нетрудно видеть, что нормальная составляющая потока мощности достигала максимальных значений $\bar{P}_{zn}^e = 1$ на частотах возбуждения несимметричных резонансов. На тех же частотах касательная составляющая $\bar{P}_{xn}^e = 0$ обращалась в ноль. В пределах полосы возбуждения несимметричных резонансов касательная составляющая потока мощности плавно изменялась в пределах $-1 \leq \bar{P}_{xn}^e \leq +1$. В крайних точках этого интервала (на частотах симметричных резонансов) она испытывает скачек от -1 до +1.

Приведенные расчеты показывают, что эффекты излучения обменных спиновых волн могут возникать в двухслойной ферритовой структуре, содержащей на поверхности тонкий легированный слой. В случае нормального намагничивания структуры легированный слой должен обладать пониженной намагниченностью, причем для наблюдения эффектов излучения достаточно

малого скачка намагниченности. В нашем случае этот скачек составлял всего лишь 5Гс.

Резонансный характер излучения обусловлен существованием в легированном слое множества чередующихся резонансных мод симметричного и несимметричного типа. Для симметричных резонансов характерно образование пучности прецессии намагниченности на внешней и внутренней поверхности легированного слоя. Для несимметричных резонансов характерно образование узла прецессии на внутренней границе ферритовых слоев.

Наиболее интенсивное излучение обменных волн возникает на частотах несимметричных резонансов. При этом потоки излучаемой мощности направлены строго по нормали к поверхности раздела ферритовых сред. На соседних частотах в пределах полосы несимметричного резонанса поток излучаемой мощности отклонялся от нормали на угол $\varphi = \arctg(\bar{P}_{xn}^e / \bar{P}_{zn}^e)$, который мог изменяться в пределах $-90^\circ \leq \varphi \leq +90^\circ$. В крайних точках этого интервала в слое устанавливались симметричные резонансы, при которых излучение обменных волн прекращалось.

1.7. Наблюдения эффектов возбуждения обменных спиновых при нормальном намагничивании пленки ЖИГ.

В предыдущем подразделе было показано, что наличие на поверхности феррита тонкого легированного слоя способствует эффективному возбуждению ОСВ. Это обстоятельство является важным при рассмотрении эпитаксиальных пленок ЖИГ, поскольку известно, что на границе пленка-подложка всегда возникает тонкий (порядка 0.1мкм) переходный слой с пониженной намагниченностью. В случае нормального намагничивания пленки ЖИГ это также могло способствовать возбуждению обменных волн, бегущих в поперечном направлении пленки ЖИГ. Экспериментальное подтверждение этой гипотезы было получено в данном подразделе.

Для наблюдения эффектов возбуждения ОСВ использовались

эпитаксиальные пленки ЖИГ толщиной 13мкм, выращенные на подложках ГГГ толщиной 0,5мм. Предварительно пленка подвергалась химико-механической полировке, что исключало существование каких-либо поверхностных загрязнений. В целом пленка была достаточно однородной, что подтверждалось совпадением частот наблюдения спектра возбуждения прямых объемных МСВ при измерении S_{11} и S_{22} -параметров, как показано на вставке рис.1.17.а.

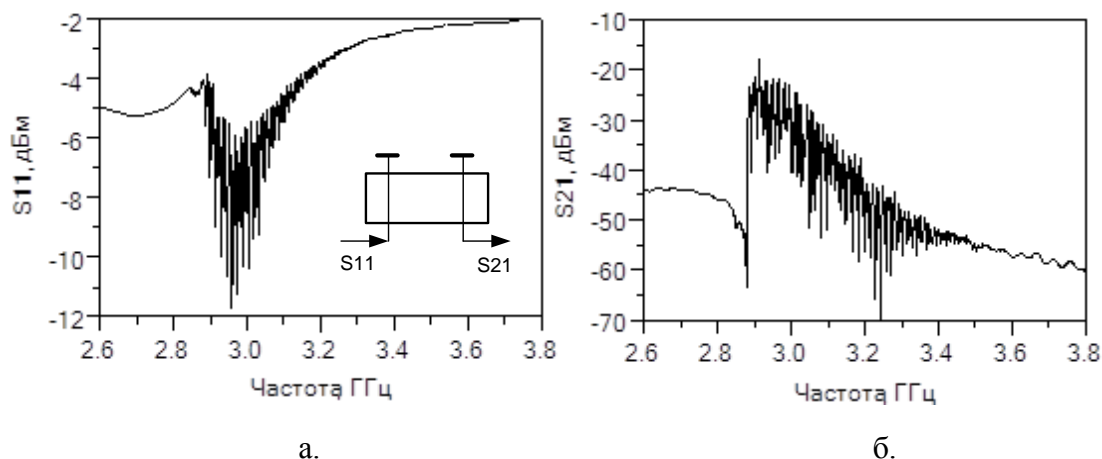


Рис.1.17. АЧХ отраженного (а) и прошедшего (б) сигналов ПМРСВ в нормально намагниченной пленке ЖИГ.

В спектре возбуждения магнитоэлектронных волн были обнаружены характерные пики дипольно-обменных резонансов, которые ранее наблюдались в работах [31,36-38]. Однако в наших экспериментах это не могло быть вызвано возбуждением ОСВ на внешней поверхности пленки ЖИГ, как в [36,37], или толщиной неоднородностью пленки, как в [38]. Оставалось предположить, что в нашем случае возбуждение ОСВ возникало в тонком переходном слое на границе пленка-подложка. Этот слой обладает пониженной намагниченностью, что, как было показано выше, должно было способствовать интенсивному излучению обменных волн при нормальном намагничивании пленки.

Для проверки этого предположения были проведены импульсные измерения эффективности преобразования по методике работ [36,37]. Экспериментальные образцы представляли собой круглые резонаторы диаметром 2мм. Резонаторы изготавливались методом лазерного скрайбирования с использованием программно-аппаратного комплекса

МиниМаркер 2-20А4. Для контроля геометрии и качества изготовления пленочных резонаторов использовался программно-аппаратный комплекс NitroxKN-7700 с системой трехмерного моделирования увеличенного изображения объекта Q150R. Результаты трехмерного моделирования пленочных резонаторов представлены на рис.1.18.

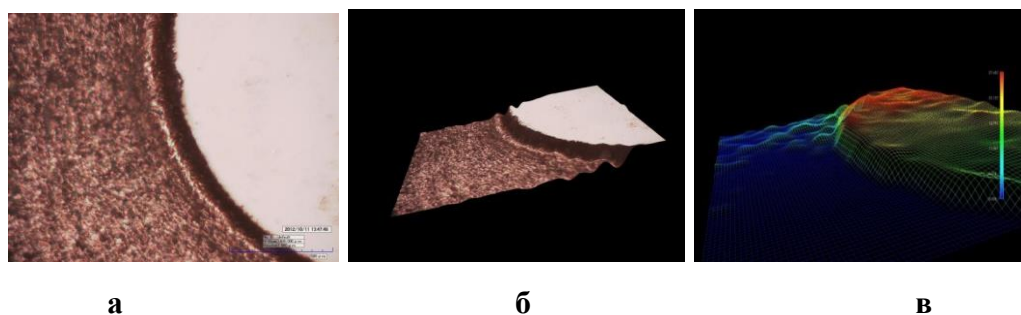


Рис.1.18. Трехмерные изображения пленочного ЖИГ резонатора.
а – вид сверху, б – вид сбоку, в – масштабное изображение вида сбоку.

Видно, что технология лазерного скрайбирования обеспечивала достаточно высокую точность воспроизведения заданной 2D-геометрии структуры пленки ЖИГ, а также обеспечивала достаточно высокое качество обработки краев резонатора.

Возбуждение пленочного резонатора осуществлялось микрополосковым преобразователем, как показано на рис.1.19.

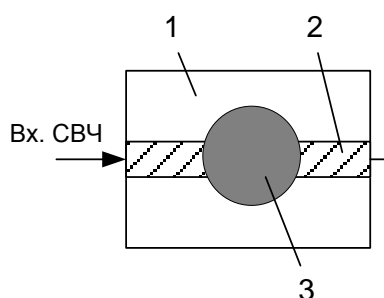


Рис.1.18. Экспериментальный макет.

1 – диэлектрическая подложка, 2 – микрополосковая линия, 3 – пленочный резонатор.

Схема измерительной установки представлена на рис.1.20.

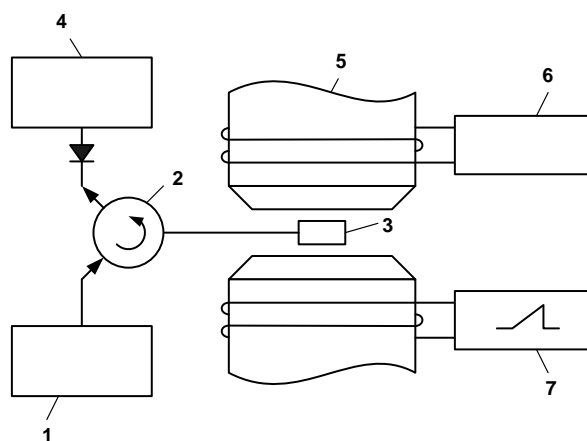


Рис.1.20. Схема экспериментальной установки.

1 – генератор СВЧ, 2 – ферритовый циркулятор, 3 – экспериментальный макет, 4 – осциллограф, 5 – электромагнит, 6 – источник постоянного тока, 7 – источник пилообразного напряжения.

В непрерывном режиме измерялись амплитудно-полевые характеристики (АПХ) пленочного резонатора. На вход экспериментального макета подавался СВЧ сигнал на фиксированной частоте, а на одну из катушек электромагнита дополнительно подавалось пилообразное напряжение. Результаты измерения АПХ представлены на рис.1.21.

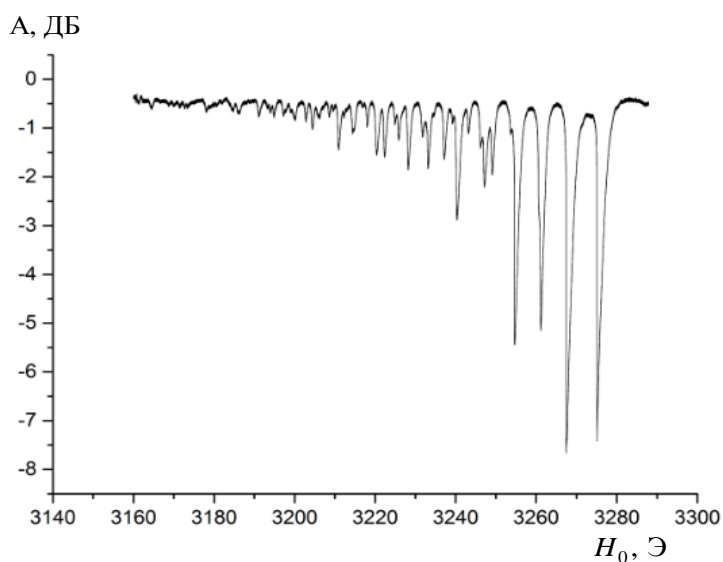


Рис.1.21. Амплитудно-полевая характеристика поглощения пленочного ЖИГ резонатора. Частота входного сигнала 3ГГц.

В импульсном режиме наблюдались отраженные эхоимпульсы ОСВ. На вход экспериментального макета подавался радиоимпульс длительностью 20нс с частотой заполнения 3ГГц (как на рис.1.20). Напряженность

намагничивающего поля выбиралась равной значению поля наблюдения одного из наиболее интенсивных пиков на рис.1.21. Результаты наблюдения представлены на осциллограмме рис.1.22.

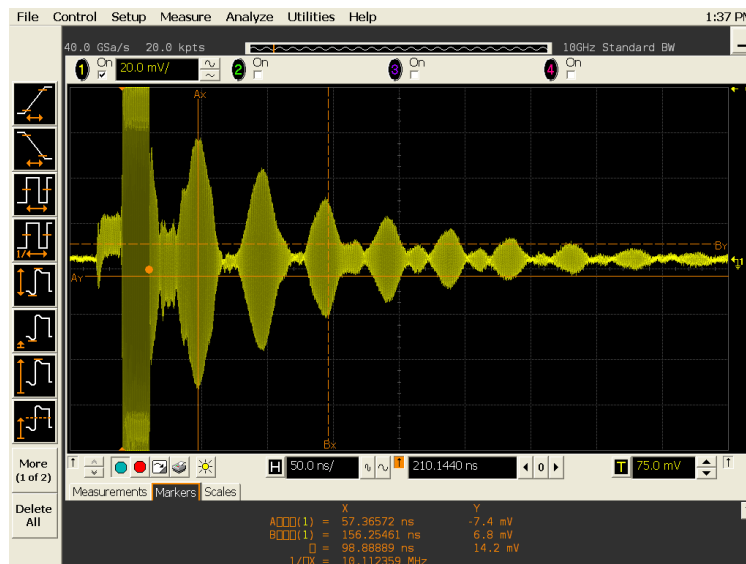


Рис.1.22. Осциллограмма отраженных эхоимпульсов ОСВ в пленочном ЖИГ резонаторе.

В наших экспериментах обменные волны возбуждались в переходном слое на границе пленка-подложка и распространялись вглубь чистой пленки ЖИГ. На противоположной поверхности пленки волны отражались и возвращались к границе, где частично преобразовывались в исходный СВЧ сигнал, а частично отражались, вновь убегая вглубь пленки ЖИГ. Этот процесс повторялся многократно. В результате на осциллографе наблюдалась серия спадающих эхоимпульсов. В частности на рис.1.22 четко наблюдались 9 эхоимпульсов, причем относительная задержка двух соседних эхоимпульсов составляла примерно 50нс. Задержка последнего эхоимпульса достигала 0.5мкс. Учитывая, что толщина пленки составляла 13мкм, нетрудно было посчитать групповую скорость распространения импульсов ОСВ. В нашем случае она составляла примерно $v_g \approx 5.2 \cdot 10^4$ см/с, что на порядок меньше скорости звука в ЖИГ.

По результатам измерений амплитуд эхоимпульсов были сделаны оценки

коэффициента преобразования k и декремента q'' спиновых волн. Для этого использовалась методика работы [36]. Измерялись амплитуды второго A_1 и третьего A_2 эхоимпульсов, которые были связаны с амплитудой первого эхоимпульса A_0 следующими соотношениями:

$$A_1 = A_0 k^2 \exp(-2q'' d_0^{\text{эф}}), \quad A_2 = A_1 (1-k) \exp(-2q'' d_0^{\text{эф}}). \quad (1.75)$$

Из выражений (1.80) нетрудно было получить расчетные формулы:

$$k = \frac{A_1^2}{A_0 A_2} \left[\sqrt{1 + \frac{2A_0 A_2}{A_1^2}} - 1 \right],$$

$$q'' = -\frac{1}{2d_0^{\text{эф}}} \ln \left[\frac{A_2}{A_1} \left(\sqrt{1 + \frac{2A_0 A_2}{A_1^2}} - 1 \right) \right]. \quad (1.76)$$

Для случая, представленного на рис.1.22, эффективность преобразования ОСВ составляла $k \approx 70\%$, а декременты $q'' \approx 220 \text{ см}^{-1}$. С учетом измеренной групповой скорости нетрудно было рассчитать временные декременты ОСВ $\omega'' \approx 10 \log(v_g q'')$, которые для нашего случая составляли примерно 12дБ/мкс.

Таким образом, экспериментально была показана возможность возбуждения обменных спиновых волн в тонком переходном слое на границе пленка-подложка эпитаксиальной структуры ЖИГ-ГГГ. Обнаруженный эффект представляет значительный интерес для диагностики структуры эпитаксиальных пленок ЖИГ, а также создания миниатюрных линий задержки. По сравнению с аналогичными устройствами на основе акустических волн линии задержки на ОСВ имеют ряд преимуществ: они не вносят значительных потерь на преобразование сигнала, не имеют ограничений по частоте и обладают свойством плавной перестройки внешним магнитным полем.

1.8. Выводы

Таким образом, в данном разделе диссертационной работы были получены следующие новые научные результаты.

- Показана эффективность применения магнитомеханического подхода при моделировании процессов спин-волновых возбуждений с учетом неоднородного обмена и электромагнитного запаздывания.
- Показано, что учет электромагнитного запаздывания значительно изменяет закон дисперсии нулевой моды МСВ. В области малых волновых чисел возникают эффекты гибридизации нулевой моды с электромагнитной волной в феррите. Дисперсия гибридизованной электромагнитной волны распадается на две ветви, между которыми образуется щель. При этом дисперсия нулевой моды МСВ приобретает положительный наклон, что обуславливает появление быстрой волны прецессии (электромагнитной наводки) на частотах возбуждения высших мод МСВ.
- Показано, что резонансные явления в ограниченных пленках ЖИГ (резонаторах) имеют сложный (комбинированный) характер. На каждой резонансной частоте может возбуждаться множество резонансных мод с номерами, отличающимися целочисленными коэффициентами: $\omega_{111} = \omega_{222} = \dots$; $\omega_{112} = \omega_{224} = \dots$ и так далее. В случае квадратных резонаторов перестановка индексов ширинных мод также не приводит к сдвигам резонансных частот $\omega_{lmn} = \omega_{mln}$. В тонкопленочных ЖИГ резонаторах в основном превалируют резонансы толщинных мод.
- Предложен механизм резонансного закрепления спинов на границе ферритовых сред. Показано, что эффекты закрепления могут возникать в нормально намагниченной пленке ЖИГ, содержащей на поверхности тонкий легированный слой с пониженной намагниченностью. Эффекты закрепления возникают на частотах несимметричных резонансов легированного слоя.
- Показано, что на частотах закрепления спинов могут возникать эффекты возбуждения коротковолновых ОСВ, распространяющихся вглубь чистой пленки ЖИГ. Эффекты возбуждения могут быть вызваны преобразованием энергии электромагнитных и/или магнитостатических волн.

- Установлено, что при нормальном падении электромагнитной волны эффективность возбуждения обменных волн оказывается достаточно слабой из-за сильного рассогласования взаимодействующих волн.
- Показано, что эффективность преобразования энергии ОСВ может быть значительно повышена за счет интенсивного вытекания волноводных мод тонкого легированного слоя. Эффекты возбуждения ОСВ могут возникать на частотах гибридизации вытекающих мод с магнитостатическими волнами в чистой пленке ЖИГ.
- Экспериментальным подтверждением правильности предложенной теории явилось обнаружение эффектов возбуждения обменных спиновых волн в переходном слое эпитаксиальной пленке ЖИГ на границе пленка-подложка.
- Показано, что на границе переходного слоя коэффициент преобразования ОСВ достигает 70%, а затухание ОСВ не превышает 12дБ/мкс. При этом групповые скорости импульсов ОСВ могут быть на порядок меньше скорости звука.

МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В СЛОИСТОЙ ФЕРРИТ-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ

В предыдущем разделе рассматривались только магнитные (спин-волновые) возбуждения в ферритах, хотя, как известно, магнитные материалы обладают свойством магнитострикции. Это означает, что спин-волновые возбуждения в ферритах должны сопровождаться упругими возбуждениями и наоборот. В общем случае эффекты магнитоупругого взаимодействия описываются системой связанных уравнений Ландау-Лифшица и уравнения движения упругой среды [2]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \nabla \left(\vec{M} \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \right) &= -\gamma (\vec{M} \times \vec{H}^{\text{эф}}), \\ \rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} &= \nabla \cdot \vec{\sigma} + \vec{M} \cdot \nabla H^{\text{эф}}, \end{aligned} \quad (2.1)$$

где $\vec{H}^{\text{эф}} = \vec{H}_i + \alpha \nabla^2 \vec{M}$, \vec{u} - вектор смещений, $\vec{\sigma}$ - тензор упругих натяжений.

Решения системы (2.1) может быть представлено в виде связанных монохроматических волн $\vec{M} = \vec{M}_0 + m \exp(\omega t - \vec{k}_m \cdot \vec{r})$, $\vec{u} = \vec{u}_0 \exp(\omega t - \vec{k}_a \cdot \vec{r})$.

Если скорости парциальных волн существенно различаются, то магнитоупругая связь имеет мгновенный характер. Для волн прецессии намагниченности это проявляется в виде дополнительных потерь на излучение звука. При слабой магнитострикции эти потери достаточно малы и в большинстве случаев могут не учитываться. Если же скорости связанных волн равны или близки друг к другу, то даже при слабой магнитострикции могут возникать эффекты длительного взаимодействия (гибридизации), которые оказывают сильное влияние на дисперсионные характеристики связанных волн.

Эффекты гибридизации возникают на частотах пересечения дисперсионных ветвей парциальных волн. При этом в области пересечения образуются щели, которые, собственно, и приводят к искажению дисперсии.

В безграничном феррите эффекты гибридизации могут возникать на частотах синхронизма коротковолновых обменных спиновых и упругих волн.

Возникающие при этом гибридные магнитоупругие волны (МУВ) имеют скорости сравнимые со скоростью звука [2,40,41]. Эти волны можно наблюдать в области больших волновых чисел $k \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$, что сильно затрудняло их обнаружение.

Иная картина возникала в тонком ферритовом слое. В слое феррита могут возникать эффекты гибридизации относительно длинноволновых МСВ с волноводными акустическими модами Лэмба. Возникающие при этом гибридные МУВ имели скорости сравнимые со скоростью МСВ, что на два порядка больше скорости звука. Эти волны получили название «быстрые» магнитоупругие волны [75,76]. Быстрые МУВ можно было наблюдать в области относительно малых волновых чисел $k \sim 10^2 \text{ см}^{-1}$ на частотах пересечения дисперсионных ветвей МСВ и мод Лэмба. На частотах пересечения возникали узкие щели, причем частоты этих щелей практически совпадали с частотами отсечки мод Лэмба (см. рис.2.1).

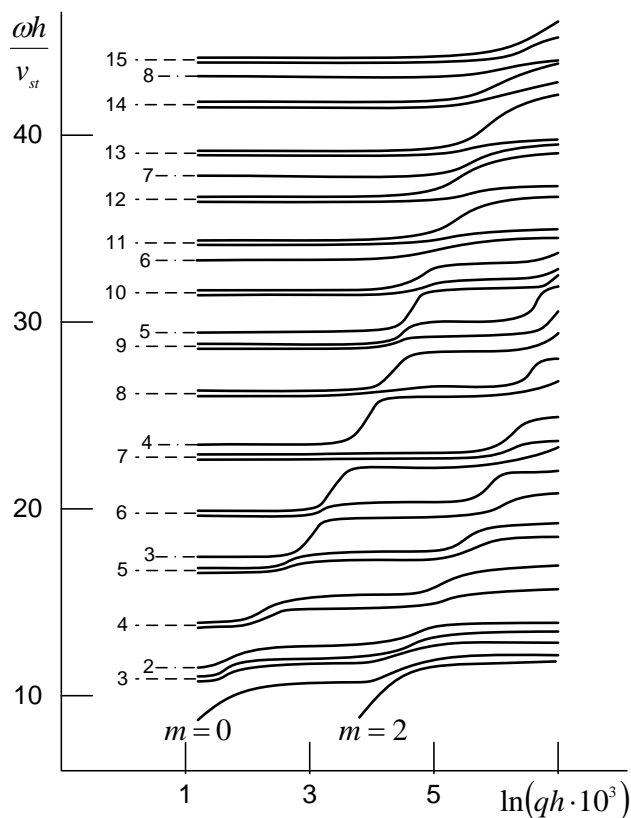


Рис.2.1. Закон дисперсии быстрых магнитоупругих волн.
Цифрами обозначены номера акустических мод Лэмба

Быстрые МУВ были обнаружены в спектре МСВ в виде узкополосных эквидистантных резонансных пиков, причем их удавалось наблюдать не только в тонких пластинах, но и в пленочных структурах ЖИГ-ГГГ, как показано на рис.2.2.а. При этом подложка ГГГ выполняла функцию акустического волновода мод Лэмба. Были измерены законы дисперсии и декременты быстрых МУВ. На частотах возбуждения быстрых МУВ были обнаружены резкие искажения дисперсии и скачки затухания МСВ (см. рис.2.2.б).

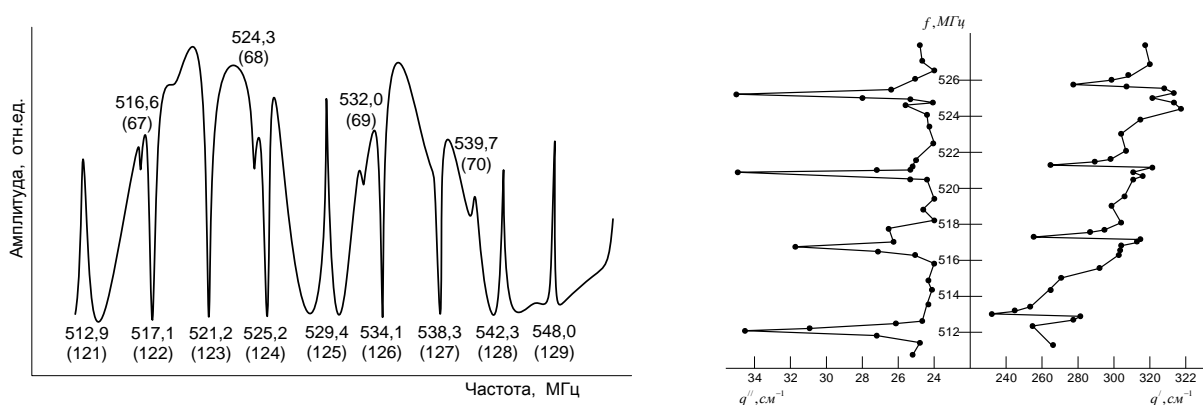


Рис.2.2. Наблюдение быстрых МУВ в спектре возбуждения МСВ.
В скобках указаны номера возбуждаемых мод Лэмба

Было показано [77,78], что наиболее интенсивные пики на рис.2.2.а (с номерами 121-129) соответствовали возбуждению в структуре ЖИГ-ГГГ резонансов поперечных (сдвиговых) упругих волн. Относительно слабые пики (с номерами 67-70) соответствовали резонансам продольных волн. Пики продольных упругих волн полностью исчезали при аморфной нагрузке резонатора, например, при нанесении жидкости или клея. При этом пики резонансов сдвиговых волн практически не менялись.

Высокая добротность магнитоакустических резонансов представляла значительный интерес для создания резонансных фильтров частот, которые могли найти широкое применение в качестве частотно-задающих элементов высокостабильных генераторов СВЧ. Высокая добротность магнитоакустических резонаторов могла бы обеспечить значительное снижение фазовых шумов СВЧ генераторов. Однако для реализации этих возможностей

необходимо было обеспечить одночастотное возбуждение магнитоакустического резонанса.

В задачу данного раздела входила разработка методов селективного возбуждения магнитоакустических резонансов в пленочных структурах ЖИГ-ГГГ, а также исследование возможности создания высокостабильных магнитоакустических генераторов СВЧ с предельно низким уровнем фазовых шумов.

2.1. Магнитоакустический ЖИГ резонатор СВЧ. Эксперимент.

Для возбуждения заданных мод магнитоакустического резонанса предлагалось использовать селективные магнестрикционные преобразователи. В качестве такого преобразователя можно было использовать пленочные ЖИГ резонаторы, которые были рассмотрены выше в подразделе 1.4. В этом случае конструкция магнитоакустического резонатора могла быть представлена в виде, показанном на рис.2.3.

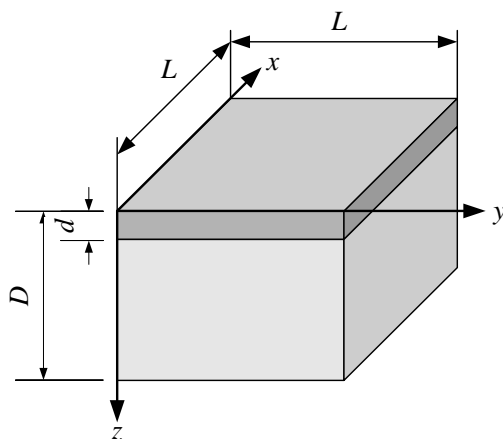


Рис.2.3. Геометрия магнитоакустического резонатора.

1- Пленка ЖИГ, 2 – подложка ГГГ, 3 – микрополосковый преобразователь МСВ.

В такой конструкции можно было ожидать возбуждение только тех акустических резонансов, частоты которых попадали в полосу частот пленочного ЖИГ резонатора.

Для изготовления магнитоакустических резонаторов использовались плоскопараллельные структуры ЖИГ-ГГГ, которые подвергались

дополнительной оптической полировке. В результате клиновидность отобранных образцов не превышала $2''$. Пленочные резонаторы изготавливались методом лазерного скрайбирования с использованием программно-аппаратного комплекса МиниМаркер 2-20А4. Изготовленные резонаторы имели размеры $1 \times 1 \text{ мм}$, толщина пленки ЖИГ составляла $d = 13 \text{ мкм}$, толщина структуры ЖИГ-ГГГ $D = 371 \text{ мкм}$, намагниченность насыщения пленки ЖИГ составляла $4\pi M_0 = 1750 \text{ Гс}$. Габариты подложки ГГГ составляли $2 \times 2 \text{ мм}$. Внешний вид изготовленных резонаторов представлен на рис.2.4.

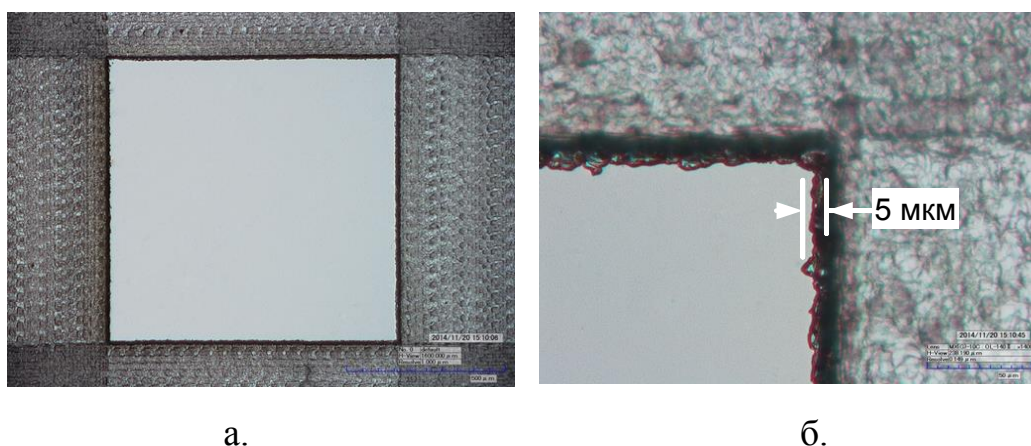


Рис.2.4. Пленочный ЖИГ резонатор изготовленный методом лазерного скрайбирования.
а – внешний вид резонатора, б – увеличенный фрагмент резонатора.

На рис.2.4 хорошо видно, что лазерное скрайбирование обеспечивало не только точное воспроизведение формы резонаторов, но и достаточно высокое качество обработки краев. В наших образцах шероховатость краев не превышала 5 мкм (см. рис.2.4.б).

Для возбуждения пленочных резонаторов использовался микрополосковый преобразователь шириной 0.5 мм , выполненный на поликоровой подложке толщиной 0.5 мм . Преобразователь располагался осесимметрично на поверхности резонатора, как показано на рис.2.5.

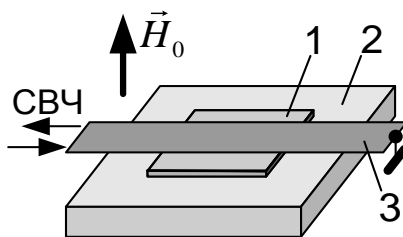


Рис.2.5. Экспериментальный макет пленочного ЖИГ резонатора.
1 – пленка ЖИГ; 2 – подложка ГГГ; 3 – микрополосковый преобразователь МСВ.

Макет резонатора помещался в постоянное магнитное поле H_0 , на вход подавался СВЧ сигнал. Измерялись S-параметры макета резонатора. Для измерения S-параметров использовался векторный анализатор цепей фирмы Agilent PNA-L N5230A. По результатам измерений строились амплитудно-частотные, фаза-частотные и амплитудно-фазовые характеристики отраженного сигнала. Измерения проводились при нормальном и касательном намагничивании пленки ЖИГ.

При нормальном намагничивании пленочного резонатора измерения проводились в диапазоне частот 0.5-3ГГц при фиксированной мощности входного СВЧ сигнала $P \approx -20$ дБм. Целью измерений являлось определение резонансных частот, добротности и коэффициента связи пленочного ЖИГ резонатора с внешним СВЧ трактом, а также особенностей возбуждения магнитоакустических резонансов в полосе возбуждения пленочного резонатора. Ниже приведены экспериментальные результаты, полученные на одном из образцов магнитоакустического резонатора.

На рис.2.6 представлена амплитудно-частотная характеристика (частотная зависимость S_{11} -параметра) макета пленочного ЖИГ резонатора, измеренная в широком диапазоне частот. Видно, что в данном резонаторе возбуждалось множество резонансных мод, но наиболее интенсивно возбуждалась только одна первая мода с самой низкой частотой возбуждения. Ширина полосы этой моды не превышала 10МГц.

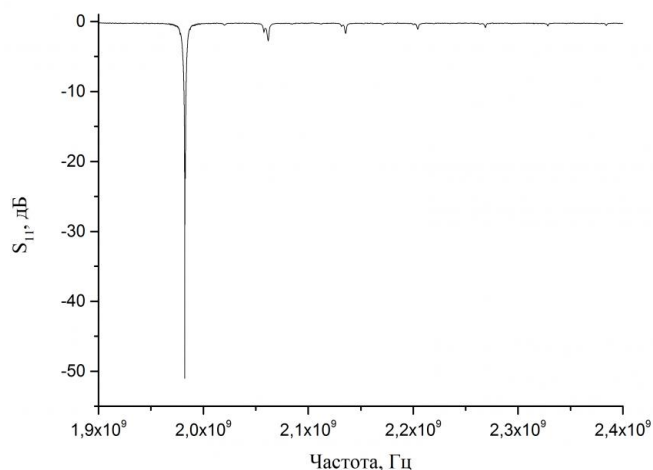


Рис.2.6. Частотная зависимость S_{11} - параметра пленочного ЖИГ резонатора.

Все высшие моды пленочного резонатора возбуждались значительно слабее. Это позволяло ограничиться исследованием магнитоакустических резонансов только в полосе первой моды.

На рис.2.7 представлены амплитудно-частотная (АЧХ) и фаза-частотная характеристики (ФЧХ) первой резонансной моды пленочного ЖИГ резонатора, настроенного на частоту магнитоакустического резонанса $f_{MA} = 869.5$ МГц.

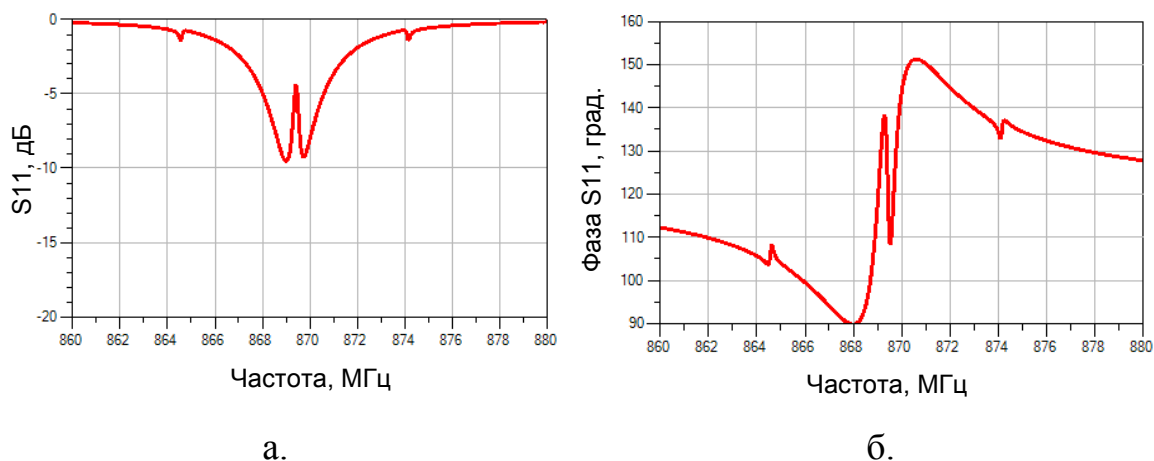


Рис.2.7. Амплитудно-частотная (а) и фаза-частотная (б) характеристики макета пленочного ЖИГ резонатора на частоте возбуждения магнитоакустического резонанса.

По результатам измерения S -параметров строилась амплитудно-фазовая характеристика пленочного резонатора (диаграмма Смита), как показано на рис.2.8.

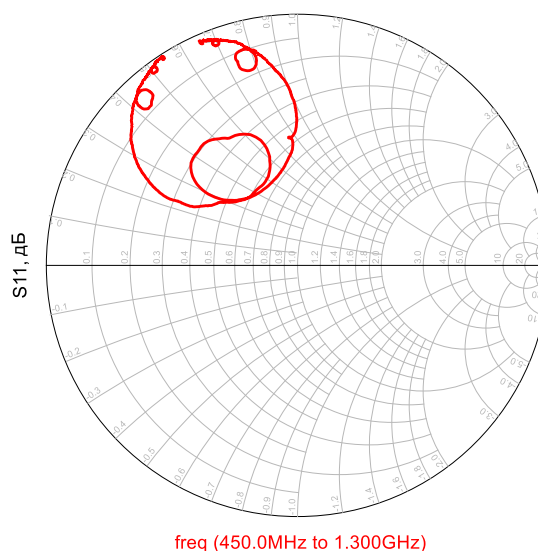


Рис.2.8. Диаграмма Смита пленочного ЖИГ резонатора.

Видно, что магнитоакустические резонансы возбуждались только в полосе частот пленочного ЖИГ резонатора. На АЧХ (рис.2.7.а) это проявлялось в виде узкополосных пиков, которые следовали с равными интервалами $\Delta f_{mi} \approx 4.9$ МГц. При этом на ФЧХ (рис.2.7.б) возникали резкие скачки фазы, а на диаграмме Смита (рис.2.8) внутри петли пленочного ЖИГ резонатора возникали дополнительные петли меньшего диаметра.

При малом сдвиге частоты пленочного резонатора узкополосные пики оставались неподвижными, как показано на рис.2.9.

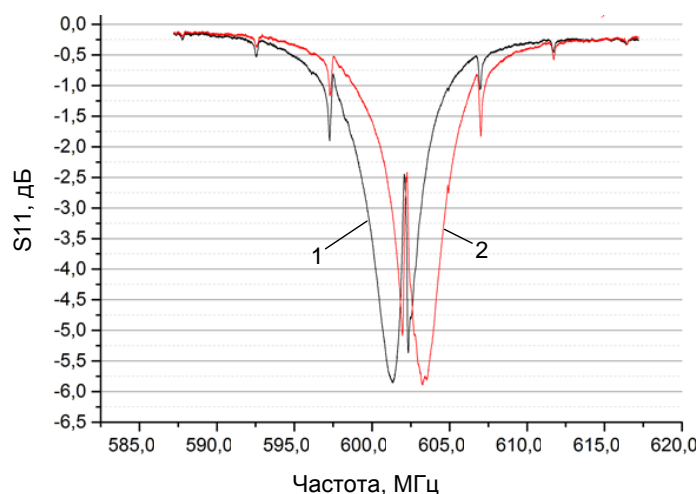


Рис.2.9. Амплитудно-частотная характеристика магнитоакустического резонатора при двух близких значениях намагничивающего поля.

Кривая 1 – при $H_0 = 2056.5$ Э, кривая 2 – при $H_0 = 2056.9$ Э.

При дальнейшем сдвиге частоты пики магнитоакустических резонансов полностью исчезали, но при этом возникали новые пики на частотах, попадающих в полосу частот пленочного резонатора. При этом была обнаружена особенность, которая проявлялась в том, что с ростом номера акустической моды интенсивность возбуждения магнитоакустических резонансов изменялась не монотонно. В эксперименте наблюдалось чередование максимумов и минимумов возбуждения, как показано на рис.2.10.

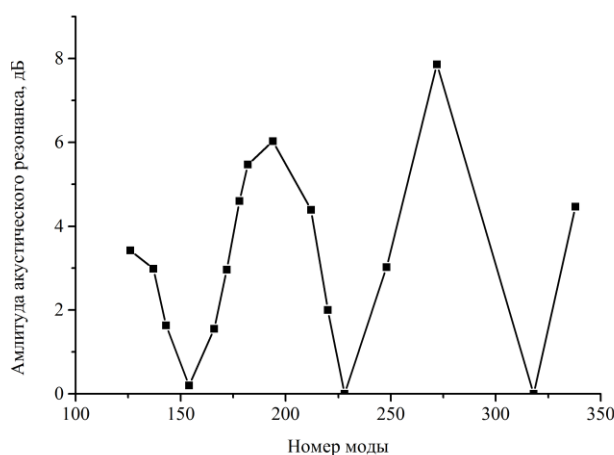


Рис.2.10. Амплитуды пиков магнитоакустических резонансов в зависимости от номера акустической моды

При этом в минимумах возбуждения магнитоакустических резонансов амплитуды узкополосных пиков спадали до нуля.

При касательном намагничивании пленочного резонатора в целом наблюдалась аналогичная картина. Отличие состояло в том, что характер пиков пленочного ЖИГ резонатора существенно зависел от уровня мощности входного сигнала. С ростом мощности глубина пиков заметно уменьшалась, а ширина увеличивалась. При входной мощности $P_0 = -15$ дБм резонансные пики высших мод ЖИГ резонатора практически полностью размывались, а в полосе частот оставшегося пика первой моды возникали узкополосные пики, которые

также следовали с равными интервалами $\Delta f_A \approx 4.9$ МГц, как показано на рис.2.11.

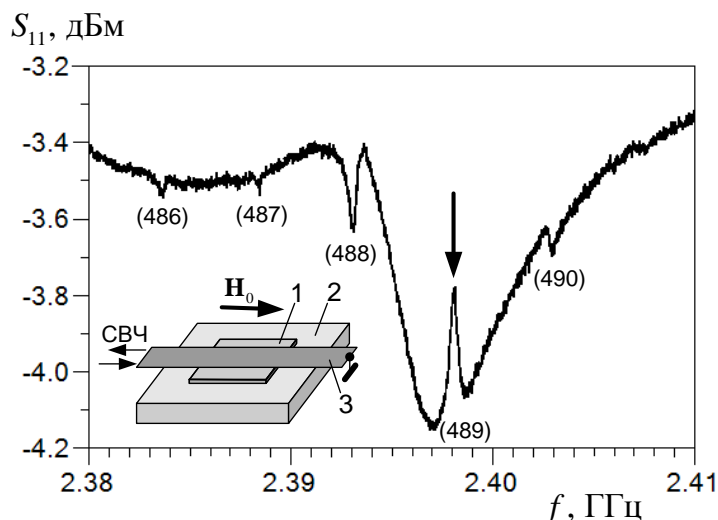


Рис.2.11. Амплитудно-частотная характеристика первой резонансной моды ЖИГ резонатора при входной мощности СВЧ сигнала $P_0 = -15$ дБм.

Намагничивающее поле $H_0 = 320$ Э. В скобках указаны номера мод магнитоакустических резонансов. На вставке конструкция экспериментального макета: 1 – пленка ЖИГ; 2 – подложка ГГГ; 3 – микрополосковый преобразователь МСВ.

Геометрия касательного намагничивания была удобна для применения оптического метода визуализации пространственного распределения колебаний – метода мандельштам-бриллюэновской спектроскопии (МБС) [91-102]. В данной работе метод МБС использовался для отдельной (последовательной) визуализации пространственного распределения интенсивности связанных магнитных колебаний в пленке ЖИГ и чисто упругих колебаний в подложке ГГГ.

Для последовательной визуализации использовалась методика МБС в конфигурации отраженного светового потока. Проводилась серия измерений интенсивности неупругого рассеяния света в точках фокусировки лазерного луча. Для измерения интенсивности магнитных колебаний луч лазера фокусировался на поверхности пленки ЖИГ со стороны прозрачной подложки ГГГ, как показано на рис.2.12.а. Для измерения интенсивности упругих колебаний – на поверхности подложки ГГГ, как показано на рис.2.12.б. рассеянные на магнитных и упругих колебаниях потоки также различались

поляризацией света. Локальность точечных измерений определялась диаметром пятна фокусировки $\sim 25\mu\text{м}$, и глубиной перетяжки $\sim 10\mu\text{м}$.

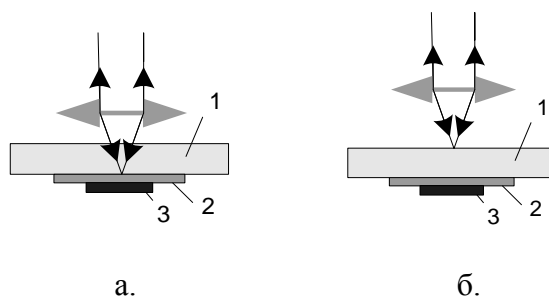


Рис.2.11. Фокусировка лазерного луча для отдельной визуализации магнитных (а) и акустических (б) колебаний в пленочной структуре ЖИГ-ГГГ.
1 – подложка ГГГ, 2 – пленка ЖИГ, 3 – микрополосковый преобразователь.

Координаты точек измерений задавались механизмом сканирования лазерного луча. Измерения проводились в 100 равноудаленных точках плоскости пленки ЖИГ, по 10 вдоль координат x, y . По точкам измерений строился трехмерный график распределения интенсивности рассеянного потока света $I_n^2(x, y)$, который адекватно отражал распределение интенсивности магнитных и упругих колебаний в заданных плоскостях измерений.

На рис.2.12 представлены результаты отдельной визуализации магнитных и упругих колебаний, которые проводились на центральной частоте магнитоакустического резонанса $f_n = 2398\text{МГц}$, соответствующей номеру резонансной моды $n = f_n / \Delta f \approx 489$ (на рис.2.11 частота f_n отмечена стрелкой).

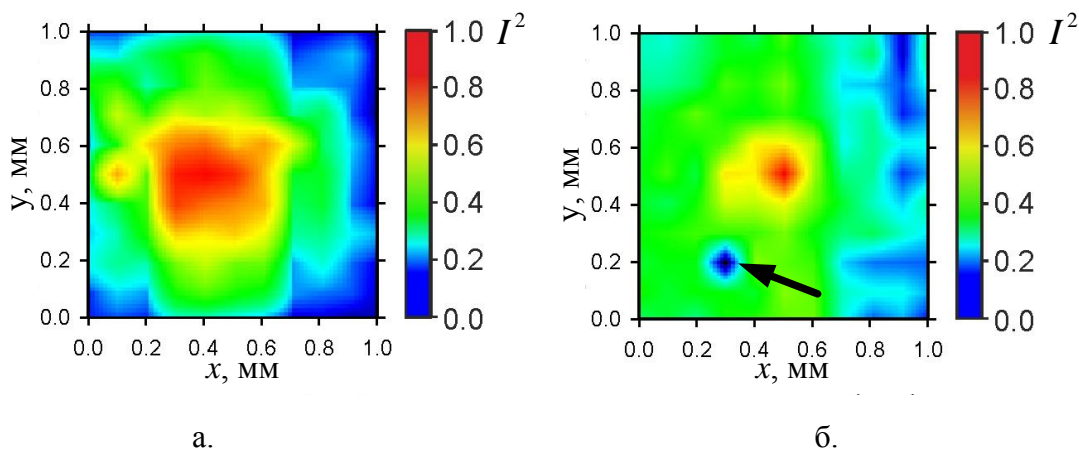


Рис.2.12. Распределение интенсивностей связанных магнитных (а) и акустических (б) колебаний в пленочной структуре ЖИГ-ГГГ.

На графиках рис.2.12 хорошо видно, что распределения в плоскости магнитных и упругих колебаний имеют довольно значительные искажения симметрии. При этом область акустических резонансов (рис.2.12.b) оказалась значительно уже области наблюдения магнитных резонансов (рис.2.12.a). Помимо этого, на графике рис.2.12.b было обнаружено пятно отсутствия упругих колебаний (отмечено стрелкой), которое никак не коррелировало с распределением магнитных колебаний в пленке ЖИГ.

Для сравнения были проведены аналогичные измерения на ближайшей частоте $f = 2364$ МГц вне полосы магнитоакустического резонанса. Как и ожидалось, на этой частоте акустические резонансы в подложке ГГГ практически отсутствовали. При этом на графике распределения магнитных колебаний возникали незначительные изменения. Дополнительно были проведены измерения на половинной частоте магнитоакустического резонанса $f_n/2$. Здесь также наблюдалось возбуждение магнитных и упругих колебаний, но эти колебания не имели ярко выраженного резонансного характера.

2.2. Обработка результатов измерений и обсуждение результатов эксперимента.

В наших экспериментах мы использовали селекцию частот магнитоакустических резонансов только в полосе первой моды пленочного резонатора. При этом все высшие моды ЖИГ резонатора были значительно подавлены. Во-первых, потому, что диссипативные процессы в большей мере снижали интенсивность возбуждения коротковолновых МСВ, резонансы которых обуславливали возбуждение высших ширинных мод пленочного резонатора. Во-вторых, высшие ширинные моды возбуждались значительно слабее из-за использования широких микрополосковых преобразователей. В-третьих, все четные (несимметричные) моды пленочного резонатора, начиная со второй, практически не возбуждались из-за симметричного расположения преобразователя. В тоже время, симметричное расположение преобразователя

способствовало максимально эффективному возбуждению первой резонансной моды пленочного резонатора. Что касается толщинных мод пленочного резонатора, то, как следует из опыта, эти моды возбуждались еще слабее и практически не наблюдались в наших экспериментах.

Для возбуждения только одной выделенной моды магнитоакустического резонанса достаточно было выполнения двух условий. Во-первых, частота акустического резонанса должна строго совпадать с частотой первой моды пленочного ЖИГ резонатора. Во-вторых, интервал следования акустических резонансов $\Delta f_a = v_{st}/(2D)$, где $v_{st} = 3.57 \cdot 10^5$ см/с - скорость поперечного звука ГГГ, должен быть больше половины ширины полосы первой моды пленочного резонатора Δf_m . В нашем случае наблюдаемая ширина линии пленочного резонатора не превышала $\Delta f_M \approx 10$ МГц (см. рис.2.6). Исходя из этого, нетрудно было рассчитать требуемую толщину структуры ЖИГ-ГГГ $D \leq v_{st}/\Delta f_M \approx 357$ мкм. В наших образцах толщина структуры была несколько больше $D \approx 371$ мкм. Поэтому на краях полосы пленочного резонатора можно было наблюдать слабое возбуждения соседних мод магнитоакустического резонанса.

По результатам серии измерений S-параметров на выбранных частотах магнитоакустического резонанса рассчитывались добротности и коэффициенты связи магнитных и акустических резонансов. Для этого использовалась методика работы [103], которая была основана на обработке амплитудно-фазовых характеристик, построенных на круговых диаграммах Смита. В данной работе эта методика была модифицирована для случая связанных магнитоакустических резонансов.

Методика извлечения из диаграммы Смита искомым характеристик иллюстрируется на рис.2.13. Здесь большая петля характеризует чисто магнитный резонанс в пленке ЖИГ, малые петли, расположенные внутри большой, характеризовали акустические резонансы структуры ЖИГ-ГГГ, возбуждаемые в полосе частот пленочного резонатора.

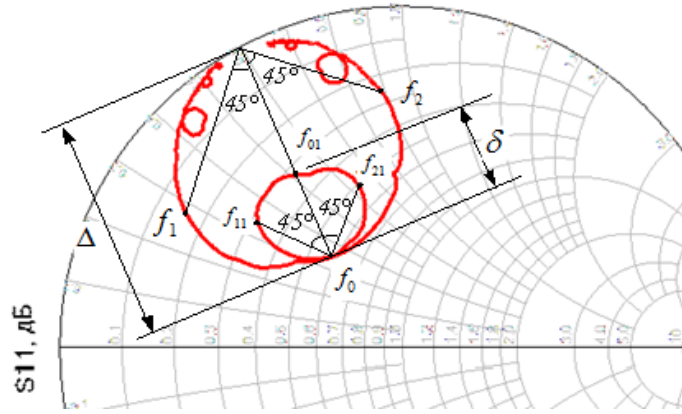


Рис.2.13. Иллюстрация метода определения нагруженной добротности и коэффициента магнитоупругой связи из диаграммы Смита.

Для определения нагруженной добротности чисто магнитного резонанса проводились следующие построения. Из точки узла большой резонансной петли на диаграмме Смита проводилась прямая, проходящая через центр петли до пересечения в точке f_0 . Из той же точки проводились еще две прямые под углом 45° к проведенной прямой, которые пересекались с петлей в точках f_1 и f_2 . Значения частот в точках f_0, f_1, f_2 определялись из таблиц S-параметров и подставлялись в формулу для вычисления нагруженной добротности плечного резонатора

$$Q_{R0} = \frac{f_0}{f_2 - f_1}. \quad (2.2)$$

Далее измерялся диаметр петли Δ , который подставлялся в формулу для расчета коэффициента связи плечного резонатора с микрополосковым преобразователем

$$\sigma_M = \frac{\Delta}{2R - \Delta}. \quad (2.3)$$

Здесь $R=1$ - единичный радиус окружности диаграммы Смита. Собственная (ненагруженная) добротность плечного резонатора определялась по формуле

$$Q_{M0} = (1 + \sigma_0) Q_{R0}. \quad (2.4)$$

Результаты расчета частотной зависимости $Q_{MR}(f)$, $Q_{M0}(f)$ и $\sigma_M(f)$ представлены на рис.2.14.

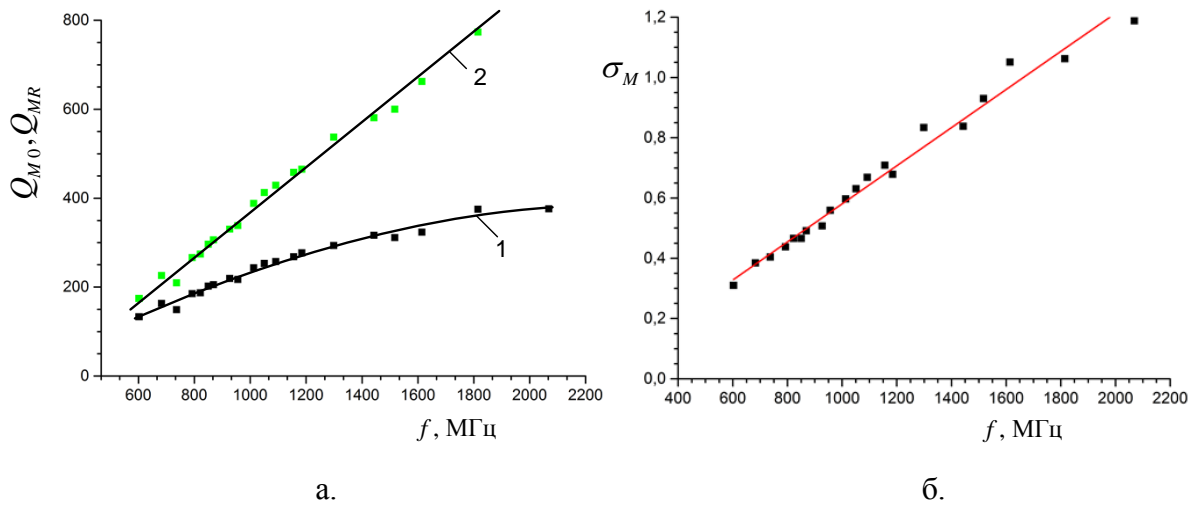


Рис.2.14. Частотные зависимости добротности (а) и коэффициента связи (б) пленочного ЖИГ резонатора. Кривая 1 – нагруженная добротность, кривая 2 – собственная добротность.

Видно, что с ростом частоты возбуждения пленочного резонатора его собственная добротность $Q_{M0}(f) = \frac{f}{\gamma \Delta H}$ возрастала практически по линейному закону. Линейный характер зависимости $Q_{M0}(f)$ можно было объяснить постоянством ширины линии ферромагнитного резонанса ΔH . Относительное снижение нагруженной добротности Q_{MR} объяснялось увеличением нагруженности резонатора с ростом коэффициента связи ЖИГ резонатора с внешним СВЧ трактом σ_M .

Аналогичными построениями (см. рис.2.13) определялись значения частот f_{01} , f_{11} , f_{21} и диаметр петли δ для связанного акустического резонатора. По измеренным данным рассчитывались нагруженная добротность

$$Q_{AR} = \frac{f_{01}}{f_{21} - f_{11}}, \quad (2.5)$$

коэффициент магнитоупругой связи

$$\sigma_A = \frac{\delta}{\Delta - \delta} \quad (2.6)$$

и собственная добротность акустического резонатора

$$Q_{A0} = (1 + \sigma_A) Q_{AR} \quad (2.7)$$

Измерения проводились на дискретных частотах магнитоакустических резонансов $f_n = n\Delta f_A$. Поэтому графики нагруженной добротности $Q_{AR}(n)$ и коэффициента магнитоупругой связи $\sigma_A(n)$ строились в зависимости от номера моды n , как показано на рис.2.15

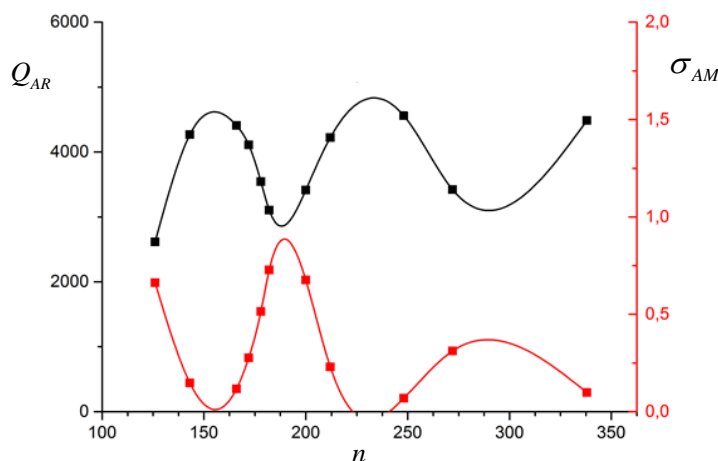


Рис.2.15. Нагруженная добротность и коэффициент магнитоупругой связи акустического резонатора.

Видно, что коэффициент магнитоупругой связи нагруженная добротность связанного акустического резонатора имеют немонотонную (осциллирующую) зависимость от номера моды. На частотах минимума коэффициента связи его значения спадали до нуля. При этом нагруженная добротность достигала максимальных значений, практически совпадающих с собственной добротностью акустического резонатора.

Для выяснения причин осцилляций коэффициента магнитоупругой связи $\sigma_A(n)$ достаточно было сопоставить пространственные распределения амплитуд магнитных колебаний в пленочном ЖИГ резонаторе

$$h(x, y, z) \sim \sin\left(\frac{\pi}{L}x\right) \sin\left(\frac{\pi}{L}y\right) \sin\left(\frac{\pi}{L}z\right) \quad (2.8)$$

и амплитуд упругих смещений в структуре ЖИГ-ГГГ

$$u_n(x, y, z) \sim \sin\left(\frac{\pi}{L}x\right) \sin\left(\frac{\pi}{L}y\right) \sin\left(\frac{n\pi}{D}z\right). \quad (2.9)$$

В выражении (2.8) полагалось, что на краях и на поверхностях пленки ЖИГ закрепление спинов полностью отсутствует. В выражении (2.9) полагалось, что акустическая нагрузка структуры ЖИГ-ГГГ также отсутствует.

Из выражений (2.8) следует, что распределение интенсивности магнитных колебаний в плоскости пленочного резонатора характеризуется сильной неоднородностью

$$h^2(x, y) \sim \left[\sin\left(\frac{\pi}{L}x\right) \sin\left(\frac{\pi}{L}y\right) \right]^2 \quad (2.10)$$

Характер этой неоднородности представлен на графике рис.2.18.

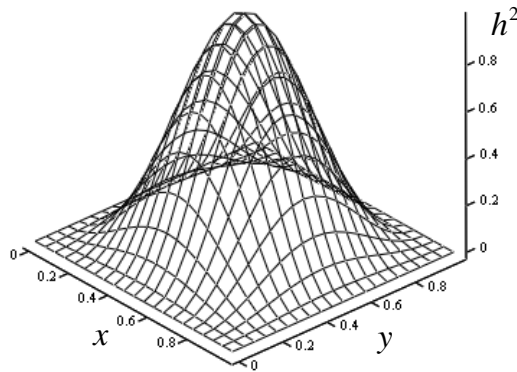


Рис.2.16. Распределение интенсивностей магнитных колебаний в плоскости пленочного ЖИГ резонатора.

В тоже время, из сравнения (2.8) и (2.9) следует, что различие распределений амплитуд магнитных и упругих колебаний имеется только в z -направлении (по толщине пленки ЖИГ)

$$h(z) \sim \sin\left(\frac{\pi}{d}z\right), \quad u_n(z) \sim \cos\left(\frac{n\pi}{D}z\right). \quad (2.11)$$

Для примера на рис.2.17 представлены эпюры колебаний первой толщинной моды пленочного резонатора и акустической моды с номером $n = 200$.

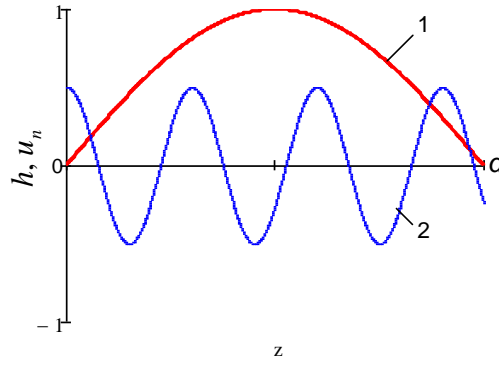


Рис.2.17. Эпюры толщинной моды пленочного резонатора (кривая 1) и акустической моды (кривая 2).

В расчетах использовались значения толщины пленки ЖИГ $d = 11.5$ мкм и толщины структуры ЖИГ-ГГГ $D = 371$ мкм.

Видно, что в общем случае эпюры магнитных и упругих колебаний не совпадают, но учитывая, что магнитоупругое взаимодействие осуществляется в пределах толщины пленки ЖИГ, нетрудно было сделать оценку интеграла перекрытия

$$\Phi \sim \int_0^d h(z)u_n(z) dz, \quad (2.12)$$

который адекватно отражал характер зависимости коэффициента магнитоупругой связи σ_A . Подставляя в (2.12) выражения (2.11) и проведя интегрирование в пределах толщины пленки ЖИГ, нетрудно было получить выражение интегрального коэффициента магнитоупругой связи резонаторов в зависимости от номера акустической моды n

$$\sigma_A(n) \sim \frac{2D^2d}{\pi(D^2 - d^2n^2)} \cos^2\left(\frac{n\pi d}{2D}\right). \quad (2.13)$$

Из выражения (2.13) следует, что коэффициент магнитоупругой связи и, соответственно должен иметь осциллирующий характер. Это подтверждается расчетами модуля коэффициента связи $|\sigma_A(n)|$, которые представлены на рис.2.18.

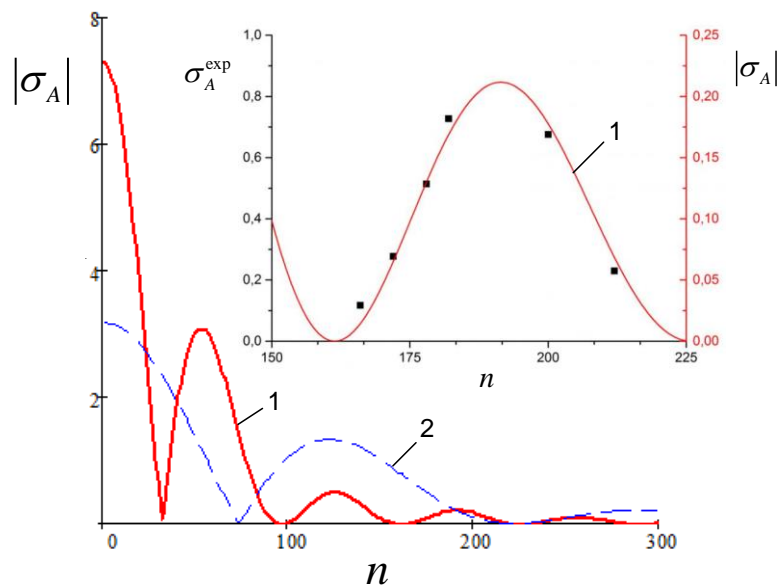


Рис.2.18. Зависимость интегрального коэффициента магнитоупругой связи от номера акустической моды структуры ЖИГ-ГТГ.

Кривая 1 на рис.2.18 была рассчитана при следующих значениях толщин $d=11.5\text{мкм}$, $D=371\text{мкм}$, кривая 2 – при $d=5\text{мкм}$, $D=371\text{мкм}$. На вставке рис.2.18 представлен увеличенный фрагмент кривой 1, где точками отмечены значения $\sigma_A^{\text{exp}}(n)$, полученные из эксперимента (см. рис.2.15). Видно, что при соответствующем подборе масштабов оси ординат, экспериментальные точки с хорошей точностью ложатся на расчетную кривую. Также видно, что период осцилляций модуля интегрального коэффициента магнитоупругой связи существенно зависит от соотношения толщин пленки ЖИГ и всей структуры ЖИГ-ГТГ, причем эта зависимость во многом определяется количеством полуволен упругих колебаний укладывающихся по толщине пленки ЖИГ.

В наших экспериментах при нормальном намагничивании пленочного резонатора в диапазоне частот $f \approx 600\text{--}1600\text{МГц}$ можно было наблюдать возбуждение магнитоакустических резонансов с номерами $n = f/\Delta f_a \approx 122\text{--}326$. При этом длина акустической волны составляла $\lambda_{st} = 2D/n \approx 6.0\text{--}2.3\text{мкм}$ и по толщине пленки могло укладываться $k = 2d/\lambda_{st} \approx 4\text{--}11$ акустических полуволен.

При касательном намагничивании на выбранной резонансной частоте $f = 2398 \text{ МГц}$ длина акустической волны составляла $\lambda_{st} \approx 1.5 \text{ мкм}$ и по толщине пленки укладывалось $k \approx 17$ полуволн. При таких значениях k интеграл перекрытия для связанных типов волн был очень мал, а это, с учетом слабой магнитострикции пленки ЖИГ, обуславливало еще более слабое излучение звука в подложку ГГГ. В тоже время для возбуждения магнитоакустических резонансов требовалось некоторое превышение мощности излучения звука над мощностью акустических потерь. В наших образцах акустические потери были снижены до предела, но и в этом случае требовалась достаточно сильная накачка пленочного ЖИГ резонатора.

При повышении мощности входного СВЧ сигнала в пленке развивались нелинейные процессы, которые вносили дополнительные потери и снижали добротность магнитных резонансов. Наиболее ярко это проявлялось при касательном намагничивании пленочного резонатора. В этом случае в пленке возникали трехмагنونные распады, которые порождали колебания на половинной частоте и имели низкие пороги [92]. При этом только часть энергии магнитных колебаний расходовалась на излучение звука. Поэтому при касательном намагничивании пленки ЖИГ возбуждение магнитоакустических резонансов можно было наблюдать только при достаточно высоком уровне входного сигнала в максимуме интенсивности магнитных колебаний. Это подтверждалось значительным сужением области визуального наблюдения акустических резонансов в подложке ГГГ.

Нарушение симметричности областей возбуждения магнитных (рис.2.12.а) и упругих резонансов (рис.2.12.б) можно было объяснить магнитной неоднородностью пленки ЖИГ и, возможно, влиянием экранирования пленки микрополосковым преобразователем. Появление пятна отсутствия упругих резонансов на рис.2.12.б могло быть вызвано внутренним дефектом подложки ГГГ.

2.3. Компьютерное моделирование магнитоакустического генератора СВЧ.

В данном подразделе ставилась задача компьютерного моделирования автогенератора при включении магнитоакустического резонатора в цепь обратной связи.

Компьютерное моделирование проходило в два этапа. На первом этапе строилась эквивалентная модель магнитоакустического резонатора, которая полностью воспроизводила характеристики экспериментальных образцов. На втором этапе разрабатывалась электрическая схема магнитоакустического генератора, моделировались колебательные процессы в этой схеме. Рассчитывались характеристики выходного сигнала автогенератора. При этом особое внимание уделялось расчетам фазовых шумов генератора.

Компьютерное моделирование осуществлялось в системе ADS фирмы Agilent [104]. Эта система позволяла осуществлять полный цикл проектирования электронных схем, включая моделирование процессов развития колебаний, моделирование электромагнитных полей в заданной топологии печатной платы, а также расчет характеристик выходного сигнала с учётом влияния паразитных параметров печатной платы.

Эквивалентная модель однопортового магнитоакустического резонатора представлялась в виде двух индуктивно связанных параллельных колебательных контуров, возбуждаемых микрополосковым преобразователем, как показано на рис.2.19.

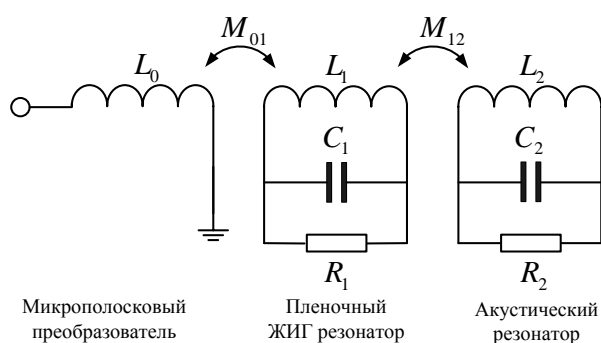


Рис.2.19. Эквивалентная модель магнитоакустического резонатора на сосредоточенных элементах.

Индуктивность микрополоскового преобразователя была измерена в ходе эксперимента и составляла $L_0 = 5.2 \text{ нГ}$. В задачу моделирования входило определение коэффициентов индуктивной связи M_{01}, M_{12} и номиналов сосредоточенных элементов контуров L_1, C_1, R_1 и L_2, C_2, R_2 , при которых расчетные характеристики электрической модели совпадали с экспериментальными данными.

Подбор номиналов сосредоточенных элементов электрической модели магнитоакустического резонатора осуществлялся методом варьирования и последовательного приближения. В результате был получен набор значений $M_{01} = 0.063$, $M_{12} = 0.0028$, $L_1 = 4 \text{ нГ}$, $C_1 = 7.801 \text{ пФ}$, $R_1 = 7.5 \text{ КОм}$, $L_2 = 8 \text{ нГ}$, $C_2 = 4.172 \text{ пФ}$, $R_2 = 298 \text{ КОм}$ при которых достигалось наилучшее совпадение расчетных и экспериментальных характеристик. Сравнение характеристик осуществлялось сопоставлением расчетных и экспериментальных кривых, полученных в подразделе 2.2 (см. рис.2.7 и рис.2.8).

На рис.2.20 и рис.2.21 представлены расчетные и экспериментальные кривые амплитудно-частотной, фазочастотной и амплитудно-фазовой характеристики магнитоакустической моды на частоте $f_0 = 869.5 \text{ МГц}$.

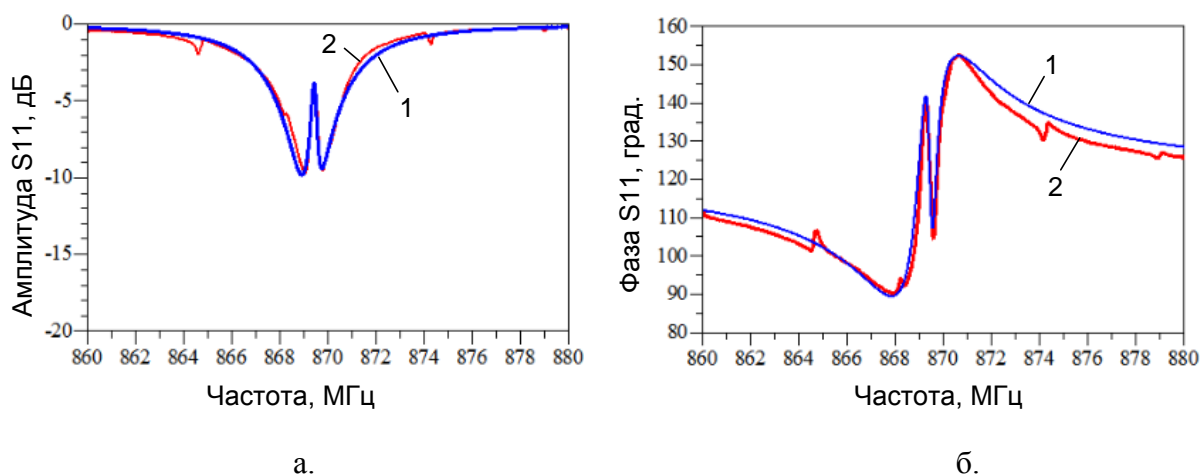


Рис.2.20. Амплитудно-частотная (а) и фазочастотная (б) характеристики магнитоакустического резонатора.

Кривые 1 – эквивалентная модель, кривые 2 – эксперимент.

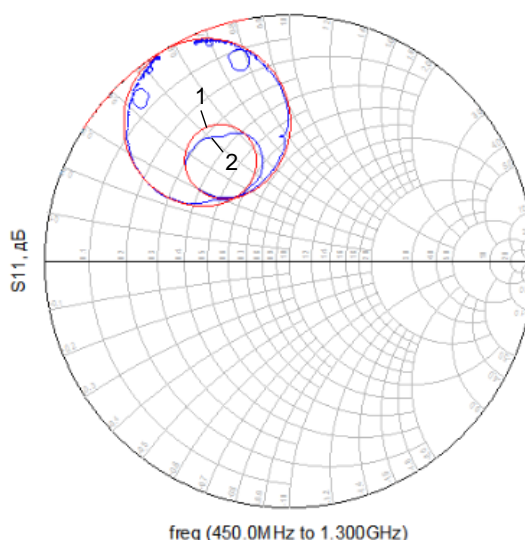


Рис.2.21. Амплитудно-фазовая характеристика магнитоакустического резонанса.
Кривая 1 – эквивалентная модель, кривая 2 – эксперимент.

Видно, что на всех трех графиках расчетные и экспериментальные кривые с хорошей точностью совпадают. Это означает, что эквивалентная модель верна и значения подобранных параметров соответствуют реальным характеристикам магнитоакустического резонатора.

Однако использование одно-портового магнитоакустического резонатора в качестве частотно задающего элемента автогенератора оказалось весьма проблематичным. Трудность состояла в том, что классическая схема генератора с общей базой или общим коллектором не позволяла вызвать генерацию СВЧ сигнала на центральной частоте магнитоакустического резонанса. Генерация возникала на боковых частотах в точках минимума отраженного сигнала (см. рис.2.20.а.), где амплитудные условия запуска автогенератора выполнялись наилучшим образом.

Для преодоления возникших трудностей было предложено использовать двухпортовый магнитоакустический резонатор и кольцевую схему автогенератора.

Конструктивно двухпортовый резонатор проходного типа может быть выполнен на основе двухплечной структуры ЖИГ-ГГГ-ЖИГ, как показано на рис.2.22.

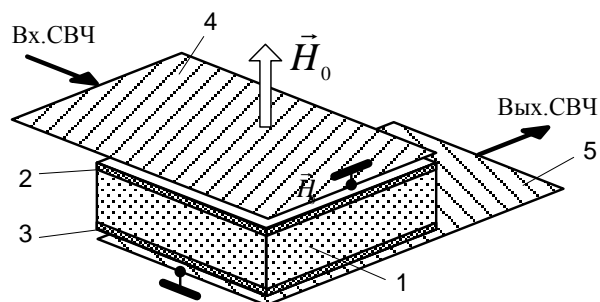


Рис.2.22. Конструкция двухпортового магнитоакустического резонатора.
1 – подложка ГГГ; 2,3 – пленка ЖИГ; 4,5 – микрополосковые преобразователи.

Ортогональное расположение микрополосковых преобразователей устраняло паразитную индуктивную связь преобразователей.

Эквивалентная модель двухпортового магнитоакустического резонатора представлена на рис.2.23.

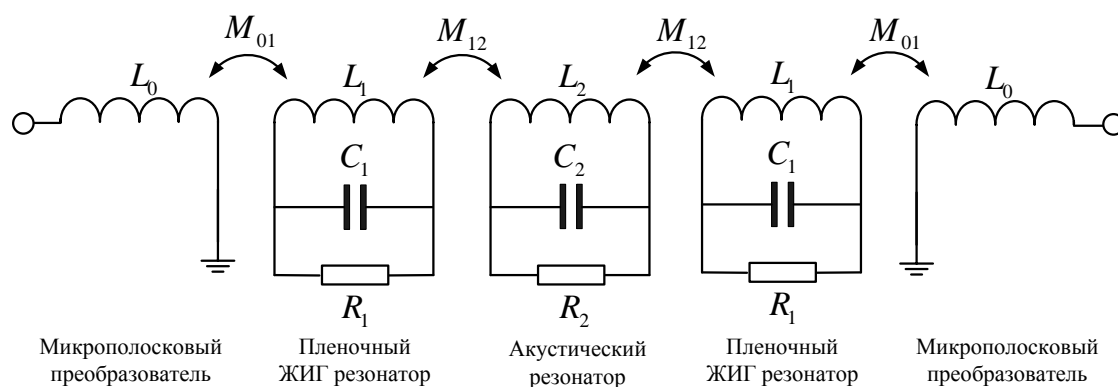
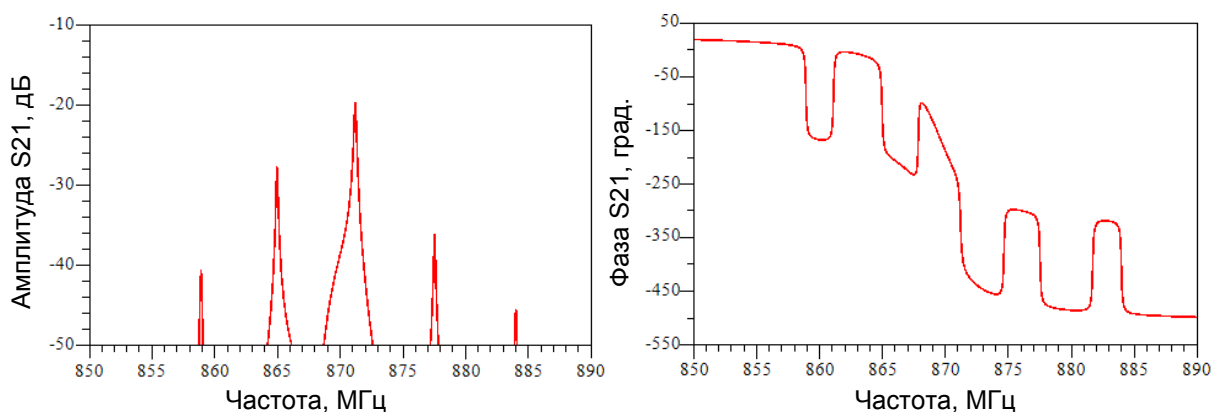


Рис.2.23. Эквивалентная модель двухпортового магнитоакустического резонатора на сосредоточенных элементах.

На рис.2.24 представлены амплитудно-частотная и фазочастотная характеристики прошедшего сигнала эквивалентной модели двухпортового магнитоакустического резонатора, которые были рассчитаны при использовании значений номиналов, как на рис.2.20 и рис.2.21. Видно, что в такой модели резонатора амплитудные и фазовые условия возбуждения автогенератора могут выполняться только на одной центральной частоте магнитоакустического резонанса $f_0 = 869.5 \text{ МГц}$.



а.

б.

Рис.2.24. Амплитудно-частотная (а) и фазочастотная (б) характеристики электрической модели двухпортового магнитоакустического резонатора.

Ниже приведены результаты моделирования выходного сигнала транзисторного автогенератора, выполненного по кольцевой схеме, как показано на рис.2.25.

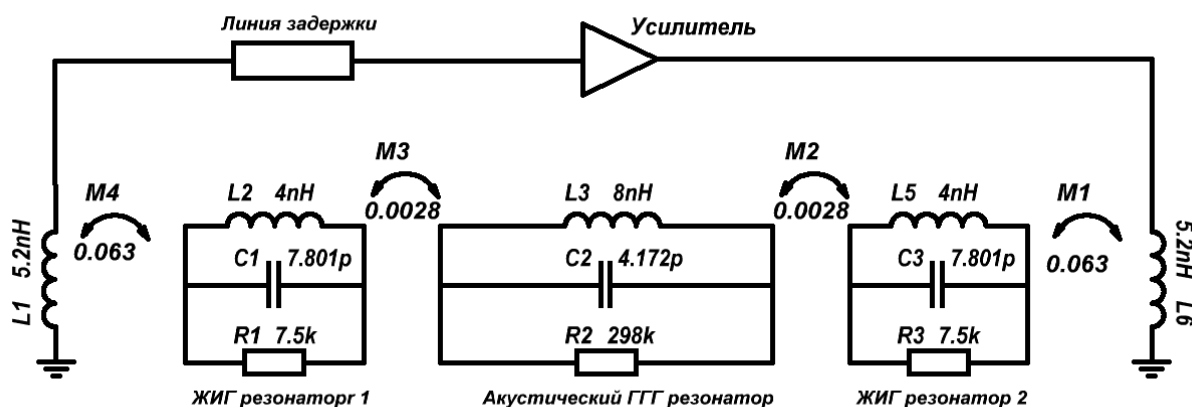


Рис.2.25. Блок-схема магнитоакустического автогенератора.

В расчетах характеристик выходного сигнала магнитоакустического генератора использовались модель интегральной микросхемы широкополосного СВЧ усилителя MGA-13116 фирмы Avago [105]. Максимальное усиление в диапазоне частот 0.4-1.5ГГц составляло 38дБм. Коэффициент шума не превышал 0.5дБ. При таких значениях параметров микросхемы рассчитывались характеристики выходного сигнала генератора.

На рис.2.26 представлена временная реализация выходного сигнала магнитоакустического автогенератора, выполненного по схеме рис.2.25.

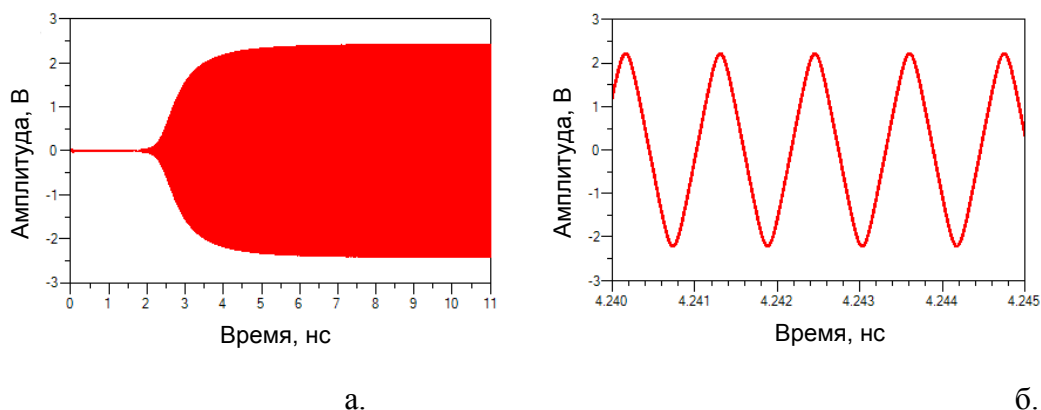


Рис.2.26. Временная реализация выходного сигнала магнитоакустического генератора. а – переходные процессы с момента запуска, б – фрагмент временной реализации в установившемся режиме генерации.

На рис.2.27 представлен спектр выходного сигнала генератора

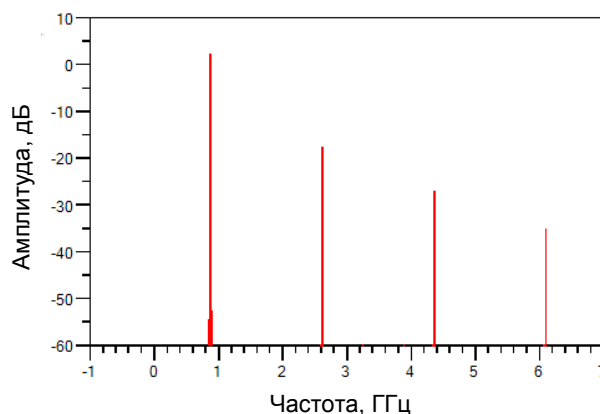


Рис.2.27. Спектр выходного сигнала магнитоакустического генератора.

Видно, что высшие гармоники генерируемого сигнала подавлены более чем на 20 дБ.

Наибольший интерес представляли расчеты фазовых шумов магнитоакустического генератора. Расчеты фазовых шумов были проведены двумя различными методами. Первый метод состоял в моделировании генератора во временной области и расчете фазового шума методом гармонического баланса. Этот метод был встроен в модуль расчета фазового шума системы ADS. Второй метод был основан на расчетах фазового шума по формуле Лисона [106]:

$$L(\Delta\omega) = 10 \log \left[\frac{2FkT}{P_{sig}} \left(1 + \left(\frac{\omega_0}{2Q\Delta\omega} \right)^2 \right) \left(1 + \frac{\omega_c}{\Delta\omega} \right) \right], \quad (2.14)$$

где ω_0 – частота несущей, $\Delta\omega$ – отстройка от несущей, P_{sig} – мощность сигнала, F – обобщенный коэффициент шума устройства, k – постоянная Больцмана, T – температура, Q – добротность, ω_c – верхняя частота отсечки фликкер шума.

Результаты расчетов фазовых шумов представлены на рис.2.28.

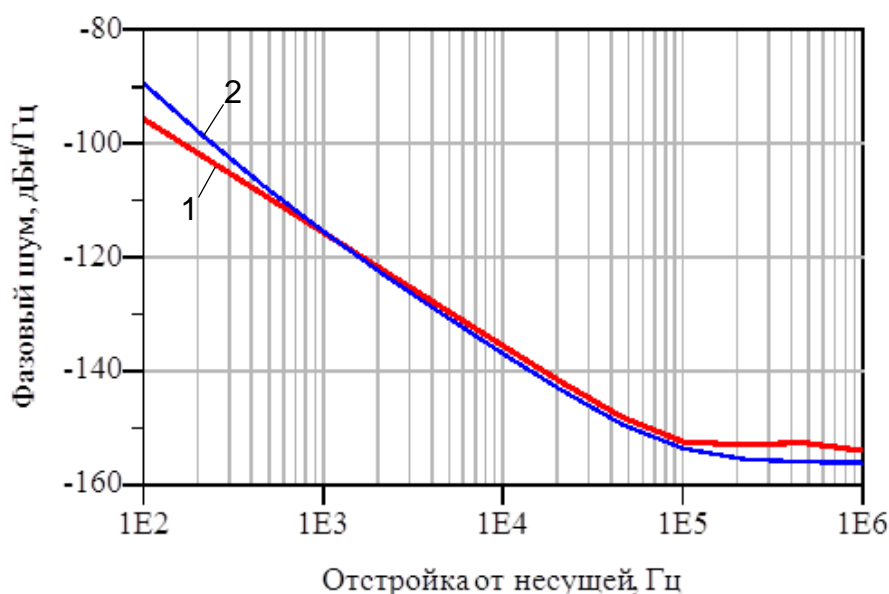


Рис.2.28. Фазовые шумы магнитоакустического генератора. Кривая 1 – расчет в системе ADS, кривая 2 – расчет по формуле Лисона.

Видно, что согласно расчетам фазовые шумы магнитоакустического генератора на частоте $f_0 = 869.5$ МГц не превышают -116 дБн/Гц при отстройке частоты на 1 кГц и -136 дБн/Гц при отстройке 10 кГц.

2.4. Выводы

Таким образом, в данном разделе диссертационной работы были получены следующие новые научные результаты.

1. Предложен способ селективного возбуждения заданных частот магнитоакустического резонанса в пленочной структуре ЖИГ-ГГГ. Показана возможность создания одночастотного дискретно

перестраиваемого одно портового и двух портового магнитоакустического СВЧ резонатора. Преимуществами магнитоакустических резонаторов является высокая добротность до $\sim 10^4$ и выше и отсутствие принципиальных ограничений по частоте.

2. Предложена методика определения собственной и нагруженной добротности, а также коэффициента связи магнитных резонансов в пленочном ЖИГ резонаторе и акустических резонансов в структуре ЖИГ-ГГГ. Показано, что частотная зависимость коэффициента магнитоупругой связи и добротность гибридных магнитоакустических резонансов имеет немонотонный (осциллирующий) характер. Период осцилляций существенно зависит от соотношения толщин пленки ЖИГ и подложки ГГГ.
3. Экспериментально показано, что в плоскости пленочного ЖИГ резонатора область возбуждения акустических резонансов значительно уже области магнитных резонансов. Это объясняется тем, что акустические резонансы наиболее эффективно возбуждаются в максимуме амплитуд магнитных колебаний, расположенного в центре пленочного ЖИГ резонатора.
4. Предложена электрическая модель одно и двух портового магнитоакустического резонатора в виде индуктивно связанных колебательных контуров на сосредоточенных элементах. Определены значения коэффициентов индуктивной связи и номиналы элементов контуров. Показано, что электрическая модель с хорошей точностью воспроизводит частотные, амплитудные и фазовые характеристики экспериментальных образцов магнитоакустических резонаторов.
5. Предложена компьютерная модель автогенератора СВЧ с включением двухпортового магнитоакустического резонатора в цепь обратной связи. Получены результаты компьютерного моделирования частотных, амплитудных и шумовых характеристик выходного сигнала генератора. Показано, что при использовании в модели генератора экспериментальных характеристик магнитоакустического резонатора уровень фазовых шумов

выходного сигнала на частоте $f_0 = 869.5 \text{ МГц}$ не превышает -116 дБн/Гц при отстройке частоты на 1 кГц и -136 дБн/Гц при отстройке 10 кГц .

3. ТЕМПЕРАТУРНАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ ПЛЕНОЧНЫХ ЖИГ РЕЗОНАТОРОВ И АВТОГЕНЕРАТОРОВ НА ИХ ОСНОВЕ

В предыдущем речь шла о кратковременной стабильности частоты генератора. На практике не менее важной характеристикой является долговременная стабильность, которая зависит от множества внешних факторов. В случае магнитоакустического генератора наиболее критичным фактором является температурная стабильность частоты, которая определяется температурной зависимостью частоты ЖИГ резонатора. Дрейф частоты пленочного резонатора может приводить либо к срыву генерации, либо к неконтролируемому перескоку частоты.

В данном разделе предложен способ температурной стабилизации частоты пленочных ЖИГ резонаторов за счет обратимого теплового размагничивания постоянных магнитов [107]. Показана эффективность этого способа при нормальном намагничивании пленки ЖИГ. Предложена конструкция магнитной системы со встроенной системой термостабилизации и электрической перестройкой частоты. Показана ее применимость для температурной стабилизации частоты транзисторного ЖИГ генератора.

3.1. Температурная стабилизация частоты пленочного ЖИГ резонатора. Теория.

При нормальном намагничивании изотропной пленки ЖИГ частота основной моды пленочного резонатора $f(T)$ практически совпадает с частотой нижней границы спектра МСВ

$$f(T) \approx \gamma [H_0(T) - 4\pi M_0(T)] \quad (3.1)$$

где $M_0(T)$ - намагниченность насыщения пленки ЖИГ, $H_0(T)$ - напряженность поля в рабочем зазоре магнитной системы. Из выражения (3.1) следует условие температурной стабилизации частоты $\partial f(T)/\partial T = 0$, которое удобно представить в следующем виде

$$\frac{\partial H_0(T)}{\partial T} = 4\pi M_0 \alpha_F, \quad (3.2)$$

где $M_0 = M_0(T_0)$ - намагниченность насыщения при комнатной температуре $T_0 = 20^\circ\text{C}$ и $\alpha_F = (1/M_0)(\partial M_0/\partial T)$ температурный коэффициент размагничивания (для ЖИГ: $M_0 = 140$ кГс; $\alpha_F = -0.23\%/^\circ\text{C}$ [108]).

Условие (3.2) предъявляло жесткие требования к термомагнитным свойствам постоянных магнитов, которые, однако, можно было удовлетворить, используя специально подобранную комбинацию разнородных магнитов. Для этого в конструкцию магнитной системы необходимо было ввести, как минимум, два постоянных магнита с различными коэффициентами теплового размагничивания. Помимо этого в ней должны быть предусмотрены возможности механической и электрической регулировки поля. Этим требованиям удовлетворяла магнитная система, эквивалентная схема которой представлена на Рис.3.1.

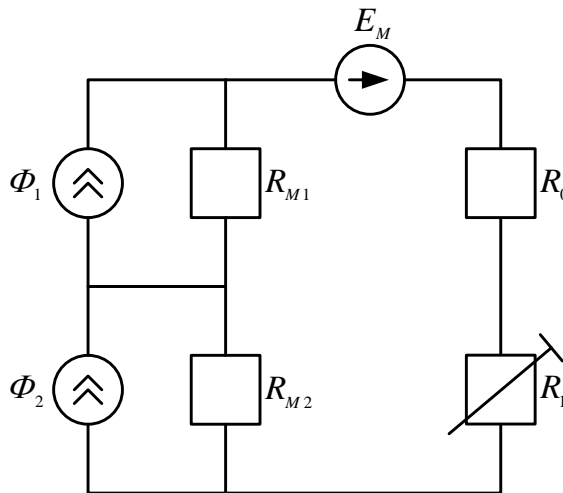


Рис.3.1. Эквивалентная схема магнитной цепи с последовательным включением постоянных магнитов.

На схеме введены обозначения: $\Phi_1(T) = B_{r1}(T)S_{M1}$ и $\Phi_2(T) = B_{r2}(T)S_{M2}$ - магнитные потоки, создаваемые первым и вторым магнитами, $B_{r1}(T), B_{r2}(T)$ и S_{M1}, S_{M2} - остаточные индукции и площади полюсов постоянных магнитов; $E_M = \pm wI$ - магнитное напряжение, создаваемое катушкой электрического

управления, I - сила тока, w - число витков катушки; $R_{M1} = l_{M1}/(\mu_0 S_{M1})$, $R_{M2} = l_{M2}/(\mu_0 S_{M2})$, $R_0 = l_0/(\mu_0 S_0)$ и $R_1 = l_1/(\mu_0 S_1)$ - магнитные сопротивления, соответственно, первого и второго магнитов, рабочего и регулировочного зазоров, l_{M1}, l_{M2}, l_0, l_1 - толщины первого и второго магнитов, рабочего и регулировочного зазоров; S_0, S_1 - площади полюсов рабочего и регулировочного зазоров; μ_0 - магнитная проницаемость воздушного зазора.

Расчет магнитной цепи Рис.3.1 проводился по правилам Кирхгофа в приближении прямоугольности петли гистерезиса и без учета полей рассеяния. В результате было получено выражение для напряженности поля в рабочем зазоре, которое при равенстве площадей $S_0 = S_1 = S_{M1} = S_{M2} = S$ имело наиболее простой вид

$$H_0(T) = \frac{B_{r1}(T)l_{M1} + B_{r2}(T)l_{M2} \pm wI\mu_0 S}{\mu_0(l_0 + l_1 + l_{M1} + l_{M2})}. \quad (3.3)$$

С учетом (3.3) условие температурной стабилизации частоты (3.2) приводилось к виду

$$\frac{\alpha_{M1}B_{r1}l_{M1} + \alpha_{M2}B_{r2}l_{M2}}{\mu_0(l_0 + l_1 + l_{M1} + l_{M2})} = 4\pi M_0 \alpha_F, \quad (3.4)$$

где $B_{r1} = B_{r1}(T_0)$, $B_{r2} = B_{r2}(T_0)$ - остаточные индукции постоянных магнитов при комнатной температуре, а $\alpha_{M1} = \frac{1}{B_{r1}} \frac{\partial B_{r1}}{\partial T}$, $\alpha_{M2} = \frac{1}{B_{r2}} \frac{\partial B_{r2}}{\partial T}$ - температурные коэффициенты остаточной индукции. Из выражения (3.4) следовало, что температурная стабилизация частоты может быть обеспечена за счет подбора толщин разнородных магнитов l_{M1}, l_{M2} . При этом остается возможность тонкой настройки системы стабилизации посредством изменения толщины регулировочного зазора l_1 . Также видно, что в выражение (3.4) не входит сила тока I . Это означает, что электрическая перестройка частоты не нарушает условие термостабилизации. С учетом последнего замечания условие (3.4) можно было переписать в виде

$$H_{0M} \frac{\alpha_{M1} B_{r1} l_{M1} + \alpha_{M2} B_{r2} l_{M2}}{B_{r1} l_{M1} + B_{r2} l_{M2}} = 4\pi M_0 \alpha_F, \quad (3.5)$$

где H_{0M} - напряженность поля в рабочем зазоре при отсутствии тока в катушке управления. Из выражения (3.5) нетрудно было получить требуемое соотношение толщин постоянных магнитов

$$\frac{l_{M1}}{l_{M2}} = \frac{B_{r2}}{B_{r1}} \cdot \frac{4\pi M_0 \alpha_F - H_{0M} \alpha_{M2}}{H_{0M} \alpha_{M1} - 4\pi M_0 \alpha_F}. \quad (3.6)$$

Однако это соотношение имело смысл только при положительной правой части, что накладывало ограничение на выбор температурных коэффициентов постоянных магнитов

$$\alpha_{M1} \leq \frac{4\pi M_0}{H_{0M}} \alpha_F \leq \alpha_{M2}. \quad (3.7)$$

Помимо этого, из (3.5) нетрудно было получить выражение для частоты стабилизации пленочного резонатора

$$f_{st} = 4\pi \gamma M_0 \frac{(\alpha_F - \alpha_{M1}) B_{r1} l_{M1} + (\alpha_F - \alpha_{M2}) B_{r2} l_{M2}}{\alpha_{M1} B_{r1} l_{M1} + \alpha_{M2} B_{r2} l_{M2}}. \quad (3.8)$$

Это выражение имело смысл только в ограниченной полосе частот

$$f_{st}^{\min} \leq f_{st} \leq f_{st}^{\max}, \quad (3.9)$$

где граничные частоты

$$f_{st}^{\min} = 4\pi \gamma M_0 \frac{(\alpha_F - \alpha_{M2})}{\alpha_{M2}}, \quad f_{st}^{\max} = 4\pi \gamma M_0 \frac{(\alpha_F - \alpha_{M1})}{\alpha_{M1}} \quad (3.10)$$

были получены при подстановках в (3.8) нулевой толщины одного из магнитов.

Аналогичные расчеты были проведены для случая параллельного включения постоянных магнитов. Полученные результаты отличались от (3.6)-(3.10) только заменой толщин постоянных магнитов l_{M1} , l_{M2} на площади полюсов S_{M1} , S_{M2} . Эта замена практически не влияла на конечные результаты. Поэтому при численном анализе достаточно было ограничиться рассмотрением случая последовательного включения постоянных магнитов.

На Рис.3.2 представлены результаты расчета частот стабилизации пленочного резонатора в зависимости от соотношения толщин самарий-

кобальтового (Sm-Co) и неодим-железо-борового (Nd-Fe-B) магнитов. В расчетах использовались справочные данные для Sm-Co: $B_{r1}=7.5\text{КГс}$, $\alpha_{M1}=-(0.03..0.05)\%/^{\circ}\text{C}$; и для Nd-Fe-B: $B_{r2}=11.2\text{КГс}$, $\alpha_{M2}=-(0.12..0.15)\%/^{\circ}\text{C}$ [109]. Кривые 1 и 2 рассчитывались при различных значениях α_{M1} и α_{M2} , выбранных в пределах интервала технологического разброса температурных коэффициентов.

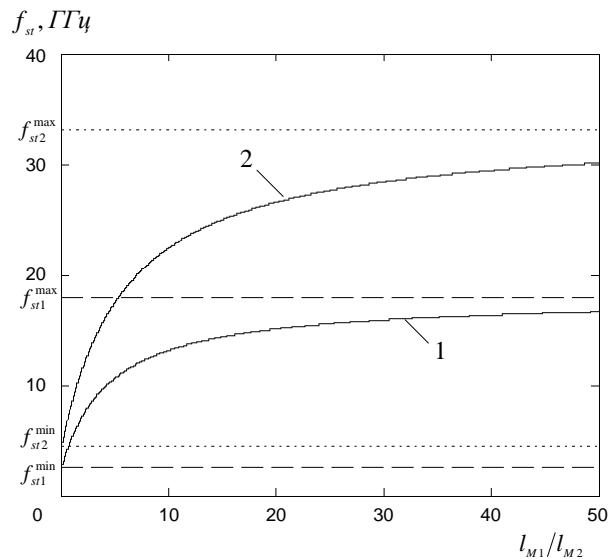


Рис.3.2. Расчетные зависимости термостабилизированных частот пленочного ЖИГ резонатора. Кривая 1: $\alpha_{M1}=-0.05\%/^{\circ}\text{C}$; $\alpha_{M2}=-0.15\%/^{\circ}\text{C}$. Кривая 2: $\alpha_{M1}=-0.03\%/^{\circ}\text{C}$; $\alpha_{M2}=-0.12\%/^{\circ}\text{C}$. Пунктирами отмечены предельные частоты для кривой 1: $f_{st1}^{\min}=2.655\text{ГГц}$, $f_{st1}^{\max}=17.924\text{ГГц}$ и кривой 2: $f_{st2}^{\min}=4.564\text{ГГц}$, $f_{st2}^{\max}=33.192\text{ГГц}$.

Видно, что индивидуальные особенности серийно выпускаемых магнитов могут проявляться в сдвиге частоты температурной стабилизации пленочного резонатора.

Другим важным фактором стабильности частоты резонатора, является защита от внешних полей, включая магнитное поле Земли, а также от шунтирующего действия окружающих стальных предметов. Это требовало введение в конструкцию магнитной системы стального экрана, который сам оказывал шунтирующее действие. При этом неизбежно возникали поля рассеяния, для расчета которых требовалось применение численных методов.

В данной работе рассматривалась цилиндрическая конструкция экранированной магнитной системы с последовательно включенными Sm-Co и Nd-Fe-B магнитами, как показано на вставке Рис.3.3. Магнитные поля в такой системе моделировались методом конечных элементов, реализованным в пакете программ Ansoft Maxwell SV.

Исходными данными для расчета топологии поля являлись: толщины самарий-кобальтового $l_{M1}=1$ мм и неодим-железо-борового магнитов $l_{M2}=2$ мм, рабочего $l_0=1$ мм и регулировочного зазоров $l_1=0; 0.5; 1; 1.5; 2$ мм; внутренний 14мм и внешний диаметры стального экрана 16мм; толщины торцевых стенок стального экрана 1.5мм; толщина цилиндрического выступа на торцевой поверхности экрана 1.5мм и толщина стального диска 0.5мм. Диаметры магнитов, рабочего и регулировочного зазоров выбирались равными 5 мм; Расчеты проводились при $\alpha_{M1}=0.05\%/^{\circ}\text{C}$ и $\alpha_{M2}=0.12\%/^{\circ}\text{C}$. Результаты расчетов представлены на Рис.3.3.

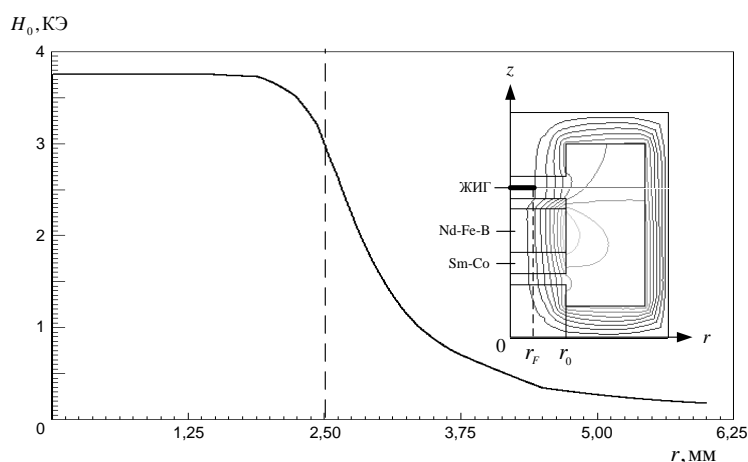


Рис.3.3. Радиальная зависимость напряженности поля в рабочем зазоре магнитной системы. Толщина регулировочного зазора составляет $l_1=0.5$ мм. На вставке: картина распределения силовых линий поля.

На графике Рис.3.3 представлена радиальная зависимость напряженности поля в рабочем зазоре $H_{0M}(r)$, рассчитанная в плоскости расположения пленочного резонатора. Пунктиром отмечен радиус полюсных наконечников $r_0=2.5$ мм. Видно, что в области расположения пленочного резонатора поле было практически однородно, его напряженность составляла $H_0=3754$ Э, что

соответствовало возбуждению резонатора на частоте 5674МГц. На вставке Рис.3.3. видно, что силовые линии поля не выходят за пределы стального корпуса. Это свидетельствует о хорошей экранировке магнитной системы.

На Рис.3.4 представлен расчет температурной зависимости частоты пленочного ЖИГ резонатора $f(T)$ при двух толщинах регулировочного зазора $l_1 = 0$ и $l_1 = 0.5$ мм.

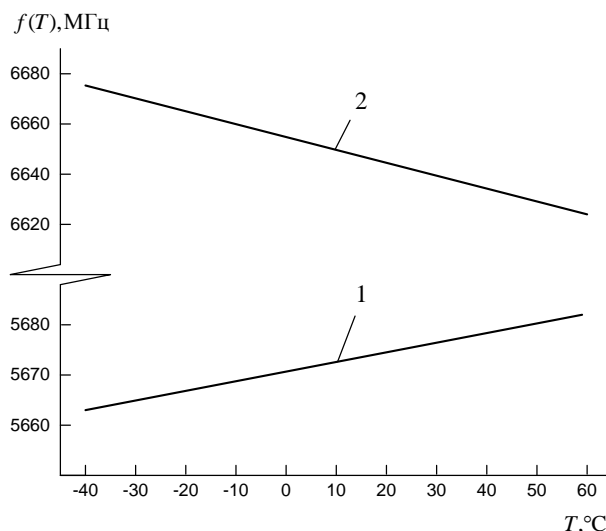


Рис.3.4. Температурные зависимости частот возбуждения пленочного ЖИГ резонатора при различных толщинах регулировочного зазора.

Кривая 1 рассчитана при $l_1 = 0.5$ мм, кривая 2 – при $l_1 = 0$

Видно, что зависимость $f(T)$ имеет линейный характер, но при этом наклон температурной зависимости $\Delta f / \Delta T$ существенно зависит от толщины регулировочного зазора.

Расчет значений $\Delta f / \Delta T$ для ряда толщин регулировочного зазора $l_1 = 0$; 0.5; 1; 1.5; 2 мм представлен на Рис.3.5. На оси абсцисс графика Рис.3.5 отмечены соответствующие частоты ЖИГ резонатора при комнатной температуре. Частота стабилизации f_{st} , соответствующая условию $\Delta f / \Delta T = 0$, располагалась в интервале частот 5673.98...6621.95 МГц, на котором функция $\Delta f / \Delta T$ меняла знак (частота f_{st} отмечена стрелкой). Частоты $f_1 = 5673.98$ МГц и $f_2 = 6621.95$ МГц соответствовали толщинам регулировочного зазора $l_1 = 0$ и $l_1 = 0.5$ мм.

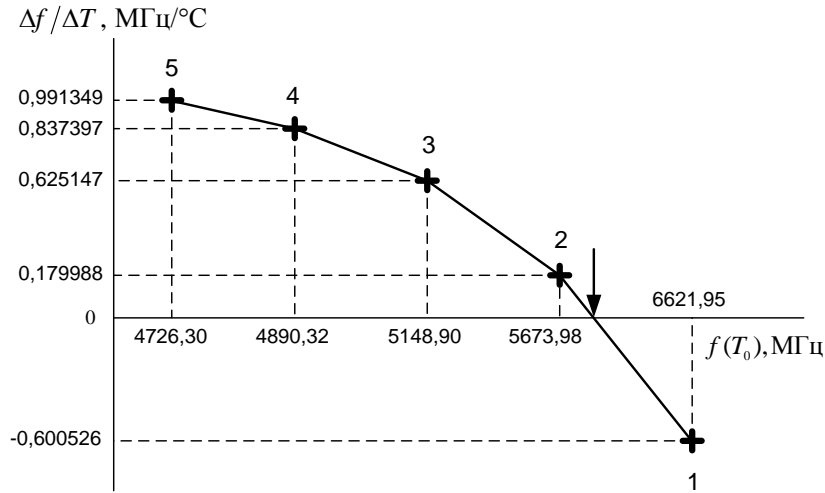


Рис.3.5. Расчет наклона температурных зависимостей частот возбуждения пленочного ЖИГ резонатора. Нумерация расчетных точек соответствует:

(1) $l_1=0$; (2) $l_1=0.5$ мм; (3) $l_1=1$ мм; (4) $l_1=1.5$ мм; (5) $l_1=2$ мм.

Исходя из этого, нетрудно было рассчитать требуемую толщину регулировочного зазора

$$l_{st} = \frac{(\Delta f_2 / \Delta T)l_1 + (\Delta f_1 / \Delta T)l_2}{\Delta f_1 / \Delta T + \Delta f_2 / \Delta T} = 0.38 \text{ мм} \quad (3.11)$$

и частоту стабилизации пленочного резонатора

$$f_{st} = \frac{(\Delta f_2 / \Delta T)f_1 + (\Delta f_1 / \Delta T)f_2}{\Delta f_1 / \Delta T + \Delta f_2 / \Delta T} = 5892.46 \text{ МГц} \quad (3.12)$$

3.2. Температурная стабилизация частоты пленочного ЖИГ резонатора. Эксперимент.

В соответствии с расчетами, раздела 1, была изготовлена магнитная система, конструкция которой представлена на Рис.3.6. Магнитное поле в рабочем зазоре создавалось парой последовательно включенных дисковых магнитов на основе Nd-Fe-B толщиной 3 мм и Sm-Co толщиной 2.5 мм. В боковом зазоре магнитной системы была установлена катушка электрического управления. Механическая регулировка поля в рабочем зазоре осуществлялась при помощи винтов, установленных на торцевых поверхностях стального

экрана. Ввод-вывод СВЧ сигнала и электропитание катушки осуществлялись через отверстия в боковой поверхности экрана.

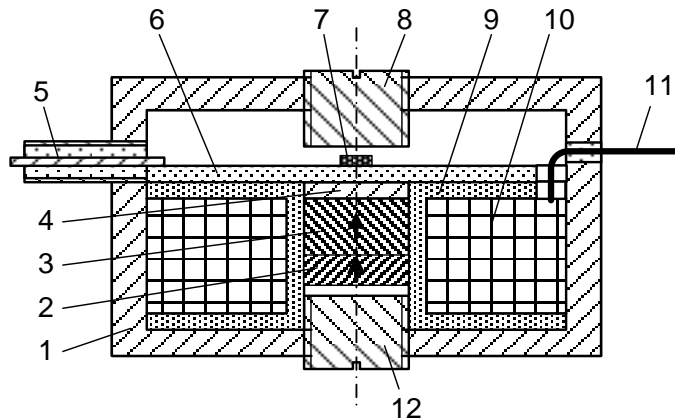


Рис.3.6. Конструкция макета магнитной системы со встроенной системой термостабилизации пленочного ЖИГ резонатора.

1- стальной экран; 2 – самарий-кобальтовый магнит; 3 – неодим-железо-боровый магнит; 4 – полюсной наконечник; 5 – ввод-вывод СВЧ сигнала; 6 – микрополосковая схема возбуждения ЖИГ резонатора; 7 – пленочный ЖИГ резонатор; 8 – первый регулировочный винт; 9 – каркас катушки электрического управления; 10 – витки катушки электрического управления; 11 – ввод электропитания катушки управления; 12 – второй регулировочный винт.

В рабочем зазоре магнитной системы устанавливался пленочный резонатор диаметром 1мм, который был изготовлен методом фотолитографии на эпитаксиальной пленке ЖИГ толщиной 20мкм. Возбуждение пленочного резонатора осуществлялось при помощи короткозамкнутого микрополоскового преобразователя шириной 0.5 мм. Резонатор располагался осесимметрично на поверхности микрополоска. На вход преобразователя подавался СВЧ сигнал. При этом на частотах возбуждения ЖИГ резонатора наблюдались пики поглощения сигнала, как показано на вставке Рис.3.7.

На рис.7 представлены результаты измерения температурной зависимости центральной частоты возбуждения ЖИГ резонатора в диапазоне температур от -100°C до $+80^{\circ}\text{C}$. Кривые 1 и 2 были получены при различных настройках магнитной системы, отличающихся только положением регулировочного винта.

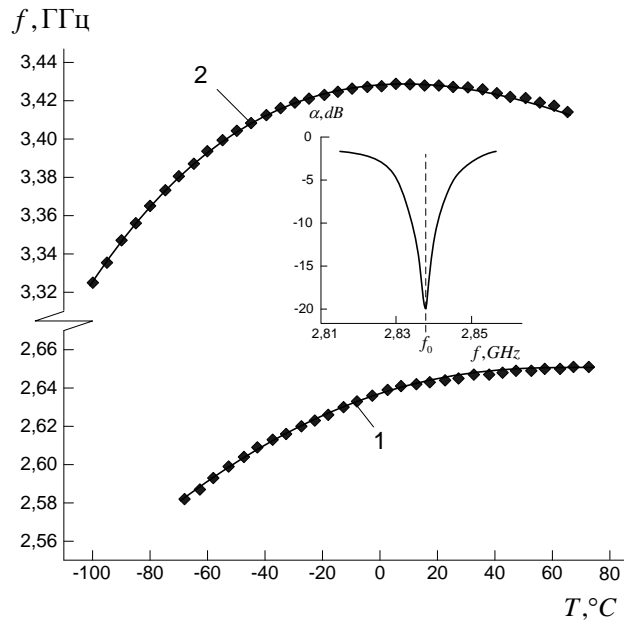


Рис.3.7. Температурные зависимости частоты пленочного ЖИГ резонатора, измеренные при различных положениях регулировочного винта.

Магнитная система содержит один Nd-Fe-B магнит. На вставке: амплитудно-частотная характеристика отраженного сигнала пленочного ЖИГ резонатора.

Видно, что в широком диапазоне температур экспериментальные зависимости $f(T)$ имели нелинейный характер, но при этом в точках перегиба экспериментальных кривых возникала достаточно широкая область стабилизации частоты резонатора. В частности, аппроксимация кривой 1 полиномом второй степени давала следующие результаты

$$f(T_1 + \Delta T) \approx 3.428 + 9.208 \times 10^{-5} \Delta T - 6.334 \times 10^{-6} \Delta T^2. \quad (3.13)$$

Из выражения (3.13) нетрудно было определить частоту стабилизации $f_{st} = f(T_1) \approx 3.428$ ГГц, где $T_1 \approx 10^\circ\text{C}$, а также линейный и квадратичный температурные коэффициенты частоты резонатора

$$\alpha_f = \frac{1}{f(T_1)} \frac{\partial f(T_1)}{\partial T} \approx 2.68 \times 10^{-3} \% / ^\circ\text{C},$$

$$\alpha_f^2 = \frac{1}{f(T_1)} \frac{\partial^2 f(T_1)}{\partial T^2} \approx -1.85 \times 10^{-4} \% / ^\circ\text{C} \quad (3.14)$$

Температурная область стабилизации плавно перестраивалась механической регулировкой частоты резонатора. В дальнейшем эта регулировка

использовалась для настройки системы стабилизации в заданном диапазоне температур.

На Рис.3.8 представлены результаты настройки и испытания системы термостабилизации в диапазоне температур 20...80°C для случаев установки в магнитной системе одного Nd-Fe-B магнита (Рис.3.8.a) и пары Nd-Fe-B и Sm-Co магнитов (Рис.3.8.b). В обоих случаях частоты стабилизации определялись экспериментальным путем по методике, описанной в разделе 1. Для этого проводились предварительные измерения (кривые 1, 2 на Рис.3.8.a,b), по формуле (3.12) рассчитывались частоты стабилизации $f_{st}=3.216\text{ГГц}$ (на Рис.3.8.a) и $f_{st}=4.332\text{ГГц}$ (на Рис.3.8.b). При настройке резонатора на эти частоты были получены кривые 3 Рис.3.8.a,b.

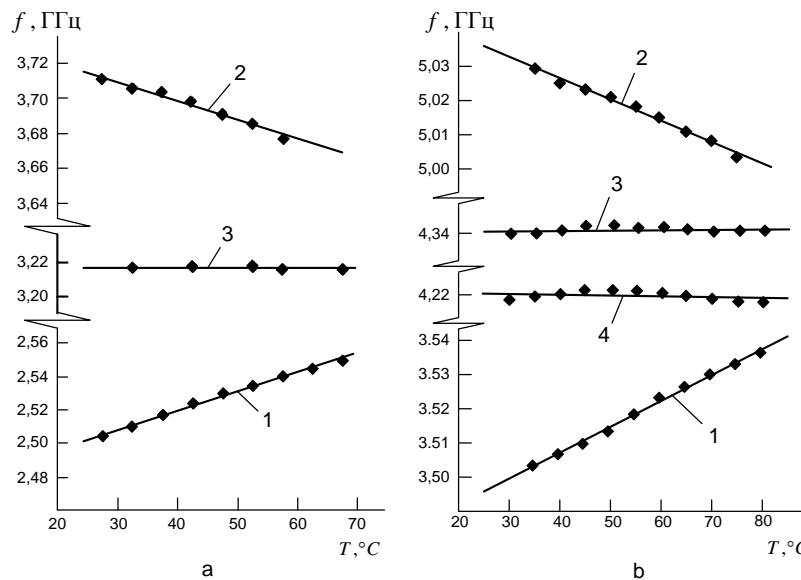


Рис.3.8. Настройка и испытание системы термостабилизации пленочного ЖИГ резонатора: (а) с одним Nd-Fe-B магнитом; (б) с двумя Nd-Fe-B и Sm-Co магнитами.

Видно, что во всем интервале температур $\Delta T \approx 60^\circ\text{C}$ дрейф частоты резонатора не превышал $\Delta f \approx \pm 4\text{МГц}$. По этим данным оценивалась температурная стабильность частоты резонатора $\Delta f / \Delta T \approx \pm 0.07\text{МГц}/^\circ\text{C}$. Для сравнения, собственный температурный дрейф частоты ЖИГ резонатора составлял $\Delta f / \Delta T \approx -4\pi M_0 \alpha_F \approx 11.5\text{МГц}/^\circ\text{C}$. Это означает, что в результате настройки системы термостабилизации стабильность частоты ЖИГ резонатора была повышена более чем на два порядка. Для достижения того же результата

методом термостатирования потребовалась бы точность поддержания температуры порядка 0.01°C .

По окончанию настройки системы термостабилизации положение регулировочного винта фиксировалось. В дальнейшем использовалась только электрическая регулировка частоты. Кривая 4 на Рис.3.8.b была получена при электрической отстройке стабилизированной частоты $f_{st}=4.332\text{ГГц}$ на $\Delta f_E = -0.134\text{ГГц}$. Из сравнения кривых 3 и 4 на Рис.3.8.b хорошо видно, что характер температурной зависимости частоты практически не изменился. Это подтверждало теоретическое предположение о том, что электрическая перестройка частоты не нарушает условие температурной стабилизации.

3.3. Моделирование транзисторного ЖИГ генератора.

Важным преимуществом предложенной конструкции магнитной системы является то, что она допускала возможность размещения внутри экрана интегрального функционального устройства. В данном подразделе эта возможность была реализована в макетах термостабильного электрически перестраиваемого ЖИГ генератора.

В задачу разработки макетов входило: выбор принципиальной схемы и топологии печатной платы транзисторного ЖИГ генератора; макетирование генератора в составе портативной магнитной системы; настройка системы термостабилизации и ее испытание в широком диапазоне температур; измерение характеристик выходного сигнала генератора.

Работа проводилась в два этапа. На первом этапе проводилось компьютерное моделирование схемы транзисторного ЖИГ генератора. На втором этапе проводилось макетирование и испытание макета генератора.

На этапе моделирования ставилась задача выбора оптимальной схемы генератора для достижения максимально широкой полосы перестройки частоты генерации и предельно низкого уровня фазовых шумов. С целью расширения полосы перестройки использовалась схема транзисторного

генератора с общей базой. В этой схеме резонатор подключался к активной части генератора по схеме двухполюсника, что давало дополнительное преимущество в плане ослабления нагрузки ЖИГ резонатора. Снижение нагрузки и, соответственно, повышения нагруженной добротности ЖИГ резонатора способствовало снижению фазовых шумов генерируемого сигнала. Этому также способствовало использование малошумящего СВЧ транзистора и качественное согласование активной части генератора с внешним СВЧ трактом.

Принципиальная схема транзисторного ЖИГ генератора представлена на Рис.3.9.

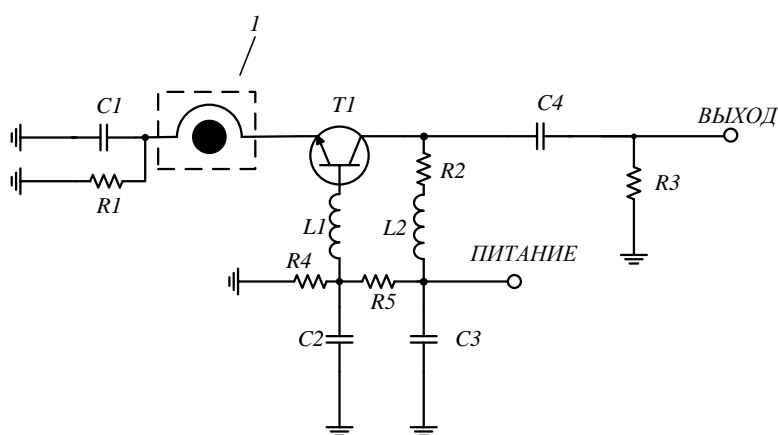


Рис.3.9. Принципиальная схема транзисторного ЖИГ генератора с общей базой.
1 – ЖИГ резонатор с микрополосковым преобразователем.

Для реализации данной схемы был выбран биполярный транзистор BFU730f фирмы NXP [110], который отличался предельно низким уровнем собственных шумов, порядка 0.8дБ, на частотах до 5ГГц. В цепях согласования активной части использовались высокочастотные пассивные элементы фирмы Murata [111], которые обеспечивали стабильную работу генератора в диапазоне 3-6ГГц.

Моделирование колебательных процессов в схеме генератора Рис.3.9 осуществлялось в системе ADS фирмы Agilent. В расчетах использовалась нелинейная модель транзистора BFU730f, которая была предоставлена производителем в виде SPICE-файла [112]. Этот файл импортировался в систему ADS вместе с файлами S-параметров пассивных элементов, которые

выбирались из соответствующих библиотек производителей [113]. Помимо этого в системе ADS использовалась модель ЖИГ резонатора с элементом связи, эквивалентная схема которого представлена на Рис.3.10.

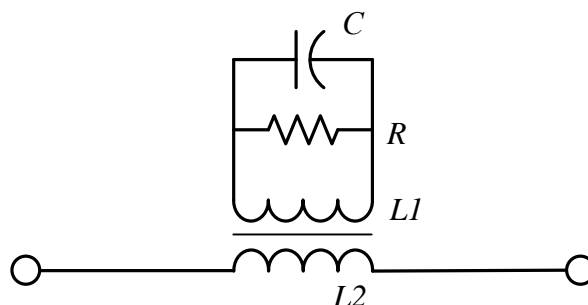


Рис.3.10. Эквивалентная схема нагруженного ЖИГ резонатора.
 C – емкость, $L1$ –индуктивность, R –сопротивление, $L2$ –индуктивность микрополоскового преобразователя.

Значения эквивалентных параметров $L1$, $L2$, C , R рассчитывались с использованием измеренных S -параметров первой (основной) моды пленочного ЖИГ резонатора по методике работы [103]. Высшие резонансные моды резонатора не учитывались.

Для реализации электрической схемы генератора была разработана топология печатной платы, которая представлена на Рис.3.11.

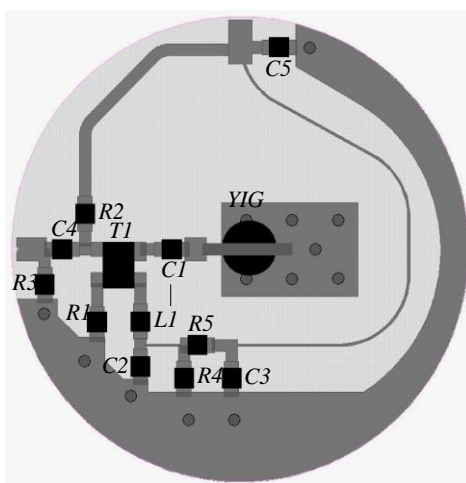


Рис.3.11. Топология печатной платы.

С целью уменьшения паразитных параметров и снижения потерь печатной платы был выбран материал Arlon-250 с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 2,5$ и тангенсом угла диэлектрических потерь $tg\delta = 0,0014$. Диаметр платы составлял 20мм, толщина 0.5мм. Геометрия и размеры печатной платы задавались внутренними размерами цилиндрической магнитной системы, конструкция которой представлена на Рис.3.15.а.

В задачу моделирования входил расчет S-параметров активной части генератора, временной анализ генерируемого сигнала и уровня фазовых шумов генератора. Результаты расчетов S11-параметров представлены на Рис.3.12.

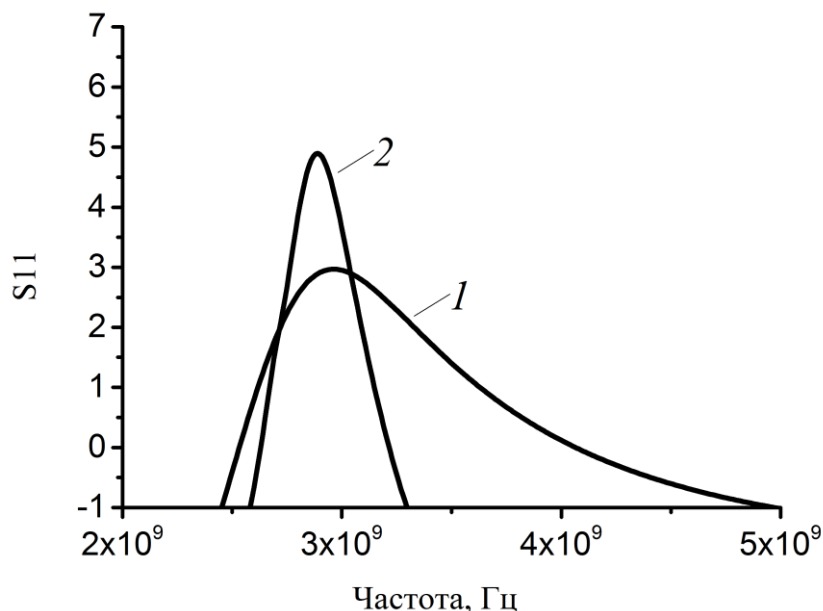


Рис.3.12.Результаты расчетов S11-параметров активной части транзисторного автогенератора.

Кривая 1 была рассчитана по принципиальной схеме Рис.3.9. Кривая 2 была рассчитана по той же схеме, но с учётом паразитных параметров печатной платы. Видно, что паразитные параметры печатной платы сужают частотный диапазон усиления активной части генератора, но при этом остается достаточно широкая полоса для перестройки частоты ЖИГ генератора.

На Рис.3.13 представлены временные реализации генерируемых сигналов.

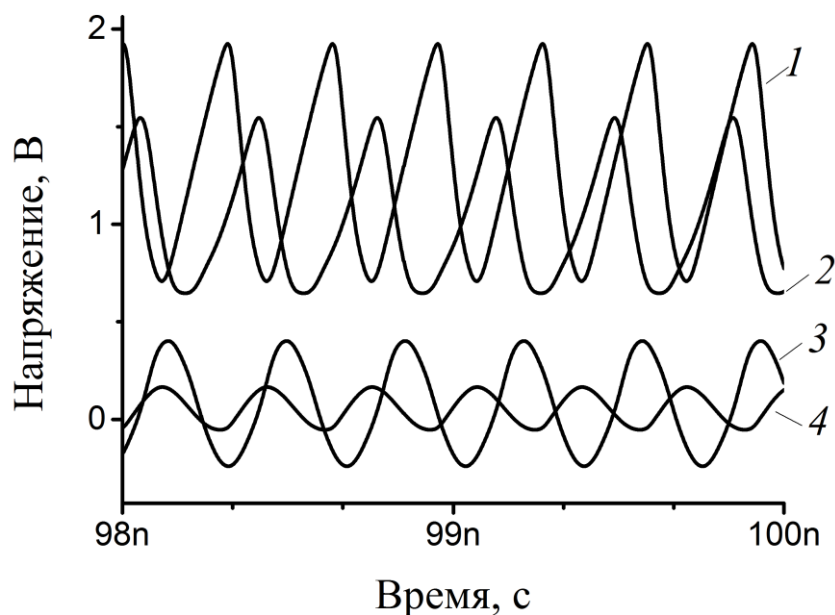


Рис.3.13. Временная реализация генерируемых сигналов.

Кривые 1,2 соответствует колебаниям на выходе генератора, соответственно, без учета и с учетом влияния паразитных параметров печатной платы. Кривые 3,4 соответствует колебаниям на входе ЖИГ резонатора также без учета и с учетом влияния параметров печатной платы. Из сравнения кривых на рис.3.13 хорошо видно, что на выходе транзисторного генератора возникают монохроматические колебания на частоте возбуждения ЖИГ резонатора. При этом паразитные параметры печатной платы не оказывают существенного влияния на тип колебаний.

На Рис.3.14 представлены результаты расчета фазовых шумов генерируемого сигнала на частоте 2.8ГГц. Видно, что в моделируемой конструкции ЖИГ генератора фазовые шумы составляют -74дБн/Гц при отстройке частоты на 1кГц и -94дБн/Гц при отстройке на 10кГц, что является показателем достаточно высокой стабильности частоты транзисторного ЖИГ генератора.

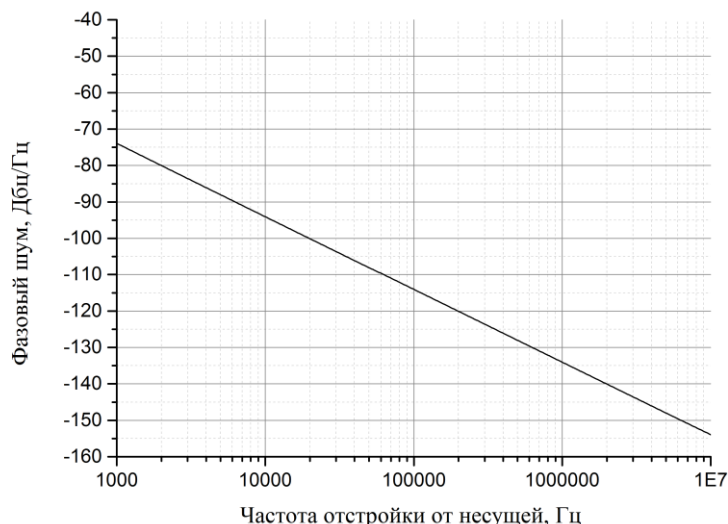


Рис.3.14. Фазовые шумы схемы транзисторного ЖИГ генератора.

Таким образом, по результатам компьютерного моделирования была показана реальная возможность физической реализации предложенной схемы транзисторного ЖИГ генератора.

3.4. Макетирование и испытания транзисторного ЖИГ генератора.

Конструкция магнитной системы и внешний вид экспериментального макета транзисторного ЖИГ генератора представлены на Рис.3.15.

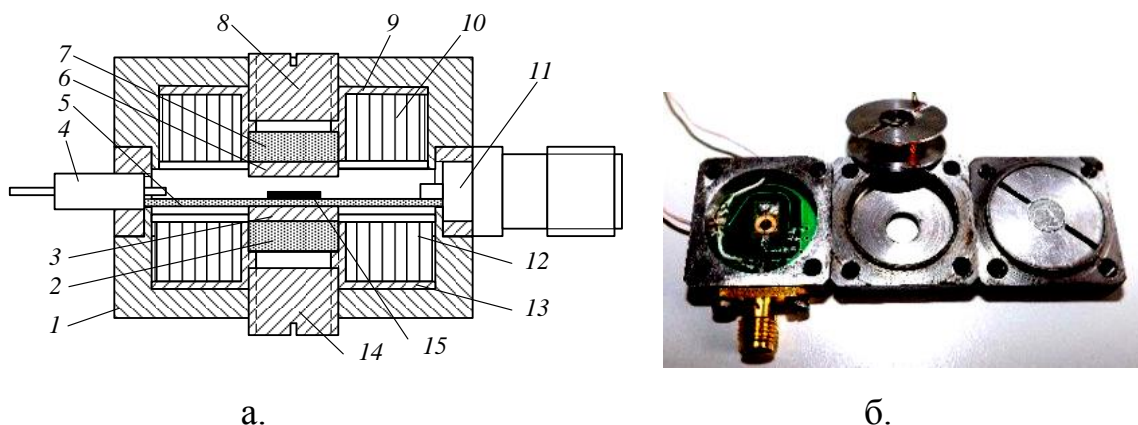


Рис.3.15. Конструкция (а) и внешний вид (б) макета термостабильного транзисторного ЖИГ генератора.

Обозначения рис.6.а: 1 – стальной экран; 2,7 – неодим-железо-боровые магниты; 3,6 – полюсные наконечники; 4 – питание ЖИГ генератора; 5 – печатная плата с ЖИГ резонатором; 7 – пленочный ЖИГ резонатор; 8,14 – регулировочные винты; 9,13 – каркасы катушек электрического управления; 10,12 – витки катушек электрического управления; 11 – выход СВЧ сигнала, 15 – ЖИГ резонатор.

В макете магнитной системы ЖИГ генератора были установлены два одинаковых Ne-Fe-B магнита диаметром 5мм и толщиной 1.5мм. На плате генератора располагался пленочный ЖИГ резонатор круглой формы диаметром 2мм. Резонатор изготавливался методом лазерного скрайбирования из эпитаксиальной пленки толщиной 13.6мкм. Резонатор размещался в центре рабочего зазора магнитной системы, как показано на Рис.3.15.а. На вход генератора подавалось напряжение питания 2,5В, генерируемый сигнал поступал на выходной СВЧ разъем макета генератора. Частота выходного сигнала измерялась частотомером.

Механическая регулировка частоты генератора осуществлялась при помощи изменения положения регулировочных винтов 8, 14 на Рис.3.15.а. Электрическая перестройка частоты осуществлялась подачей напряжения на катушки управления 10, 12 на рис.3.15.а. Диапазон механической перестройки составлял 1.8-3.6ГГц. Электрическая перестройка позволяла изменять частоту генерации в пределах ± 100 МГц.

Механическая регулировка частоты генератора использовалась для настройки системы термостабилизации, которая осуществлялась по выше описанной методике. Генератор при комнатной температуре T_0 настраивался на частоту стабилизации $f_{st}(T_0)$, на которой температурный коэффициент дрейфа частоты генератора $\alpha_{st} = \Delta f_{st} / \Delta T$ обращался в ноль. После чего положение регулировочных винтов фиксировалось. В дальнейшем перестройка частоты генератора осуществлялась только электрической регулировкой.

Для определения частоты стабилизации $f_{st}(T_0)$ проводились две серии измерений температурных зависимостей частот $f_1(T)$, $f_2(T)$, которые отличались начальной настройкой частоты генератора при комнатной температуре $f_1(T_0)$, $f_2(T_0)$. Частоты $f_1(T_0)$, $f_2(T_0)$ выбирались на краях диапазона механической перестройки так, чтобы температурные зависимости $f_1(T)$, $f_2(T)$ имели противоположный наклон, как показано на Рис.3.16 (см. кривые 1, 2).

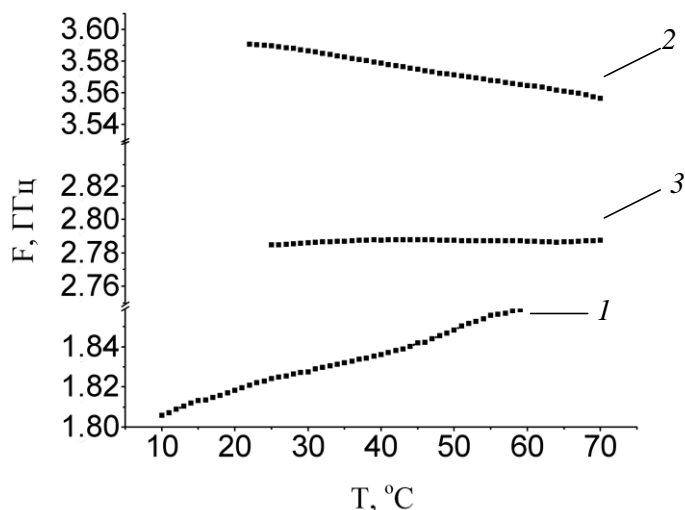


Рис.3.16. Результаты измерения температурной зависимости частоты генератора.
 Обозначения: 1 – $f_1(T_0)=1.82\text{ГГц}$; 2 – $f_2(T_0)=3.59\text{ГГц}$; 3 – $f_{st}(T_0)=2.78\text{ГГц}$.

Используя линейные аппроксимации кривых 1, 2, рассчитывались температурные коэффициенты дрейфа частоты $\alpha_1 = \Delta f(T)/\Delta T = 1.02\text{КГц}/^\circ\text{C}$ и $\alpha_2 = \Delta f(T)/\Delta T = 0.72\text{КГц}/^\circ\text{C}$, которые затем использовались для расчета частоты стабилизации ЖИГ генератора

$$f_{st}(T_0) = \frac{\alpha_1 f_2(T_0) + \alpha_2 f_1(T_0)}{\alpha_1 + \alpha_2}.$$

В нашем случае, расчетная частота стабилизации оказалась равной $f_{st}(T_0) = 2.78\text{ГГц}$. При настройке генератора на эту частоту снова проводились температурные измерения $f_{st}(T)$, результаты которых представлены на Рис.3.16 (см. кривую 3). Как и ожидалось, линейная аппроксимация кривой 3 обуславливала температурный коэффициент $\alpha_{st} \approx 0$. При этом неравномерность частоты в диапазоне температур $20\text{--}80^\circ\text{C}$ не превышала $\Delta f_{st}(T) \leq 10\text{кГц}$.

На Рис.3.17 представлены результаты измерения фазовых шумов генератора

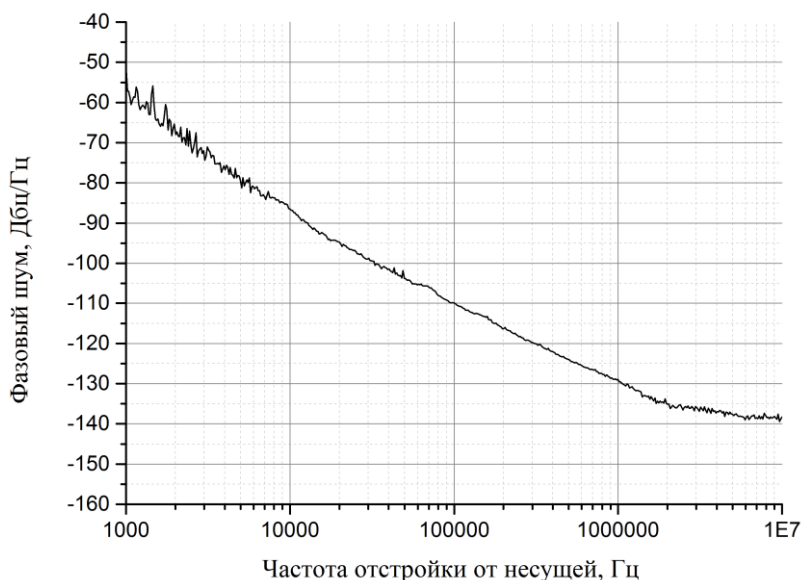


Рис.3.17. Фазовые шумы макета транзисторного ЖИГ генератора.

Видно, что на частоте температурной стабилизации $f_{st}(T_0)=2.78\text{ГГц}$ фазовые шумы генератора не превышали -60дБн/Гц при отстройке частоты на 1кГц и -85дБн/Гц при отстройке 10кГц , что является типичной характеристикой для транзисторных генераторов на ЖИГ сферах [114-116].

3.5. Выводы

Таким образом, в результате проведенных работ были получены следующие новые научные результаты.

1. Показана возможность температурной стабилизации частоты нормально намагниченного пленочного ЖИГ резонатора за счет теплового размагничивания постоянных магнитов. Предложенная система термостабилизации адаптирована к индивидуальным особенностям пленок ЖИГ и постоянных магнитов и может быть реализована в магнитной системе с последовательным или параллельным включением разнородных магнитов. Нормальное намагничивание пленки ЖИГ создает дополнительные преимущества в плане миниатюризации намагничивающих систем и в плане повышения порогов нелинейности спин-волновых устройств.

2. Преимущества предложенного способа термостабилизации заключаются в том, что он не усложняет конструкцию намагничивающих систем, отличается простотой настройки, расширяет температурный диапазон стабилизации, допускает использование электрической перестройки частоты резонатора.
3. Предложена конструкция портативной экранированной магнитной системы со встроенной системой электрической перестройки и температурной стабилизацией частоты. Применение предложенной конструкции магнитной системы позволило повысить температурную стабильность пленочного ЖИГ резонатора более чем на два порядка, что эквивалентно термостатированию всего устройства с точностью поддержания температуры не более 0.01°C .
4. Показана возможность создания термостабильного малошумящего транзисторного ЖИГ генератора СВЧ с использованием пленочного резонатора в цепи обратной связи. Экспериментально установлено, что многомодовость пленочных резонаторов не влияет на частотные характеристики генерируемого сигнала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в ходе выполнения диссертационной работы были предложены новые подходы к решению теоретических и экспериментальных задач, которые позволили получить целый ряд новых научных результатов, имеющих важное прикладное значение.

Для решения теоретических задач возбуждения обменных спиновых волн был предложен магнитомеханический подход, согласно которому спиновые волны представлялись в виде волны прецессии намагниченности, а сопутствующие электромагнитные поля рассчитывались, как производные волны прецессии. При таком подходе оказалось возможным получить выражения потоков электромагнитной и обменной мощности. Были получены граничные условия для векторов прецессии намагниченности, которые использовались для решения задач возбуждения обменных спиновых волн в многослойных феррит-ферритовых структурах. Решения искались с учетом неоднородного обмена и электромагнитного запаздывания. В результате применения магнитомеханического подхода были получены следующие научные результаты.

- Показано, что учет электромагнитного запаздывания оказывает сильное влияние на дисперсию нулевой моды МСВ в области малых волновых чисел, где возникают эффекты гибридизации нулевой моды МСВ с электромагнитной волной в феррите. В результате гибридизации дисперсия электромагнитной волны распадается на две ветви, между которыми образуется щель. При этом дисперсия нулевой моды МСВ приобретает положительный наклон, который обуславливает появление быстрой волны прецессии (электромагнитной наводки) на частотах возбуждения магнитостатических волн.
- Показано, что резонансные явления в ограниченных пленках ЖИГ (резонаторах) имеют сложный (комбинированный) характер. На каждой резонансной частоте может возбуждаться множество резонансных мод с

номераи, отличающимися целочисленными коэффициентами: $\omega_{111} = \omega_{222} = \dots$; $\omega_{112} = \omega_{224} = \dots$ и так далее. В случае квадратных резонаторов перестановка индексов ширинных мод также не приводит к сдвигам резонансных частот $\omega_{lmm} = \omega_{mln}$. В тонкопленочных ЖИГ резонаторах в основном превалируют резонансы толщинных мод.

- Показано, что в многослойных структурах на границе ферритовых сред могут возникать эффекты закрепления спинов, которые стимулируют эффективное возбуждение обменных спиновых волн. Эффекты закрепления возникают на частотах возбуждения несимметричных спин-волновых резонансов в тонком (субмикронном) легированном слое. Для возбуждения обменных волн в нормально намагниченной пленке ЖИГ легированный слой должен обладать пониженной намагниченностью.
- Показано, что эффекты возбуждения обменных волн могут быть вызваны преобразованием энергии электромагнитной и/или магнитостатической волны. Однако при нормальном падении электромагнитной волны эффекты преобразования оказываются слабыми из-за большой разницы длин преобразуемых волн. Наиболее сильные эффекты преобразования возникают при вытекании обменных волноводных мод легированного слоя.

Основные выводы магнитомеханической теории были подтверждены экспериментом. Было обнаружено возбуждение обменных спиновых волн в нормально намагниченном пленочном ЖИГ резонаторе. Волны возбуждались в тонком переходном слое на границе пленка-подложка и распространялись вглубь пленки ЖИГ. В импульсном режиме наблюдалась серия отраженных эхоимпульсов. Эффективность импульсного возбуждения достигала 70%, а затухание волны не превышало ~ 12 дБ/мкс. Существенно, что групповая скорость наблюдаемых волн $\sim 5.2 \cdot 10^4$ см/с оказалась на порядок меньше скорости звука. Последнее обстоятельство открывает реальные перспективы создания принципиально нового класса спин-волновых устройств.

Другое направление, которое развивалось в данной работе, было связано с практическим использованием высокоселективных свойств магнитоакустических резонансов в пленочных структурах ЖИГ-ГГГ. В результате проведенных исследований были получены следующие результаты:

- Показана возможность селективного возбуждения магнитоакустического резонанса в полосе частот пленочного ЖИГ резонатора. Предложена конструкция одночастотного дискретно перестраиваемого магнитоакустического резонатора с добротностью до $\sim 10^4$ и выше. Показана возможность продвижения магнитоакустического резонатора в область более высоких частот.
- Предложен способ отдельного измерения добротности связанных магнитных и акустических резонансов и коэффициента магнитоупругой связи в пределах толщины пленочного ЖИГ резонатора. Установлено, что частотная зависимость коэффициента магнитоупругой связи и нагруженной добротности магнитоакустических резонансов имеет немонотонный (осциллирующий) характер. Показано, что период осцилляций существенно зависит от соотношения толщин пленки ЖИГ и всей структуры ЖИГ-ГГГ.
- Визуально установлено, что в пределах плоскости пленочного ЖИГ резонатора область возбуждения акустических резонансов значительно уже области магнитных резонансов. Это объясняется тем, что акустические резонансы наиболее эффективно возбуждаются в максимуме амплитуд магнитных колебаний, расположенного в центре пленочного ЖИГ резонатора.
- Предложена электрическая модель одно и двух портового магнитоакустического резонатора в виде индуктивно связанных колебательных контуров на сосредоточенных элементах. Определены значения коэффициентов индуктивной связи и номиналы сосредоточенных элементов контуров. Показано, что электрическая модель с хорошей

точностью воспроизводит частотные, амплитудные и фазовые характеристики экспериментальных образцов.

- Предложена модель твердотельного генератора СВЧ с включением магнитоакустического ЖИГ резонатора в цепь обратной связи. Получены результаты компьютерного моделирования характеристик выходного сигнала генератора при использовании экспериментальных характеристик магнитоакустического резонатора. Установлено, что на частоте $f_0 = 869.5 \text{ МГц}$ уровень фазовых шумов выходного сигнала магнитоакустического ЖИГ генератора не превышает -116 дБн/Гц при отстройке частоты на 1 кГц и -136 дБн/Гц при отстройке 10 кГц .

Третье направление, которое развивалось в данной работе, было связано с обеспечением работоспособности предложенных устройств в климатических условиях бортовой аппаратуры. В результате были получены следующие результаты.

- Теоретически обоснована возможность автокомпенсации температурного дрейфа частоты пленочного ЖИГ резонатора за счет теплового размагничивания комбинации разнородных постоянных магнитов. Предложенный способ термостабилизации обладал рядом преимуществ: значительно расширял температурный диапазон стабилизации; отличался простотой механической настройки системы термостабилизации; индивидуальная настройка системы стабилизации нивелировала технологический разброс параметров пленок ЖИГ и постоянных магнитов. При этом электрическая перестройка частоты резонатора не нарушала условия термостабилизации.
- Предложена конструкция портативной экранированной магнитной системы со встроенной системой термостабилизации и электрической регулировки частоты. Применение предложенной конструкции позволило повысить температурную стабильность частоты пленочного ЖИГ резонатора более чем на два порядка, что было эквивалентно

термостатированию всего устройства с точностью поддержания температуры не более 0.01°C .

- Дополнительным преимуществом предложенной конструкции является возможность размещения внутри экрана магнитной системы функциональных микрополосковых схем, в состав которых входит ферритовое устройство. Испытания в составе магнитной системы транзисторного генератора СВЧ с пленочным ЖИГ резонатором в цепи обратной связи продемонстрировали возможность стабилизации частоты генерируемого сигнала в диапазоне температур $10-80^{\circ}\text{C}$.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ

ЖИГ – железо-иттриевый гранат

ГГГ – галлий-гадолиниевый гранат

МСВ – магнитостатическая волна

ОСВ – обменная спиновая волна

СВР – спин-волновой резонанс

МУВ – магнитоупругие волны

ПАВ – поверхностные акустические волны

СВЧ - сверхвысокие частоты (0.3 ГГц - 30 ГГц)

АЧХ – амплитудно-частотная характеристика

ФЧХ – фазочастотная характеристика

АПХ – амплитудно-полевая характеристика

[A.N] – ссылка на работу автора №N

[M] – обычная ссылка на литературный источник № M из списка цитированной литературы.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

В научных журналах из перечня ВАК:

- A1. **Тихонов, В.В.** Температурная стабилизация спин-волновых ферритовых устройств / В.В. Тихонов, А.Н. Литвиненко, С.А. Никитов, С.Г. Сучков // Радиотехника и электроника 2013. [Том 58]; №1. - С. 83.
Tikhonov, V.V. Temperature stabilization of spin-wave ferrite devices. / V.V. Tikhonov, A.N. Litvinenko // Journal of Communications Technology and Electronics 2013. [Vol. 58]; №1, - P. 83. ISSN 1064–2269.
- A2. **Литвиненко А.Н.** Термостабильный перестраиваемый ЖИГ генератор / А.Н. Литвиненко, В.В. Тихонов // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия Физика. 2014. [Том 14] №1. - С. 35.
- A3. **Тихонов В.В.** Резонансный механизм возбуждения обменных спиновых волн в двухслойной феррит-ферритовой структуре / В.В. Тихонов, А.Н. Литвиненко // Известия Российской Академии Наук. Серия Физическая 2014. [Том 78]; №2. - С. 192.

Патенты на изобретения:

- A4. **Патент 2492539 РФ. МКП H01F13/00.** Миниатюрное устройство намагничивания и термостабилизации ферритовых СВЧ резонаторов / В.В. Тихонов, А.Н. Литвиненко; Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского" (RU) – заявл. 26.10.2011

В материалах международных и всероссийских конференциях:

- A5. **Тихонов В.В.** Магнитоакустический генератор с низким уровнем фазового шума / В.В. Тихонов, А.Н. Литвиненко // Материалы XVII Международной зимней школы-семинара по электронике сверхвысоких частот и радиофизике; 2-7 февраля; Саратов, 2015. - С.61 .
- A6. **Тихонов В.В.** Манделъштам-Бриллюэновская спектроскопия магнитоакустических резонансов в пленочной структуре ЖИГ-ГГГ / В.В. Тихонов, А.Н. Литвиненко // Материалы XVII Международной зимней

- школы-семинара по электронике сверхвысоких частот и радиофизике; 2-7 февраля; Саратов, 2015. - С.102.
- A7. **Tikhonov V.V.** Temperature Stabilization of the YIG Oscillator / V.V. Tikhonov, A.N. Litvinenko // International Scientific Conference "Science of Future", 17-20 September, Saint Peterburg, 2014. Abstracts.
- A8. **Tikhonov V.V.** Temperature stabilization of spin wave ferrite devices / V.V. Tikhonov, A.N. Litvinenko // Scientific Workshop -Brillouin and Microwave Spectroscopy of Magnetic Micro- and Nanostructures, 3-6 August, Saratov, 2014. - P. 16. - ISBN 978-5-9999-2146-8.
- A9. **Tikhonov V.V.** Excitation of exchange spin waves at the border media ferrite / V.V. Tikhonov, A.N. Litvinenko // Scientific Workshop -Brillouin and Microwave Spectroscopy of Magnetic Micro- and Nanostructures, 3-6 August, Saratov, 2014. - P.18. - ISBN 978-5-9999-2146-8.
- A10. **Литвиненко А.Н.** Термостабилизированный СВЧ генератор на ЖИГ резонаторе / А.Н. Литвиненко, В.В. Тихонов // Тезисы докладов VIII Всероссийской конференции молодых ученых «Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика»; 3-5 сентября; Саратов, 2013. - С.94. ISSN 2218–2985
- A11. **Tikhonov V.V.** T Spin waves excitation in multilayered ferrite structures / V.V. Tikhonov, A.N. Litvinenko // International Symposium on Spin Waves 2013. Abstracts. Ioffe Physical-Technical Institute. Saint Petersburg, Russia. June 9-15, 2013. ISBN 978-5-91918-334-1.
- A12. **Литвиненко А.Н.** Высокостабильный перестраиваемый ЖИГ генератор СВЧ / А.Н. Литвиненко, В.В. Тихонов // Тезисы докладов II Всероссийской конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ»; 3-6 июня; Санкт-Петербург, 2013.
- A13. **Тихонов В.В.** Спиновые волны в многослойных феррит-ферритовых структурах/ В.В. Тихонов, А.Н. Литвиненко // Материалы XXI Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы»; 15-17 ноября; Москва, 2013. – С.188-195

- A14. **Тихонов В.В.** Резонансный механизм преобразования энергии электромагнитных и обменных спиновых волн / В.В. Тихонов, А.Н. Литвиненко // Сборник трудов XXII Международной конференции Новое в Магнетизме и Магнитных Материалах; 17-21 сентября. Астрахань. 2012. - С. 263-265.
- A15. **Литвиненко А.Н.** Температурная стабилизация спин-волновых ферритовых устройств / А.Н. Литвиненко, В.В. Тихонов // Тезисы докладов Всероссийской конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ»; 4-7 июня; Санкт-Петербург, 2012.
- A16. **Тихонов В.В.** Миниатюрная система намагничивания и термостабилизации СВЧ-ферритовых устройств / В.В. Тихонов, А.Н. Литвиненко // Материалы XV Международной зимней школы-семинара по электронике сверхвысоких частот и радиофизике; 6-11 февраля; Саратов, 2012. - С. 94.

СПИСОК ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Гуревич А.Г.** Ферриты на сверхвысоких частотах. // М: Физматгиз, 1960.
2. **Ахиезер А.И.** Спиновые волны // А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский – М.: Наука, 1967.
3. **Ахиезер А.И.** Спиновые волны в ферромагнетиках и антиферромагнетиках // А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, М.И. Каганов // УФН. 1960, [Том 71], Т.71; №4; - С.533-579.
4. **Damon R.W.** Magnetostatic modes of a ferromagnetic slab / R.W. Damon, J.P. Eshbach // J.Phys.Chem.Sol. 1961, [Vol.19], №3/4, - P.308-320.
5. **Иошпе Д.М.** Зависимость ширины линии магнитостатических волн от волнового числа // Письма в ЖТФ. 1977, [Том 3], №17, - С.886-889.
6. **Новиков Г.М.** Исследование дисперсионных характеристик магнитостатических волн в составных структурах феррит-диэлектрик-металл / Г.М. Новиков, С.А. Борисов, С.А. Дубовицкий, Е.З. Петрунькин // РЭ. 1983, [Том 28], №1, - С.121-126.
7. **Гусев Б.М.** Затухание поверхностной магнитостатической волны / Б.М. Гусев, О.А. Чивилева, А.Г. Гуревич, Л.М. Эмирян, О.В. Норонович // Письма в ЖТФ. 1983, [Том 9], №3, - С.159-163.
8. **Shilz W.** Spin-wave propagation in epitaxial YIG films // Philips Res. Reports., 1973; №27, - P.50-65.
9. **Ganguly A.K.** Microstrip excitation of magnetostatic surface waves: Theory and experiment. / A.K. Ganguly, D.C. Webb // IEEE Trans., MTT-23, 1975, - P.998-1006.
10. **Adam J.D.** Magnetostatic wave interdigital transducers / J.D. Adam, R.W. Patterson, T.W. O'Keefy // J. Appl. Phys. 1978, [Vol. 49], №3, - P.1779-1799.
11. **Лебедь Б.М.** Магнитостатические колебания в ферритах и их использование в технике СВЧ. Обзоры по электронной технике / Б.М. Лебедь, В.П. Лопатин // М., ЦНИИ «Электроника», 1978, [Сер.1], №12(561).

12. **Шехтман Ф.И.** Перспективы использования устройств на магнитостатических волнах для аналоговой обработки СВЧ сигналов // Радиотехника за рубежом, 1979, №25, - С.9-23.
13. **Никитов В.А.** Исследования и разработки устройств на магнитостатических спиновых волнах / В.А. Никитов, С.А. Никитов // Зарубежная радиоэлектроника, 1981, №2, - С.41-52.
14. **Горбачевская З.М.** Зарубежные разработки СВЧ приборов на магнитостатических волнах (МСВ) // Электронная техника, 1982, [Сер.1], №11(347), - С.65-67.
15. **Шехтман Ф.И.** Экспериментальные устройства обработки информации на магнитостатических волнах // Радиотехника за рубежом, 1983, №2, - С.5-17.
16. **Адам Дж.** Магнитостатические линии задержки сантиметрового диапазона на основе эпитаксиальных пленок железо-иттриевого граната / Дж. Адам, Дж. Коллинз // ТИИЭР, 1976, Т.64, №5, - С.277-285.
17. **Адам Дж.** Применение устройств на магнитостатических волнах – один из путей микроминиатюризации СВЧ-приборов / Дж. Адам, М. Даниел, Д. Шрёдер // Электроника. 1980, [Том 53], №11, - С.36-44.
18. **Adam J.D.** The status of magnetostatic devices / J.D. Adam, M.R. Daniel // IEEE Trans. on Magnetics. 1981, [Vol. 17], №6, - P.2951.
19. **Owens I.M.** The status of magnetostatic waves devices / I.M. Owens, C.V. Smith, R.L. Carter // Proc. 35th Ann. Treg. Control Symposium. 1981, - P.358-364.
20. **Stiglitz M.** Magnetostatic waves take over where SAWs leave off / M. Stiglitz, J. Sethares // Microwave Journal. 1982, [Vol. 25], №2, - P. 17-111.
21. **Adam J.D.** Magnetostatic wave devices / J.D. Adam, M.R. Daniel, T.W. O'Keefe // Microwave Journal. 1982, [Vol. 25], №2, - P.95-99.
22. **Owens J.M.** Magnetostatic advance: the shape of waves to come / J.M. Owens, R.L. Carter // Microwave Systems News. 1983, [Vol. 13], №3, - P.103-110.

23. **Castera T.P.** State of the art in design and technology of MSW devices// J. Appl. Phys. 1984, [Vol. 55], №6, part II B, - P.2506-2511.
24. **Вапне Г.М.** СВЧ устройства на магнитостатических волнах. Обзоры по электронной технике // М.: ЦНИИ «Электроника», 1984, [Сер.1], №8(1060), - С. 80.
25. **Bloch F.** Zur Theorie des Ferromagnetismus // Z. Phys. 1930, [Vol. 61], №3-4, -P. 206-219.
26. **Khivintsev Y.** Application of coplanar micro-sized antennas for spin waves probing in yttrium iron garnet films / Y. Khivintsev, V. Sakharov, R. Huber, T. Schwarze, D. Grundler, Y. Filimonov, S. Nikitov // IEEE International Magnetics Conference, INTERMAG, Abstracts, 3-8 May, 2014
27. **Kittel C.** Interaction of Spin Waves and Ultrasonic Waves in Ferromagnetic Crystals // Phys. Rev. 1958, [Vol.110], №6, - P.1295-1299.
28. **Seavey M.H.** Direct Observation of Spin-Wave Resonance / M.H. Seavey, P.E. Tannenwald // Phys. Rev. Lett. 1958, [Vol. 1], №5, - P.168-169.
29. **De Wames R.E.** Dipole-exchange spin waves in ferromagnetic films / R.E. De Wames, T. Wolfram // J. Appl. Phys. 1970, [Vol. 41] - P.987-993.
30. **Adam J.D.** Magnetostatic waves to exchange resonance coupling / J.D. Adam, T.W. O'Keefe, R.W. Patterson // J. Appl. Phys. 1979, [Vol. 50], №3, - P.2446-2448.
31. **Гуляев Ю.В.** Гигантские осцилляции прохождения квазиповерхностной спиновой волны через тонкую пленку железо-иттриевого граната / Ю.В. Гуляев, А.С. Бугаев, П.Е. Зильберман, И.А. Игнатьев, А.Г. Коновалов, А.В. Луговской, А.М. Медников, Б.П. Нам, Е.И. Николаев // Письма в ЖЭТФ. 1979, [Том 30], №9, - С.600-603.
32. **Rado G.T.** Spin-Wave Resonance in a Ferromagnetic Metal / G.T. Rado, J.R.Weertman // J. Phys. Chem. Solids. 1959, [Vol. 11], - P. 315.
33. **Зильберман П.Е.** Эффективность возбуждения СВЧ-током бегущих обменных спиновых волн в ферритовых пленках / П.Е. Зильберман, В.Г. Шишкин // РЭ. 1990, [Том 35], №2, - С.204-206.

34. **Григорьева Н.Ю.** Теория спиновых волн в пленочных ферромагнитных многослойных структурах// Н.Ю. Григорьева, Б.А. Калиникос – Санкт-Петербург, Изд. СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2008.
35. **Тихонов В.В.** Наблюдение резонансов обменных спиновых волн в имплантированном слое пленки ЖИГ / В.В. Тихонов, А.В. Толкачев, Б.К. Остафийчук // Письма в ЖТФ. 1991, [Том 17], №15, - С.49-52.
36. **Гуляев Ю.В.** Линейное возбуждение импульсов обменных спиновых волн в пленках железо-иттриевого граната / Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Е.С. Санников, В.В. Тихонов, А.В. Толкачев // Письма в ЖТФ, 1988, [Том 14], №11, - С.884-888.
37. **Тихонов В.В.** Линейное возбуждение обменных спиновых волн в имплантированных пленках ЖИГ / В.В. Тихонов, А.В. Толкачев // ФТТ, 1994, [Том 36], №1, - С.185-193.
38. **Зильберман П.Е.** Короткие спиновые волны обменной природы в ферритовых слоях: возбуждение, распространение и перспективы применений / П.Е. Зильберман, А.Г. Темирязов, М.П. Тихомирова // УФН, 1995, [Том 165], №10, - С.1219-1223.
39. **Le Craw R.C.** Extremely low acoustic resonance in single crystal garnet spheres / R.C. Le Craw, E.G. Spencer, E.I. Gordon // Phys. Rev. Lett. 1961, [Vol. 6], №9, - P.620-622.
40. **Ахиезер А.И.** Связанные магнитоупругие волны в ферромагнетиках и ферроакустический резонанс / А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский // ЖЭТФ. 1958, [Том 35], №1, - С.228-239.
41. **Kittel C.** Interaction of spin waves and ultrasonic waves in ferromagnetic crystals // Phys. Rev. 1958, [Vol. 110], №4, - P.836-841.
42. **Bommel H.E.** Excitation of hypersonic waves by ferromagnetic resonance / H.E. Bommel, K. Dransfeld // Phys. Rev. Lett. 1959, [Vol. 3], №2, - P.83-84.
43. **Spencer E.G.** Temperature dependence of microwave acoustic losses in yttrium iron garnet / E.G. Spencer, R.T. Denton, R.P. Chambers // Phys. Rev. Lett. 1959, [Vol. 3], №2, - P.836-841.

44. **Ле Кроу Р.** Магнитоупругие взаимодействия в ферромагнитных диэлектриках / Р. Ле Кроу, Р. Комсток // Физическая акустика. Под ред. У.Мэзона. М.: Мир, 1968, [Том 3], - С. 156
45. **Штраус В.** Магнитоупругие свойства иттриевого феррита-граната // Физическая акустика. Под ред. У.Мэзона. М.: Мир. 1970, [Том 4], - С.247-316.
46. **Филиппов Б.Н.** Связанные магнито-упругие волны в ограниченной среде / Б.Н. Филиппов, Л.Г. Оноприенко // ФММ. 1970, [Том 30], №6, - С.1121-1123.
47. **Parekh J.P.** Magnetoelastic Rayleigh-type surface wave on a tangentially magnetized YIG substrate / J.P. Parekh, H.L. Bertoni // Appl. Phys. Lett. 1972, [Vol. 20], №2, - P.362-364.
48. **Parekh J.P.** Magnetoelastic Rayleigh waves on a YIG substrate magnetized normal to its surface / J.P. Parekh, H.L. Bertoni // J. Appl. Phys. 1974, [Vol. 45], №4, - P.1860-1868.
49. **Parekh J.P.** Magnetoelastic Rayleigh waves propagation along a tangential bias field on a YIG substrate / J.P. Parekh, H.L. Bertoni // J. Appl. Phys. 1974, [Vol. 45], №1, - P.434-445.
50. **Scott R.Q.** The interaction of Rayleigh waves with ferromagnetic spins, propagation parallel to the magnetization / R.Q. Scott, D.L. Mills // Sol. St. Comm. 1976, [Vol. 18], №7, - P.849-852.
51. **Scott R.Q.** Propagation of surface magnetoelastic waves on ferromagnetic crystal substrates / R.Q. Scott, D.L. Mills // Phys. Rev. B. 1977, [Vol. 15], №7, - P.3545-3555.
52. **Camley R.E.** Surface magnetoelastic waves in the presence of exchange interaction and pinning of surface spins / R.E. Camley, R.Q. Scott // Phys. Rev. B. 1978, [Vol. 17], №11, - P.4327-4334.
53. **Parekh J.P.** Magnetoelastic surface wave in ferrites // Electron. Lett. 1969, [Vol 5], №14, - P.322-323.

54. **Parekh J.P.** Propagation characteristics of magnetoelastic surface wave // Electron. Lett. 1969, [Vol. 5], №21, - P.540-541.
55. **Гуляев Ю.В.** Поверхностные электрорезонансные волны в твердых телах // Письма в ЖТФ. 1968, [Том 9], №1, - С.63-65.
56. **Bluestein T.L.** A new surface wave in piezoelectric materials // Appl. Phys. Lett. 1968, [Vol. 13], №12, - P.421-413.
57. **Van de Vaart H.** Propagating magnetoelastic waves in a infinite plate / H. Van de Vaart, H. Matthews // Appl. Phys. Lett. 1970, [Vol. 16], №4, - P.153-155.
58. **Филиппов Б.Н.** Поверхностные магнитоупругие волны в ферромагнитных одноосных пластинах / Б.Н. Филиппов, Ю.Г. Лебедев, В.Д. Болтачев // ФММ. 1980, [Том 49], №6, - С.1150-1161.
59. **Филиппов Б.Н.** Поверхностные спиновые и упругие волны в ферромагнетиках // Препринт ИФМ УНЦ АН СССР. Свердловск, 1980, №80/1, - С. 63.
60. **Mathews H.** Magnetoelastic love waves / H. Matthews, H. Van de Vaart // Appl. Phys. Lett. 1969, [Vol. 15], №11, - P.373-375.
61. **Parekh J.P.** Spin acoustic love-type surface wave in a layered geometry // Ell. Lett. 1970, [Vol 6], №14, - P.430-432.
62. **Camley R.E.** Magnetoelastic waves in a ferromagnetic film on a nonmagnetic substrate // J. Appl. Phys. 1979, [Vol. 50], №8, - P.5272-5284.
63. **Camley R.E.** Pure shear elastic wave guided by the interface between two semiinfinite magnetoelastic media / R.E. Camley, A.A. Maradudin // Appl. Phys. Lett. 1981, [Vol. 38], №8, - P.610-612.
64. **Бугаев А.С.** Влияние магнитоупругого взаимодействия обменных спиновых волн на спектр магнитоакустических колебаний в планарных структурах / А.С. Бугаев, В.Б. Горский // Физика твердого тела. 2002, [Том 44], № 4, - С. 724-730.
65. **Жуков Е.А.** Магнитоупругие волны в пластинах ортоферрита иттрия / Е.А. Жуков, А.П. Кузьменко // Письма в ЖТФ. 2008, [Том 34], №4, - С. 58-63.

66. **Жуков Е.А.** Сдвиговые магнитоакустические волны в пластинах ортоферритов / Е.А. Жуков, А.П. Кузьменко, С.М. Бурков // Известия ВУЗов. Физика. 2008, [Том 51], №11, - С. 104-105.
67. **Кызыргулов И.Р.** Исследование магнитоупругих волн в зависимости от параметров ферромагнитного и антиферромагнитного взаимодействий / И.Р. Кызыргулов, Н.Р. Альмухаметова // Известия РАН. Серия физическая. 2011, [Том 75], №5, - С. 732-734.
68. **Бучельников В.Д.** Особенности магнитоакустических волн в Fe₃VO₆ / В.Д. Бучельников, Н.К. Даньшин, Д.М. Долгушин, А.И. Изотов, В.Г. Шавров, Л.Т. Цымбал // ФТТ. 2005, [Том 47], №10, - С. 1813-1817.
69. **Гуляев Ю.В.** Спин-волновая акустика антиферромагнитных структур как магнитоакустических метаматериалов / Ю.В. Гуляев, С.В. Тарасенко, В.Г. Шавров // УФН. 2011, [Том 181], №6, - С. 595-626.
70. **Мирсаев И.Ф.** Нелинейные взаимодействия продольных звуковых волн в магнетиках вблизи фазового перехода антиферромагнетизм— ферромагнетизм // ФТТ. 1997, [Том 39], №8, - С. 1432-1436.
71. **Мирсаев И.Ф.** Нелинейные взаимодействия звуковых волн в ферромагнетиках вблизи магнитоакустического резонанса. Эффективные модули упругости // ФТТ. 1998, [Том 40], №11, - С. 2080-2084.
72. **Бугаев А.С.** Нелинейность магнитоакустических возбуждений в планарных структурах / А.С. Бугаев, В.Б. Горский // ФТТ. 2002, [Том 44], №7, - С. 1285-1289.
73. **Харисов Т.** Магнитоупругие солитоны в легкоплоскостном антиферромагнетике вблизи фазового перехода антиферромагнетизм- ферромагнетизм / Т. Харисов, М.А. Шамсутдинов, Р.Д. Сакаев // Физика металлов и металловедение. 2004, [Том 97], №2, - С. 3-7.
74. **Вахитов Р.М.** Особенности нелинейной динамики кубических ферромагнетиков в области магнитоупругого резонанса / Р.М. Вахитов, О.Г. Ряхова // ЖТФ. 2005, [Том 75], №8, - С. 59-62.

75. **Бугаев А.С.** Быстрые магнитоупругие волны в нормально намагниченной пластине феррита / А.С. Бугаев, Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Ю.А. Филимонов // ФТТ. 1981, [Том 23], №9, - С.2647-2652.
76. **Бугаев А.С.** Фильтрация быстрых магнитоупругих волн в нормально намагниченной пластине феррита / А.С. Бугаев, Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Ю.А. Филимонов // РЭ. 1982, [Том 27], №10, - С.1979-1983.
77. **Гуляев Ю.В.** 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, [Том 39], №9, - С.500-504.
78. **Казаков Г.Т.** Резонансное взаимодействие магнитодипольных и упругих волн в пластинах и пленках железо-иттриевого граната. / Г.Т. Казаков, В.В. Тихонов, П.Е. Зильберман // ФТТ. 1983, [Том 25], №8, - С.2307-2312.
79. **Филимонов Ю.А.** Магнитоупругие волны в касательно намагниченной ферромагнитной пластине. / Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев //ЖТФ, 2002, [Том 72], №1, - С.40-50.
80. **А.С. 1091263 СССР.** Полоснопропускающий фильтр СВЧ / Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Г.Т. Казаков, В.В. Тихонов. // №3395007; заявл.05.02.82б, опубл. БИ №17, 07.05.84.
81. **А.С. 1681345 СССР.** Узкополосный СВЧ-фильтр / П.Е. Зильберман, П.С. Костюк, Б.Т. Семен, В.В Тихонов, А.В. Толкачев. // №4684934, заявл. 24.04.1989, опубл. БИ №36, 30.09.1991.
82. **А.С. 1681346 СССР.** Узкополосный СВЧ-фильтр / П.Е. Зильберман, П.С. Костюк, Б.Т. Семен, В.В Тихонов., А.В. Толкачев - №4684936, заявл. 24.04.1989, опубл. БИ №36, 30.09.1991.
83. **Берегов А.С.** СВЧ-элемент на эпитаксиальной ферритовой структуре / А.С. Берегов, Е.В. Кудинов, И.Н. Ерещенко // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ.1987. №1(395). - С.19.

84. **Славин А.Н.** Влияние ориентации постоянного магнитного поля на дисперсионные характеристики волн намагниченности в пленках железоиттриевого граната / А.Н. Славин, Ю.К. Фетисов // ЖТФ.1988. [Том 58], №11, - С.2210-2218.
85. **Шагаев В.В.** Влияние кубической анизотропии на температурные характеристики магнитостатических волн в ферритовых плёнках, намагниченных в плоскости // ЖТФ. 1998. [Том 68], № 10. - С.99-103.
86. **Шагаев В.В.** Термостабилизация частоты и групповой скорости магнитостатических волн в пленке кубического феррита // ЖТФ. 2000. [Том 70], №9, - С. 99-102.
87. **Шагаев В.В.** О влиянии магнитной кристаллографической анизотропии на температурные характеристики магнитостатических волн в ферромагнитных плёнках // ФТТ. 2003, [Том 45], № 12, - С. 2215-2221.
88. **Зильберман П.Е.** Раздельное измерение параметров полезного сигнала и наводки в линиях передачи магнитостатических волн. / П.Е. Зильберман, Г.Т. Казаков, В.В. Тихонов // РЭ. 1985. [Т.30], №6. – С.1164-1169.
89. **Кекало И.Б.** Физическое металловедение прецизионных сплавов. Сплавы с особыми магнитными свойствами / И.Б. Кекало, Б.А. Самарин // М. «Металлургия», 1989
90. **А.С. 5065565 RU, МКП Н01F13/00.** Экранированная магнитная система / В.В. Тихонов, А.В. Толкачев, Ю.Б. Рудый А.С.; заявл.18.08.1992, опубл. в БИ №6, 1996.
91. **Demokritov S.O.** Brillouin light scattering studies of confined spin waves: linear and nonlinear confinement / S.O. Demokritov, B. Hillebrands, A.N. Slavin // Physics Reports. 2001. [Vol. 348], №6. - P.441-489.
92. **Mathieu C.** Brillouin light scattering analysis of three-magnon splitting processes in yttrium iron garnet films / C. Mathieu, V. T Synogatch., C. E. Patton // Phys. Rev. B. 2003. [Vol. 67], №10, - P.104402.

93. **Kurebayashi H.** 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]. - P.660–664
94. **Edwards E.R.J.** Parametric excitation of magnetization oscillations controlled by pure spin current / E. R. J. Edwards, H. Ulrichs, V. E. Demidov, S. O. Demokritov, S. Urazhdin. // *Phys. Rev. B* 2012. [Vol. 86], №10, - P.134420.
95. **Urazhdin S.** Nanomagnonic devices based on the spin-transfer torque / S. Urazhdin, V. E. Demidov, H. Ulrichs, T. Kendziorczyk, T. Kuhn, J. Leuthold, G. Wilde, S. O. Demokritov // *Nature Nanotechnology*. 2014, [Vol. 9], №5, - P.509.
96. **Demidov V.E.** Nanoconstriction-based spin-Hall nano-oscillator / V.E. Demidov, S. Urazhdin, A. Zholud, A.V. Sadovnikov, S.O Demokritov // *Appl. Phys. Lett.* 2014. [Vol. 105] , - P.172410
97. **Sheshukova S.** Multimode Propagation of Magnetostatic Waves in Width-Modulated YIG Waveguide / S Sheshukova., E. Beginin, A. Sadovnikov, Yu.P. Sharaevsky, S. Nikitov // *IEEE Magnetics Letters*. 2014. [Vol.5], №1. - P.1-4.
98. **Beginin E.N.** Multimode Surface Magnetostatic Wave Propagation in Irregular Planar YIG Waveguide / E.N. Beginin, A.V. Sadovnikov, Yu.P. Sharaevsky, S.A. Nikitov // *Solid State Phenomena*. 2014. [Vol. 215]. - P.389-393
99. **Birt R.D.** Diffraction of spin waves from a submicrometer-size defect in a microwaveguide / D. R. Birt, B. O’Gorman, M. Tsoi, X. Li, V. E. Demidov and S. O. Demokritov // *Appl. Phys. Lett.* 2009, [Vol. 95], - P.112510.
100. **Duerr G.** Field-controlled rotation of spin-wave nanochannels in bi-component magnonic crystals / G. Duerr, S. Tacchi, G. Gubbiotti, D. Grundler // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2014. [Vol. 47]. - P.325001.
101. **Gieniusz R.** Single antidot as a passive way to create caustic spin-wave beams in yttrium iron garnet films / R. Gieniusz, H. Ulrichs, V. D Bessonov., U. Guzowska, A. I. Stognii, et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2013. [Vol.102], - P.102409.

102. **Demokritov S.O.** 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], - P.430.
103. **Kajfez D.** Q-factor measurement with network analyzer / D. Kajfez, H.J. Hwan // IEEE transactions on microwave theory and techniques, 1984, [Vol. 32], №7, -P.666-670
104. **Advanced Design System** [Электронный ресурс]: сайт. URL: <http://www.home.agilent.com/ru/pc-1297113/advanced-design-system-ads?&cc=RU&lc=rus> (дата обращения: 07.04.2014) – Загл. с экрана.
105. **Широкополосный усилитель MGA-13116 фирмы Avago** [Электронный ресурс]: сайт. URL: www.avagotech.com/pages/en/rf_microwave/amplifiers/low_noise_amplifiers/mga-13116/ (дата обращения: 02.12.2014) – Загл. с экрана.
106. **Leeson, D.B.** A simple model of feedback oscillator noise spectrum // Proceedings of the IEEE. 1966, [Vol. 54], №2, - P.329-330.
107. **Adam J.D.** A Temperature Stabilized Magnetostatic Wave Device // Microwave Symposium Digest. IEEE MTT-S International, April 30 - May 2 1979. -P.160-161
108. **Яковлев Ю.М.** Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике / Ю.М. Яковлев, С.Ш. Генделев // М.: Сов. радио, 1975.
109. **Арнольд Р.Р.** Расчет и проектирование магнитных систем с постоянными магнитами. М.: Энергия, 1969
110. **Высокочастотный биполярный транзистор VFU730F фирмы NXP** [Электронный ресурс]: сайт. URL: www.nxp.com/pip/VFU730F (дата обращения: 05.04.2014) – Загл. с экрана.
111. **Высокочастотные пассивные элементы фирмы Murata** [Электронный ресурс]: сайт. URL: <http://www.murata.com/products/microwave/index.html> (дата обращения: 09.04.2014) – Загл. с экрана.

112. **Spice-модель BFU730F фирмы NXP** [Электронный ресурс]: сайт. URL: http://www.nxp.com/documents/spice_model/spice_BFU730F.prm (дата обращения: 07.04.2014)
113. **S-параметры пассивных элементов фирмы Murata.** [Электронный ресурс]: сайт. URL: http://www.murata.com/products/design_support/lib/index.html (дата обращения: 07.04.2014)
114. **Ollivier P.M.** Microwave YIG-Tuned Transistor Oscillator Amplifier Design Application to C Band. // IEEE Journal of Solid-State Circuits. [Vol. SC-7], №1 1972. p. 54-60.
115. **Chenakin A.** Frequency Synthesis: Current Solutions and New Trends // Microwave Journal, 2007, p. 256-266.
116. **YIG Tuned Oscillator.** Microlambda Wireless, [Электронный ресурс]: сайт.URL: <http://www.microlambdawireless.com/apppdfs/ytodefinitions2.pdf> (дата обращения: 09.04.2014).