

На правах рукописи

Теплов Валентин Сергеевич

ВОЗБУЖДЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ СЛАБОЗАТУХАЮЩИХ МАГНИТНЫХ
КОЛЕБАНИЙ В ПЛЕНКАХ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

1.3.12. Физика магнитных явлений

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико–математических наук

Екатеринбург – 2022

Работа выполнена в лаборатории магнитных полупроводников Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института физики металлов имени М.Н.Михеева Уральского отделения Российской академии наук (ИФМ УрО РАН).

Научный руководитель

Бессонов Владимир Дмитриевич,

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории магнитных полупроводников ИФМ УрО РАН, г.Екатеринбург.

Официальные оппоненты

Гареева Зухра Владимировна,

доктор физико-математических наук, заведующая лабораторией теоретической физики Института физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра Российской академии наук, г. Уфа.

Садовников Александр Владимирович,

кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики открытых систем Института физики Саратовского национального исследовательского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского, г. Саратов.

Ведущая организация

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», г. Екатеринбург.

Защита состоится «2» декабря 2022 года в 14:30 на заседании диссертационного совета 24.1.133.01 на базе ФГБУН Института физики металлов им.М.Н.Михеева УрО РАН по адресу: 620108, Екатеринбург, ул.Софьи Ковалевской, 18.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФМ УрО РАН и на сайте www.impr.uran.ru

Автореферат разослан « ____ » _____ 2022 года.

Ученый секретарь

диссертационного совета,

доктор физико-математических наук

Чарикова Татьяна Борисовна

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования.

В настоящее время ведется поиск новых способов передачи, хранения и обработки информации в связи с чем существует интерес к созданию быстродействующих энергоэффективных устройств СВЧ-электроники. Одним из таких способов является использование магнонов, квантов коллективного возбуждения системы взаимодействующих магнитных моментов, обладающих такими достоинствами, как минимум тепловых потерь, связанных с рассеянием на кристаллической решетке, и широкий частотный диапазон до ТГц области, что перспективно для повышения скорости передачи и обработки информации [1]. Несмотря на все достоинства магноники для практического применения магнонов в тонкопленочных СВЧ-устройствах необходимо решить проблему, связанную с эффективным возбуждением магнитных колебаний и их затуханием в среде при распространении [2]. Использование железо-иттриевого граната $Y_3Fe_5O_{12}$ (ЖИГ), обладающего самым низким параметром затухания [3], не решило полностью эту проблему. В связи с этим остается актуальным поиск новых способов эффективного возбуждения и управления распространением спиновых волн и уменьшения их затухания [4].

Для управления распространением магнитных колебаний в магнетиках применяют различные подходы: использование магнонных кристаллов [2], волноводов с модуляцией толщины [2], применение спинового тока в многослойных магнитных структурах [2] и т.д. При этом все перечисленные подходы являются достаточно энергозатратными и требуют мощного источника СВЧ-тока или высокую плотность спинового тока для увеличения амплитуды магнитных колебаний и компенсации затухания [5].

Классический подход к возбуждению распространяющихся магнитных колебаний (спиновых волн) – применение микроволнового электромагнитного поля, возникающего вокруг микрополосковой антенны при пропускании СВЧ-тока. К его недостаткам можно отнести необходимость использования источников тока высокой мощности для возбуждения нелинейных колебаний намагниченности большой амплитуды, например, при параметрической накачке [6]. Среди активно развивающихся методов возбуждения спиновых волн можно отметить оптический метод, основанный на воздействии сверхкоротких импульсов лазера на магнитную среду, или инжекцию спин-поляризованного тока [2]. Оба метода позволяют создавать высокоамплитудную прецессию намагниченности и, как следствие, распространяющиеся спиновые волны. Однако применение этих методов также имеет ограничения, например, для генерации сверхкороткого лазерного импульса нужны специальные генераторы, а эффективность спиновой инжекции так же зависит от плотности спинового тока и имеет потери на джоулев нагрев [7].

В настоящей диссертационной работе рассматриваются новые подходы, позволяющие повысить эффективность возбуждения и распространения магнитных колебаний в магнетиках на примере пленок ЖИГ, обладающих минимальным параметром затухания магнитных колебаний.

Одним из перспективных методов управления распространением спиновых волн, позволяющим повысить скорость и длину свободного пробега, является использование такой особенности, как анизотропия их распространения. В теоретической работе [8] было показано, что можно подобрать такие условия, при которых отраженная от границы раздела сред волна не будет попадать в сектор существования спиновых волн и начнет распространяться вдоль границы раздела. Изучение данного эффекта неотраженной волны является важным с фундаментальной точки зрения для понимания особенностей взаимодействия спиновых волн с границей раздела. Для практики важно, что в случае возникновения неотраженной волны происходит концентрация энергии, это потенциально позволяет увеличить длину свободного пробега спиновых волн в магнетике в несколько раз. В работе [9] впервые экспериментально было показано, что в пленке ЖИГ при падении возбуждающей поверхностной спиновой волны на линию дефектов, играющую роль границы раздела и расположенную под определенным критическим углом к внешнему магнитному полю, возникает новая спиновая волна, распространяющаяся вдоль этой линии. Результаты хорошо согласовывались с теорией и данными компьютерного моделирования. Однако к моменту начала работы над настоящей диссертацией отсутствовало убедительное доказательство наблюдения именно неотраженной волны, в частности, не были определены ее волновые свойства и длина свободного пробега. Таким образом, существовала задача экспериментального изучения неотраженной волны в пленках ЖИГ за пределами линии дефектов, определения и сравнения ее волновых параметров с другими типами спиновых волн, которая была решена в данной диссертационной работе.

Новый метод возбуждения и управления магнитными колебаниями был развит в теоретической работе [10]. Было показано, что нелинейные магнитные колебания в магнетиках можно возбуждать с помощью эффекта авторезонанса. В отличие от других видов нелинейного возбуждения резонансных колебаний намагниченности, авторезонансное возбуждение осуществляется малым переменным магнитным полем (полем накачки) за счет захвата фазы: фаза возбужденной спиновой волны следует за фазой поля накачки. Линеинно меняя частоту поля накачки, можно контролировать прецессию намагниченности. При этом угол отклонения нелинейных магнитных колебаний намагниченности может достигать больших величин, а в некоторых случаях изменение частоты может приводить к перемагничиванию образца. Таким образом, используя классический метод возбуждения магнитных колебаний микрополосковой антенны и СВЧ-ток малой мощности, за счет эффекта авторезонанса можно создавать высокоамплитудные магнитные колебания. Изучение

эффекта авторезонанса может быть перспективным для применения его вместо параметрической накачки для образования Бозе-Эйнштейновского конденсата и, как следствие, возникновения магнотной сверхтекучести [2]. До настоящего времени теория авторезонанса успешно применялась в физике плазмы или астрономии, однако возможность его применения в физике магнитных явлений оставалась под вопросом. Проблема в том, что теоретические модели авторезонанса использовали ряд приближений и не учитывали многие параметры, например, размеры образца, затухание, диполь-дипольное взаимодействие спинов, магнитокристаллическую анизотропию и т.д., с которыми приходится сталкиваться в реальных образцах. Таким образом, возникает необходимость в изучении авторезонансного возбуждения магнитных колебаний в пленках ЖИГ и определении необходимых параметров для его наблюдения.

Работа выполнялась в рамках государственного задания ИФМ УрО РАН, шифр темы «Спин», и поддержана грантом РФФИ № 19-32-90014 и грантом Президента РФ для молодых ученых № МК-4959.2018.2.

Степень разработанности темы исследования.

Ранее при экспериментальном исследовании явления отражения поверхностных магнитостатических спиновых волн (ПМСВ) на линии искусственных дефектов в пленке ЖИГ было обнаружено, что при определенном критическом угле между внешним магнитным полем, приложенным вдоль плоскости пленки, и линией дефектов возникала неотраженная волна [9]. Величина критического угла совпадала с теоретически предсказанным значением [8], а также с результатом численного моделирования, применявшимся для дополнительного анализа теории отражения поверхностных магнитостатических спиновых волн от границы раздела сред в пленке ЖИГ [9]. Возможность практического использования неотраженных волн обсуждалась в [11]. Однако до написания настоящей диссертации не было показано, является ли этот процесс действительно неотражённой волной или на эксперименте наблюдается процесс распространения каустических волн. Результаты, изложенные в настоящей диссертации, дают ответ на этот вопрос, а также показывают перспективность использования неотраженной волны в качестве слабозатухающего магнитного возмущения.

В работах [10, 12] теоретически был исследован процесс управления динамикой солитона в одноосных магнетиках. Было показано, что воздействие на солитон внешним полем накачки с частотой близкой к собственной резонансной частоте солитона может привести к росту его амплитуды при захвате резонансной частоты. Если линейно менять скорость изменения частоты поля накачки, то при достижении пороговых условий, накладываемых на внешнюю накачку, резонансное состояние солитона будет автоматически поддерживаться системой. В модели авторезонанса в основном рассматривали эллиптические или квази-одномерные цилиндрические

образцы [12] в циркулярно-поляризованном СВЧ-поле. Однако в этих работах нет оценок необходимой пороговой скорости изменения частоты и амплитуды поля накачки для реальных магнитных структур с учетом их геометрии и размера, параметра затухания и вкладов магнитокристаллической и поверхностной анизотропии и т.д. Кроме того на практике, как правило, используется линейно-поляризованное электромагнитное поле СВЧ-антенны, которое не рассматривалось в теоретических работах. Таким образом, к началу работы над диссертацией отсутствовала модель, позволяющая найти параметры для экспериментального наблюдения авторезонансного возбуждения нелинейных магнитных колебаний в реальных пленках ЖИГ. Как и в случае изучения свойств неотраженной волны, в настоящей диссертационной работе используются численный метод микромагнитного моделирования, успешно применяемый для описания процесса эволюции магнитных колебаний во времени путем решения дифференциальных уравнений магнитостатики и магнитной динамики [13], который позволяет создать необходимую модель пленки ЖИГ и подобрать параметры авторезонансного возбуждения магнитных колебаний.

Цель и задачи.

Целью данной работы является определение параметров управления магнитными колебаниями, возбуждаемыми в линейном и нелинейном режиме, и изучение волновых характеристик слабозатухающих спиновых волн в плёнках железо-иттриевого граната.

Для достижения поставленной цели в работе решались следующие задачи:

1. Изучить процесс распространения неотраженной волны в пленке железо-иттриевого граната с искусственно созданной линией дефектов, определить волновые характеристики неотраженной волны и сравнить их с соответствующими параметрами других типов возбуждаемых спиновых волн.
2. Провести компьютерное моделирование авторезонансного возбуждения колебаний намагниченности в пленке железо-иттриевого граната с перпендикулярной магнитной анизотропией, определить максимальную амплитуду колебаний, пороговую скорость изменения частоты и величину поля накачки, необходимые для возникновения авторезонанса.
3. Выяснить влияние наведенной одноосной и магнитокристаллической анизотропии, полей размагничивания и затухания на параметры авторезонансного возбуждения колебаний намагниченности в пленке железо-иттриевого граната и оценить условия экспериментального наблюдения авторезонанса в указанных пленках.

Научная новизна.

Впервые были определены длина волны, направление фазовой скорости, величина групповой скорости и длина свободного пробега неотраженной волны в пленке ЖИГ с линией дефектов и проведено сравнение с другими типами спиновых волн. Впервые методом

компьютерного моделирования, основанном на численном решении уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта, определены условия возникновения и параметры экспериментального наблюдения авторезонансного возбуждения высокоамплитудных колебаний намагниченности в пленках ЖИГ.

Положения, выносимые на защиту:

1. Полное неотражение спиновых волн в пленках ЖИГ – это самостоятельный линейный волновой эффект, возникающий при критической величине угла между линией дефектов и внешним магнитным полем для заданной частоты возбуждения.
2. Неотраженная волна в пленке ЖИГ распространяется за пределами формирующей ее структуры дефектов, а скорость распространения и длина свободного пробега неотраженной волны превосходит соответствующие параметры для других типов спиновых волн, возбуждаемых в пленке.
3. Методом микромагнитного моделирования, основанном на решении уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта, показана возможность авторезонансного возбуждения колебаний намагниченности в пленках ЖИГ с перпендикулярной магнитной анизотропией.
4. Наличие полей размагничивания, магнитокристаллической анизотропии и затухания не препятствует авторезонансному возбуждению высокоамплитудных колебаний намагниченности в пленках ЖИГ с перпендикулярной магнитной анизотропией
5. В пленках ЖИГ при авторезонансном возбуждении колебаний полем накачки 1 Э, частота которого изменяется со скоростью $(2.0 - 4.0) \times 10^{16}$ Гц/с, максимальный угол отклонения намагниченности от равновесного положения достигает 160° .

Теоретическая и практическая значимость.

Полученные данные о волновых свойствах неотраженной волны продемонстрировали возникновение нового слабозатухающего волнового процесса, обусловленного анизотропией распространения магнитостатических волн в пленках ЖИГ. Результаты могут быть использованы для увеличения расстояния передачи информации при разработке спин-волновых СВЧ-устройств.

Результаты микромагнитного моделирования, построенного на численном решении уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта, дополняют теорию авторезонанса и позволяют определить параметры, которые могут быть использованы для экспериментального наблюдения авторезонансного возбуждения слабозатухающих колебаний намагниченности в одноосных пленках ЖИГ.

Методология и методы исследования.

Для экспериментального определения свойств неотраженной спиновой волны использовался метод Манделъштам-Бриллюэновского рассеяния света, позволяющий с помощью анализа процессов фотон-магнонного взаимодействия оценить параметры спиновых волн в образце с

высоким пространственным, частотным и временным разрешением. Микромагнитное моделирование динамики намагниченности в пленке ЖИГ проводилось в программном пакете MuMax³. В данном пакете численными методами решается уравнение Ландау-Лившица-Гильберта, описывающее в рамках модели сплошной среды взаимодействие между спинами в ячейках матрицы, моделирующей заданный объект.

Степень достоверности и апробация результатов.

Достоверность результатов, полученных в диссертационной работе, обеспечивается обоснованным выбором физических приближений, использованием широко апробированных методов для расчета и теоретической интерпретации полученных экспериментальных данных, использованием современных приборов и апробированных методик изучения спин-волновых возбуждений в магнетиках. Выводы, сделанные в диссертации, логически следуют из результатов моделирования и не противоречат современным научным представлениям. Результаты работы были апробированы на различных научных мероприятиях.

Основные положения диссертации докладывались автором на 8 научных конференциях: International symposium «Spin Waves» (Санкт-Петербург, 3-8 июня, 2018), XXIII Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (Москва, 30 июня – 5 июля, 2018), VII Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism» (Екатеринбург, 8-13 сентября, 2019), XVIII Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (Екатеринбург, 16-23 ноября, 2017), XX Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (Екатеринбург, 21-28 ноября, 2019), 65th Annual conference on magnetism and magnetic materials (Палм Битч, Флорида, 2-6 ноября, 2020), XXIV Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (Москва, 1 - 8 июля, 2021). VIII Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism» (Казань, 22-26 августа, 2022).

Публикации.

Основные результаты диссертационной работы опубликованы в 5 научных статьях в российских и зарубежных журналах, 4 из которых входят в перечень ВАК, а также в 8 тезисах докладов на международных и российских научных конференциях.

Личный вклад автора.

Теплов В.С. совместно с научным руководителем к.ф.-м.н. Бессоновым В.Д. принимал участие в постановке цели и задач исследований, проводил эксперименты на установке Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света. Теплов В.С. самостоятельно разработал модель пленки железо-иттриевого граната и код для моделирования авторезонансного возбуждения колебаний намагниченности в данной модели в программном пакете MuMax³. Автор лично провел численные

расчеты и проанализировал полученные данные, участвовал в обсуждении и презентации всех полученных результатов, написании статей и тезисов докладов.

Соответствие паспорту специальности.

Содержание диссертации соответствует пункту 5 «Исследование явлений, связанных с взаимодействием различного рода электромагнитных излучений и потоков элементарных частиц с магнитными моментами вещества или его структурных составляющих: атомов, атомных ядер, электронов (парамагнитный, ферромагнитный, ядерный магнитный, ядерный гамма резонансы и др.).» и пункту 6 «Моделирование свойств и физических явлений в материалах с различными видами магнитного упорядочения, а также в композитных структурах на их основе» паспорта специальности 1.3.12. Физика магнитных явлений.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из оглавления, введения, четырех глав, заключения, списка использованных обозначений и сокращений, списков литературы и публикаций по теме диссертации. Содержит 119 страниц, 38 рисунков и 1 таблицу. Список литературы насчитывает 100 наименований.

Основное содержание диссертации.

Во введении обоснована актуальность темы диссертации, показана степень её разработанности, сформированы цель исследования и задачи, необходимые для её достижения, представлены научная новизна, теоретическая и практическая значимость работы, положения, выносимые на защиту, показаны степень достоверности и апробации результатов, указан личный вклад автора диссертации.

В первой главе изложены необходимые сведения об используемых приближениях для описания движения намагниченности в магнитной среде, обменном и дипольном взаимодействиях, влиянии кристаллической и одноосной анизотропии. Рассмотрены основные типы и свойства бегущих и стоячих спиновых волн в магнетиках. Определены параметры критического угла, необходимого для возникновения неотраженной спиновой волны. Представлены аналитические решения для авторезонансного возбуждения колебаний намагниченности в магнетиках. Из аналитических приближений в рамках обменного взаимодействия получены параметры поля накачки для авторезонансного возбуждения нелинейных колебаний намагниченности.

Во второй главе представлены результаты экспериментального изучения процесса распространения слабозатухающих спиновых волн в пленках ЖИГ. В качестве объекта изучения выступала неотраженная волна (НВ), формирующаяся из-за эффекта полного неотражения поверхностной магнитостатической волны от линии дефектов в плёнках $Y_3Fe_5O_{12}$ толщиной 2.2 мкм и 4.5 мкм, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложке $Ga_3Gd_5O_{12}$. Для

исследования процессов распространения спиновых волн в образцах использовалась оптическая методика Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света (МБРС). Магнитоэлектрические спиновые волны возбуждались в образце в частотном интервале $f = 4 - 4.5$ ГГц в геометрии Даймона-Эшбаха. В результате возбуждения возникает поверхностная магнитоэлектрическая спиновая волна (ПМСВ) которая взаимодействует с линией дефектов, образуя неотражённую волну и каустику от каждого дефекта в отдельности.

В ходе исследования была получена амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) неотражённой волны и ПМСВ в плёнке на равноудалённом расстоянии в 2 мм от линии дефектов и антенны. Для ПМСВ (Рисунок 1 (а)) спектр АЧХ, имеет характерный широкий частотный интервал. На АЧХ для неотражённой волны (Рисунок 1 (а)) можно выделить интенсивный узкий пик на частоте возбуждения $f = 4.34$ ГГц, на фоне ассиметричного пика, имеющего затянутое высокочастотное крыло характерное для каустических волн.

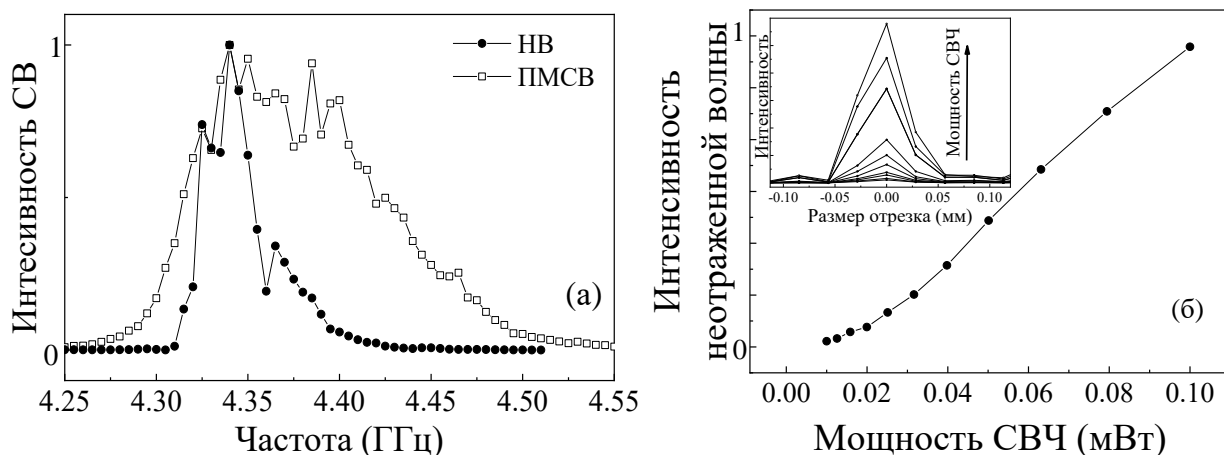


Рисунок 1 – (а) Нормированные амплитудно-частотные характеристики ПМСВ и НВ в плёнке ЖИГ. (б) Зависимость интенсивности НВ от мощности возбуждающего СВЧ-поля, измеренная на расстоянии 2 мм от линии дефектов. На вставке показан профиль НВ на этом же отрезке при различных мощностях СВЧ сигнала.

Чтобы исключить влияние нелинейных эффектов, было изучено поведение неотражённой волны в зависимости от мощности возбуждающего СВЧ-поля (Рисунок 1 (б)). Было показано, что интенсивность НВ растет линейно с возрастанием СВЧ-мощности до 1 мВт, что говорит об отсутствии вклада нелинейных эффектов в изучаемом диапазоне мощностей.

Проведено сравнение процессов затухания НВ, ПМСВ и каустической спиновой волны (Рисунок 2). Для ПМСВ и каустической спиновой волны длина свободного пробега составила: $r_0^{ПМСВ} = 0.44$ мм и $r_0^{кауств} = 0.46$ мм, соответственно. Для неотражённой волны $r_0^{НВ} = 1$ мм, что

указывает на обособленный характер неотражённой волны, а также на перспективность данного эффекта для практического применения.

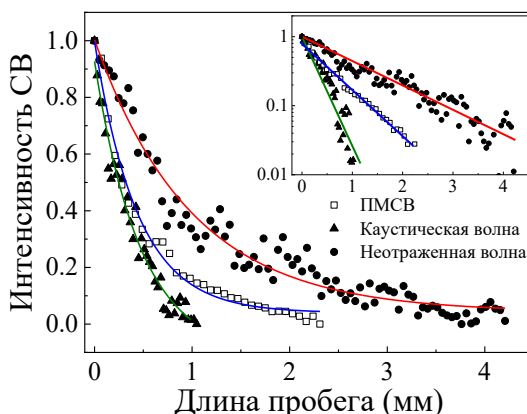


Рисунок 2 – Зависимость нормированной интенсивности ПМСВ (открытые квадраты), каустической волны, образованной единичным дефектом, (закрытые треугольники) и неотражённой волны (закрытые кружки) от длины пробега в пленке. Линиями показана аппроксимация экспериментальной зависимости по экспоненциальному закону. На вставке: то же самое в логарифмической шкале

Измерения групповой скорости НВ были выполнены в импульсном режиме возбуждения. Из анализа карты распределения интенсивности сигнала МБРС с временным разрешением (Рисунок 3) видно, что направление групповой скорости НВ после отрыва от линии дефектов сохраняется (Рисунок 3 (а, б)). Анализ профиля НВ в зависимости от времени (Рисунок 3 (в)) показал, что импульс сохраняет свою форму, что можно интерпретировать как наличие одного или узкого спектра волновых векторов для НВ, в отличие от каустических волн, обладающих широким набором волновых векторов и, как следствие, не сохраняющих свою форму.

Для разделения вкладов разных типов волн и расчета их длины была проанализирована фазовая картина исследуемых эффектов. Рисунок 4 демонстрирует распределение фаз, возбужденных МСВ в пленке ЖИГ толщиной 2.2 мкм. По результатам анализа была выделена ПМСВ длиной $\lambda^{ПМСВ} = 330$ мкм, распространяющаяся от антенны вдоль оси OY . На фоне этой ПМСВ видна другая, более короткая волна, распространяющаяся в этом же направлении. По всей видимости, эта волна является третьей модой, возбуждаемой микрополосковой СВЧ-антенной. Вблизи линии дефектов была обнаружена ещё одна волна с волновым вектором перпендикулярным дефектной структуре – неотражённая волна. Ее длина составила $\lambda^{HB} = 80$ мкм, что существенно короче возбуждаемой ПМСВ.

Таким образом, в диссертационной работе экспериментально показано наличие одного волнового вектора в спектре НВ, что согласуется с теорией, а также определены групповая скорость, длина волны и длина свободного пробега НВ в пленке ЖИГ.

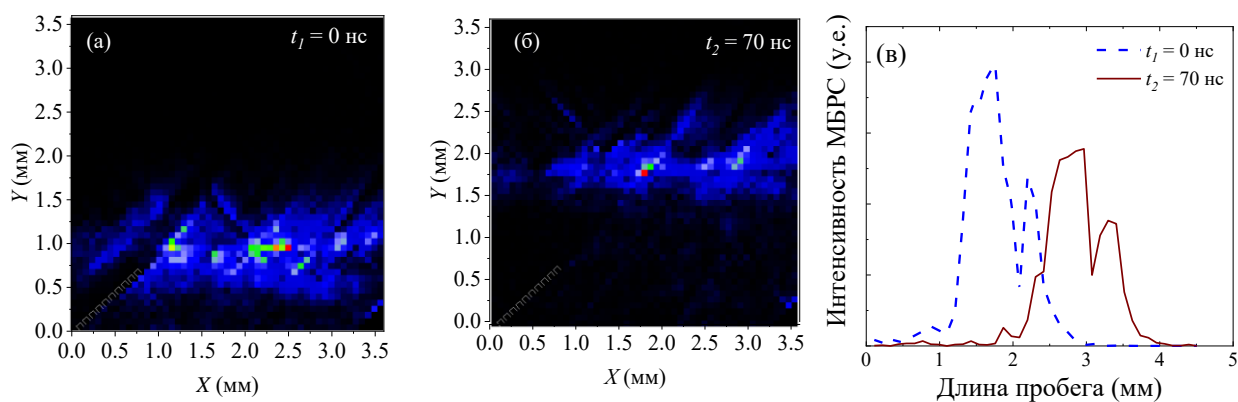


Рисунок 3 – Карта распределения интенсивности сигнала МБРС для моментов времени $t_1 = 0$ нс (а) и $t_2 = 70$ нс (б). При $t_1 = 0$ нс неотражённая волна "оторвалась" от линии дефектов, $t_2 = 70$ нс – волна находится на середине образца равноудаленно от линии дефектов, антенны и края образца. (в) - Профиль импульса неотражённой волны в разные моменты времени.

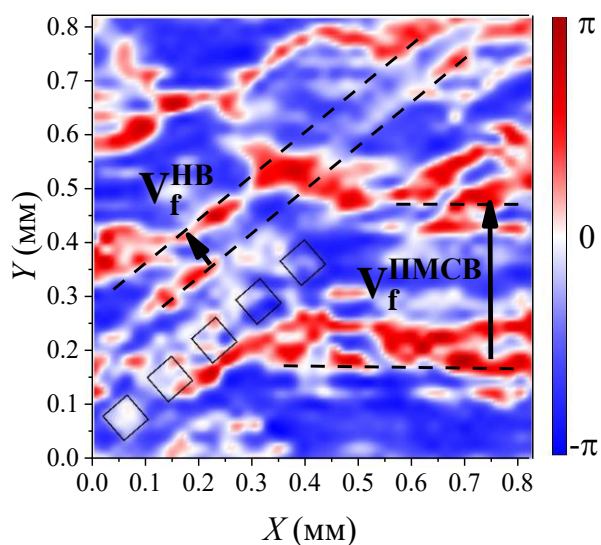


Рисунок 4 – Карта фазового разрешения бегущих СВ вблизи линии дефектов (черные квадраты). Пунктиром указан волновой фронт, стрелкой – направление фазовой скорости для ПМСВ ($V_f^{\text{ПМСВ}}$) и НВ ($V_f^{\text{НВ}}$).

В третьей главе с помощью метода микромагнитного моделирования, основанном на численном решении уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта в программном пакете MuMax³, были рассмотрены несколько моделей плёнки ЖИГ с перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА)

и определены статические и динамические параметры намагниченности для каждой модели. Путем сравнения результатов моделирования с аналитическим приближением Киттеля для однодоменной перпендикулярно намагниченной пластины были определены оптимальные модели, необходимые для теоретического рассмотрения процесса нелинейного возбуждения высокоамплитудных колебаний намагниченности в перпендикулярно намагниченной пленке ЖИГ. Модель плёнки ЖИГ задавалась в виде массива прямоугольных ячеек суммарной толщиной 160 нм (вдоль оси Oz), длиной и шириной 1600 нм (вдоль осей Ox и Oy) со следующими параметрами: намагниченность насыщения $M_s = 1.39 \times 10^5$ А/м, константа неоднородного обмена $A_{ex} = 3.17 \times 10^{-12}$ Дж/м, гиромагнитное отношение $\gamma = 1.76 \times 10^{11}$ рад/(Тл·с). Всего было исследовано 4 модели в виде массива ячеек размерностью $8 \times 32 \times 32$, $10 \times 40 \times 40$, $16 \times 64 \times 64$ и $32 \times 128 \times 128$. Для моделирования пленки с ПМА в расчетах была введена одноосевая анизотропия (k_u) в направлении перпендикулярном плоскости плёнки ($k_u = 1.3 \times 10^4$ Дж/м³ – расчетная константа одноосной анизотропии). Для возбуждения стоячей волны в моделях введены условия закрепления спинов на обеих границах путем добавления константы поверхностной анизотропии ($k_{is} = 6.5 \times 10^4$ Дж/м³) в верхнем и нижнем поверхностном слое пленки толщиной в одну ячейку.

В результате моделирования были проведены оценки поля насыщения и получены спектры спин-волнового резонанса (СВР). Определены две модели, для которых первые моды СВР (f_1) хорошо согласуются с приближением Киттеля: 1) Модель с массивом ячеек $16 \times 64 \times 64$ позволяет корректно учесть условие поверхностного пининга спинов, получить дискретный спектр резонансных колебаний, близкий к аналитическим приближениям, и имеет приемлемое время расчетов, что позволяет использовать ее для моделирования нелинейного возбуждения колебаний намагниченности; 2) Увеличение дискретности модели до $32 \times 128 \times 128$ ячеек существенно увеличивает временные затраты на расчет, но позволяет повысить точность моделирования и использовалось в работе для уточнения и проверки полученных результатов. Для выбранных моделей было определено значение амплитуды поля накачки 1 Э, что находится ниже порога нелинейности.

В четвертой главе на основе полученных в третьей главе моделей теоретически рассматривается новый нелинейный процесс возбуждения слабозатухающих магнитных колебаний в пленке ЖИГ с перпендикулярной магнитной анизотропией – авторезонанс. Исследование авторезонанса было разделено на четыре этапа, позволяющих перейти от простой аналитической модели, полученной в первой главе, к моделям, учитывающим влияние полей размагничивания, затухание и вклады магнитокристаллической и поверхностной анизотропии, путем добавления в эффективное поле $\mathbf{H}_{eff}(\mathbf{r}, t)$ уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта соответствующих слагаемых.

Для моделирования авторезонансного возбуждения в пленке ЖИГ перпендикулярно намагниченной до насыщения полем 2 кЭ задавалось переменное поле накачки $h_{x\text{res}}$ с амплитудой $h_0 = 1$ Э, направленное вдоль оси Ox с начальной частотой f_{start} ($f_{start} = \omega_{start}/2\pi$) и скоростью изменения частоты σ ($\sigma = \Omega/2\pi$):

$$h_{x\text{res}} = h_0 \cos\left(\left(\omega_{start} - \frac{\Omega t}{2}\right)t\right). \quad (1)$$

На примере модели с массивом ячеек $16 \times 64 \times 64$, учитывающей обменное взаимодействие, установлено, что при прохождении $h_{x\text{res}}$ через первую моду СВР (f_1) при определенной пороговой скорости изменения частоты поля накачки ($\sigma_{th} = 4.3 \times 10^{16}$ Гц/с), происходит резкий скачок максимального угла отклонения намагниченности θ_{max} от равновесного положения без какого-либо промежуточного значения в области перехода. Полученный численный результат хорошо согласуется с аналитическим приближением $\sigma_{ath} = 4.4 \times 10^{16}$ с⁻² (пунктирная линия на Рисунке 5). Максимальная величина θ_{max} находится в интервале 140° - 150° для всех значений $\sigma \leq \sigma_{th}$. Из графика частотной развертки авторезонансного возбуждения на Рисунке 6 видно, что рост θ_{max} сопровождается

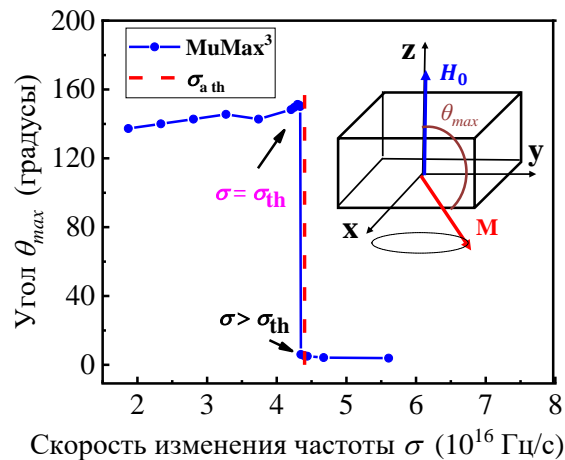


Рисунок 5 – Зависимость максимального угла отклонения намагниченности $\theta_{max}(\sigma)$ от скорости изменения частоты поля накачки σ . Красной пунктирной линией обозначено аналитическое значение $\sigma_{ath} = 4.4 \times 10^{16}$ Гц/с. На вставке справа показано отклонение на угол θ_{max} прецессирующего вектора \mathbf{M} в поле насыщения \mathbf{H}_0 .

захватом и удержанием величины разности фаз Δ между $h_{x\text{res}}$ и f_1 в диапазоне от 0 до π , с постоянной подстройкой фаз друг под друга. Подстройка частоты собственных колебаний намагниченности под изменяющуюся во времени частоту поля накачки со скоростью

$\sigma_{th} = 4.3 \times 10^{16}$ Гц/с приводит к прецессии намагниченности, имеющей сильно нелинейный характер и при больших амплитудах локализующейся в центре пленки (Рисунок 7).

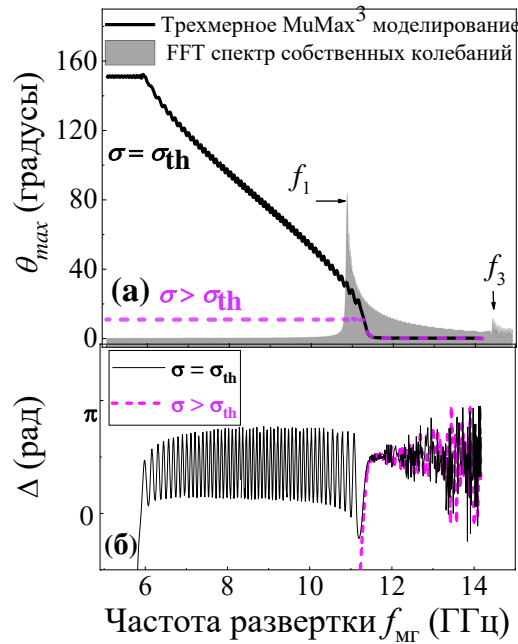


Рисунок 6 – (а) Зависимость максимального угла отклонения намагниченности θ_{max} от частоты развертки поля накачки f_{MG} в перпендикулярном поле 2 кЭ для $\sigma \leq \sigma_{th}$ (сплошная линия) и $\sigma > \sigma_{th}$ (пунктир). Серый фон – Фурье спектр собственных магнитных колебаний в толще пленки с резонансными модами f_1 и f_3 . (б) Разность фаз Δ между частотой возбуждающего магнитного поля $h_{x res}$ и собственными магнитными колебаниями намагниченности для $\sigma \leq \sigma_{th}$ и $\sigma > \sigma_{th}$.

Далее было рассмотрено влияние размагничивающей энергии E_{dem} на процесс авторезонансного возбуждения путем добавления соответствующего члена в эффективное поле $\mathbf{H}_{eff}(\mathbf{r}, t)$. Показано, что учет вклада E_{dem} приводит к сдвигу резонансного пика f_1 в область низких частот на 6 ГГц. Для корректного сравнения с уже полученными результатами и аналитическим приближением σ_{ath} в модели была увеличена константа одноосной анизотропии до $k_u = 24 \cdot 10^3$ Дж/м³. При этом Фурье-спектр собственных колебаний намагниченности в модели не изменялся.

Из результатов моделирования установлено (Рисунок 8), что вклад размагничивающей энергии не значительно влияет на пороговую скорость $\sigma_{th} = 4.4 \times 10^{16}$ Гц/с. При этом на 12.5 % уменьшается максимальный угол прецессии до $\theta_{max} = 132^\circ$.

Впервые было исследовано влияние параметра затухания $\alpha = 10^{-4}$ на возбуждение авторезонанса в пленке ЖИГ. Показано, что пороговая зависимость $\theta(\sigma)$ (Рисунок 8) сохраняется, и наблюдается уменьшение величины σ_{th} , которая составила 3.9×10^{16} Гц/с. При этом максимальная

амплитуда прецессии достигает $\theta_{max} = 132^\circ$ и совпадает со значением, полученным без затухания. Затухание также приводит к сужению интервала осцилляций разности фаз Δ : от 0.2π до 0.4π .

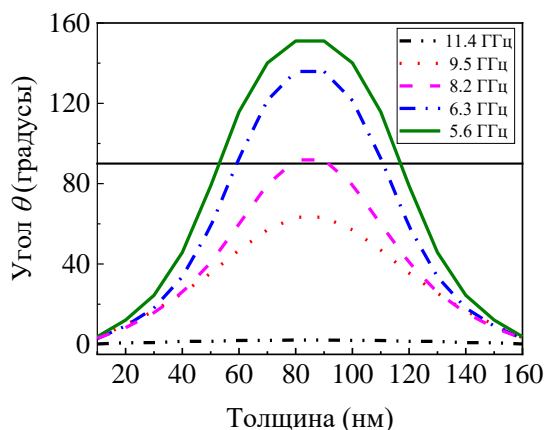


Рисунок 7 – Распределение угла отклонения намагниченности θ по толщине пленки для разных мгновенных значений частоты f_{MG} поля накачки $h_{x\,res}$ при $\sigma_{th} = 4.3 \times 10^{16}$ Гц/с.

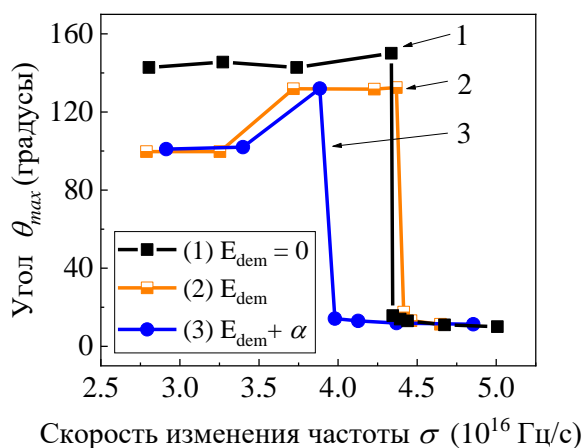


Рисунок 8 - Зависимость максимального угла отклонения намагниченности $\theta_{max}(\sigma)$ от скорости изменения частоты поля накачки σ : 1- расчет без учета размагничивающего вклада ($E_{dem}=0$), 2- расчет колебаний с учетом E_{dem} , 3 – расчет с вкладом E_{dem} и параметром затухания $\alpha = 10^{-4}$.

В зависимости от подложки, используемой для роста пленок ЖИГ, можно выделить три основных ориентации кубической магнитокристаллической анизотропии: [100] - на подложках из Si, [111] и [210] – на подложках из $Gd_3Ga_5O_{12}$. Для анализа влияния кубической магнитокристаллической анизотропии на авторезонансное возбуждение высокоамплитудных осцилляций намагниченности в $\mathbf{H}_{eff}(\mathbf{r}, t)$ модели было введено эффективное поле кубической анизотропии. Дополнительно для каждой ориентации учитывалось влияние затухания α .

Для учета энергии магнитокристаллической кубической анизотропии E_c в модели были заданы направления осей симметрии таким образом, чтобы нормаль к поверхности пленки совпадала с кристаллографическим направлением [100], [111] или [210]. Значение константы кубической анизотропии первого порядка бралось равным $k_c = -610$ Дж/м³ [35]. Возбуждение авторезонанса моделировалось приложением поля накачки вдоль направлений осей легкого (ОЛН) и трудного намагничивания (ОТН).

Поскольку в программе MuMax³ для моделирования используется массив прямоугольных ячеек, и поле накачки авторезонансного возбуждения было направлено под углом к ортогональным осям, то для корректного учета анизотропии, необходимо перейти от модели с матрицей, состоящей из $16 \times 64 \times 64$ ячеек, к модели с большим числом ячеек $32 \times 128 \times 128$. Проведенные оценки показали, что в случае увеличения количества ячеек значение пороговой скорости изменения частоты поля накачки осталось практически неизменными ($\sigma_{th} = 3.8 \times 10^{16}$ Гц/с с учетом затухания и $\sigma_{th} = 4.3 \times 10^{16}$ Гц/с без учета затухания), при этом значение угла отклонения намагниченности θ_{max} увеличилось до 160° (Рисунок 9).

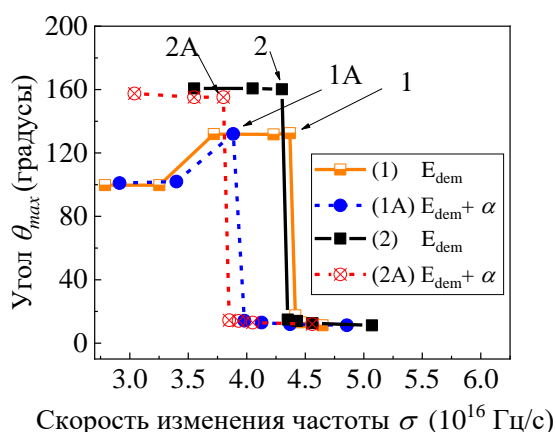


Рисунок 9 – Зависимость максимального угла отклонения намагниченности θ_{max} от скорости изменения частоты поля накачки σ для матрицы $16 \times 64 \times 64$: 1 – с учетом E_{dem} , 1A – с учетом E_{dem} и $\alpha = 10^{-4}$; для матрицы $32 \times 128 \times 128$: 2 – с учетом E_{dem} , 2A – с учетом E_{dem} и $\alpha = 10^{-4}$

Установлено, что для пленки [100] не наблюдалось различий в авторезонансном возбуждении колебаний намагниченности вдоль ОЛН и ОТН. Учет магнитокристаллической анизотропии не влияет на величину амплитуды прецессии намагниченности и θ_{max} достигает 160° . При этом величина σ_{th} снижается на 20% по сравнению с моделью без учета магнитокристаллической анизотропии (Рисунок 10 (а)).

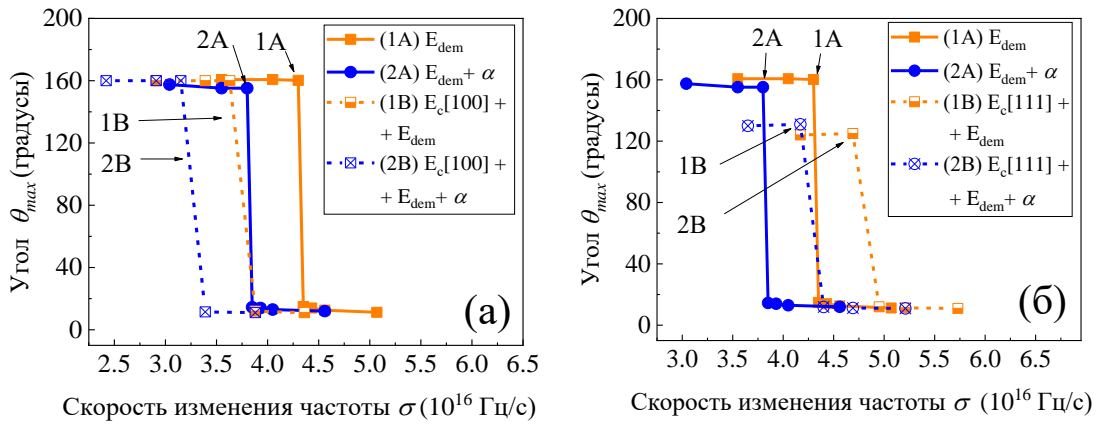


Рисунок 10. – Зависимость максимального угла отклонения намагниченности $\theta_{max}(\sigma)$ от скорости изменения частоты поля накачки σ для пленки ЖИГ: (а) 1А – результат моделирования с учетом E_{dem} , 2А – со вкладом E_{dem} и параметром затухания $\alpha = 10^{-4}$, 1В – моделирование с учетом $E_{dem} + E_c$ с ориентацией [100], 2В – со вкладом $E_{dem} + E_c$ с ориентацией [100] и параметром затухания $\alpha = 10^{-4}$. (б) 1А – результат моделирования с учетом E_{dem} , 2А – со вкладом E_{dem} и параметром затухания $\alpha = 10^{-4}$, 1В - моделирование с учетом $E_{dem} + E_c$ [111]. 2В – со вкладом $E_{dem} + E_c$ [111] и параметром затухания $\alpha = 10^{-4}$.

Можно заметить, что для пленок ЖИГ с ориентацией [111] сохраняется возможность авторезонансного возбуждения колебаний намагниченности при направлении поля накачки вдоль ОЛН и ОТН. Однако такая ориентация пленки снижает амплитуду прецессии намагниченности до $\theta = 125^\circ - 131^\circ$, при этом имеет место рост σ_{th} на 11 % относительно результатов, полученных для моделей без учета магнитокристаллической анизотропии (Рисунок 10 (б)).

Для пленок ЖИГ с ориентацией [210] помимо ОТН и ОЛН возникает ось промежуточной ориентации. Установлено, что данная ориентация не влияет на величину σ_{th} , которая остается практически на том же значении, что и в случае отсутствия магнитокристаллической анизотропии. При этом авторезонансное возбуждение вдоль ОЛН и ОТН имеет различия (Рисунок 11). В случае отсутствия затухания, при авторезонансном возбуждении полем накачки, направленным вдоль ОТН, максимальный угол θ_{max} достигает 66° . Авторезонансное возбуждение вдоль ОЛН и оси промежуточной ориентации позволяет получить величину θ_{max} равную 160° . При этом для оси промежуточной ориентации наблюдается неустойчивость процесса возбуждения, когда для $\sigma < \sigma_{th}$ максимальный угол θ_{max} уменьшается до 66° . В случае учета затухания авторезонансное возбуждение полем накачки, направленным вдоль ОТН и оси промежуточной ориентации, позволяет достичь максимальный угол отклонения намагниченности θ_{max} равный 66° . При направлении поля накачки вдоль ОЛН значение θ_{max} по-прежнему составляет 160° .

Таким образом, входе моделирования авторезонансного возбуждения нелинейных колебаний намагниченности в перпендикулярно намагниченных пленках ЖИГ с ПМА были установлены параметры скорости изменения частоты поля накачки с амплитудой равной 1 Э и определены максимальные углы отклонения намагниченности от равновесного положения.

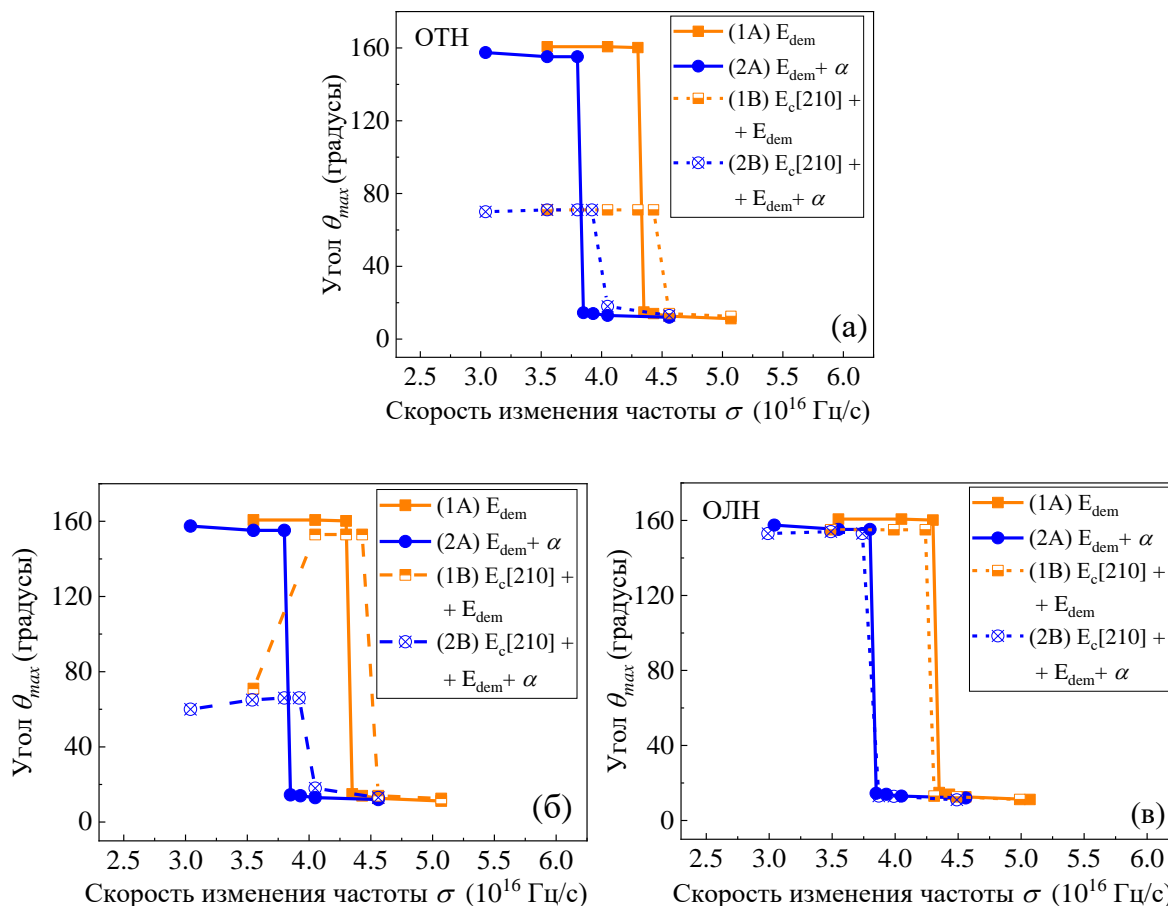


Рисунок 11 – Зависимость максимального угла отклонения намагниченности $\theta_{max}(\sigma)$ от скорости изменения частоты поля накачки σ для пленки ЖИГ: 1А - результат моделирования с учетом E_{dem} , 2А – со вкладом E_{dem} и параметром затухания $\alpha = 10^{-4}$, 1В - результат моделирования с учетом $E_{dem} + E_c$ с ориентацией пленки [210], 2В - $E_{dem} + E_c$ с ориентацией пленки [210]. (а) результаты для ОТН, (б) результаты для оси с промежуточной ориентацией, (в) результаты для ОЛН.

Основные результаты и выводы

1. Впервые экспериментально показано, что неотражённая волна в пленке ЖИГ, возникающая при особых граничных условиях на поверхности пленки, является неколлинеарной, ее фазовая и

групповая скорость перпендикулярны друг другу. Неотражённая волна распространяется узким нерасходящимся пучком за пределами дефектной структуры.

2. Установлено, что для плёнки ЖИГ толщиной 2.2 мкм во внешнем магнитном поле $H = 1$ кЭ на частоте возбуждения $f = 4.34$ ГГц длина неотражённой волны составила $\lambda^{HB} = 80$ мкм, что в три раза меньше, чем у формирующей её ПМСВ. При этом величина групповой скорости неотраженной волны оказалась выше чем у ПМСВ и составила $V^{HB} = 1.3 \times 10^4$ м/с. Длина свободного пробега неотраженной волны достигает 1 см, что в 2.2 раза превышает соответствующие значения для акустической и поверхностной спиновых волн.

3. Методами микромагнитного моделирования показана возможность авторезонансного возбуждения колебаний намагниченности переменным магнитным полем малой величины с линейно меняющейся частотой в тонких магнитных пленках ЖИГ с перпендикулярной магнитной анизотропией и определены необходимые параметры для его экспериментального наблюдения.

4. Показано, что учет полей размагничивания не приводит к существенным изменениям в возбуждении авторезонанса в пленке ЖИГ. Учет затухания приводит к уменьшению величины пороговой скорости изменения частоты поля накачки и обеспечивает более быструю стабилизацию процесса фазовой синхронизации. При этом сохраняется величина максимального угла отклонения намагниченности, которая может достигать 160° . Введение кубической магнитокристаллической анизотропии приводит к незначительному изменению пороговой скорости изменения частоты поля накачки и угла отклонения намагниченности от положения равновесия для пленок с ориентацией [100] и [111]. Для пленок ЖИГ [210] появляется параметрическая неустойчивость, которая выражается в выходе из режима авторезонансного возбуждения при достижении углов примерно 60° .

5. Показано, что для экспериментального наблюдения авторезонанса в тонкой пленке ЖИГ с перпендикулярной магнитной анизотропией с параметром затухания Гильберта порядка 10^{-4} скорость изменения частоты внешнего переменного возбуждающего магнитного поля амплитудой 1 Э должна быть в пределах $2 \times 10^{16} - 4 \times 10^{16}$ Гц/с.

Публикации автора по теме диссертационной работы

Публикации в рецензируемых научных изданиях из списка ВАК:

А1. Бессонов В.Д. Особенности распространения неотраженной волны в дефектных пленках ЖИГ / В. Д. Бессонов, В. С. Тешлов, А. В. Телегин // Журнал радиоэлектроники. — 2019. — №10. — С. 4.

A2. Micromagnetic modeling of autoresonance oscillations in yttrium-iron garnet films / V. S. Teplov, V. D. Bessonov, S. V. Batalov, A. V. Telegin // Journal of Physics: Conference Series. — 2019. — Vol. 1389. — P. 12141—12147.

A3. 150-Degree Nonlinear Magnetic Oscillations in YIG Films / V. S. Teplov, V. D. Bessonov, S. V. Batalov, A. V. Telegin // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. — 2022. — Vol. 35. — P. 1389—1395.

A4. Теплов В.С. Численное моделирование поведения намагниченности в одноосных магнитных пленках / В.С. Теплов, В.Д. Бессонов, А.В. Телегин // Журнал радиоэлектроники. — 2022. — №7. — С. 11.

Материалы конференций и тезисы докладов:

A5. Teplov V.S. Micromagnetic modeling of magnetization autoresonance in thin iron-yttrium garnet films with induced uniaxial anisotropy / V.S. Teplov, V.D. Bessonov, S.V. Batalov // International Symposium Spin Waves. – St. Petersburg. – 2018. – P.151.

A6. Теплов В.С. Микромагнитное моделирование явлений авторезонанса намагниченности в пленках железоиттриевого граната с наведённой одноосевой анизотропией / В.С. Теплов, В.Д. Бессонов, С.В. Баталов // Сборник трудов. XXIII Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (HMMM-2018). – Москва. – 2018. – С.391.

A7. Micromagnetic modeling of magnetization oscillations excited by autoresonance in thin iron-yttrium garnet films / V.S. Teplov, V.D. Bessonov, S.V. Batalov, A.V. Telegin // VII Euro-Asian Symp. «Trends in MAGnetism» (EASTMAG-2019). –Ekaterinburg. – 2019. – P.181.

A8. Теплов В.С. Рассеяние света на тепловых магнонах в пленках Железо-Иттриевого Граната / В.С. Теплов, В.Д. Бессонов, А.В. Телегин //Тезисы докладов. XVIII Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-18). – Екатеринбург. –2017. – С.65.

A9. Микромагнитное моделирование авторезонансного возбуждения намагниченности в тонких пленках магнитных диэлектриков / В.С. Теплов, В.Д. Бессонов, С.В. Баталов, А.В. Телегин // Тезисы докладов. XX Юбилейная Всероссийская школа-семинар проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-20). – Екатеринбург. –2019. – С.238.

A10. Micromagnetic Modeling Magnetization Excitation by a Resonance. / V.S. Teplov, V.D. Bessonov, S.V. Batalov, A.V. Telegin // Abstracts. 65th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials. – Palm Beach. – 2020. – P.452.

A11. Микромагнитное моделирование возбуждения колебаний намагниченности в трехмерных пленках / В.С. Теплов, В.Д. Бессонов, С.В. Баталов, А.В. Телегин // Сборник трудов XXIV

Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (НМММ-2021). – Москва. – 2021. – С.421.

A12. Teplov V.S. Micromagnetic simulation of magnetization dynamic in fm films / V.S. Teplov, V.D. Bessonov, A.V. Telegin // Abstracts: VIII Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism» (EASTMAG-2022). – Kazan. – 2022. – Vol. 1. – P.302-303.

Прочие публикации:

A13. Teplov V. S. Micromagnetic modeling of magnetization autoresonance in yig thin films with induced uniaxial anisotropy / V. S. Teplov, V. D. Bessonov // Diagnostics, Resource and Mechanics of materials and structures. – 2018. – №. 6. – P. 222–228.

Список литературы

1. Диэлектрическая магноника—от гигагерцев к терагерцам / Никитов С. А., Сафин, А. Р., Калябин, Д. В., Садовников, А. В., Бегинин, Е. Н., Логунов, М. В., Морозова М.А., Одинцов С.А., Осокин С.А., Шараевская А.Ю., Шараевский Ю.П., Кириллюк А. И. //Успехи физических наук. – 2020. – Т. 190, № 10. – С. 1009-1040.
2. The 2021 magnonics roadmap / A. Barman, G. Gubbiotti, S. Ladak, A. O. Adeyeye, M. Krawczyk, J. Gräfe, C. Adelman, S. Cotofana, A. Naeemi, V. I. Vasyuchka, B. Hillebrands, S. A. Nikitov, H. Yu, D. Grundler, A V Sadovnikov, A. A. Grachev, S. E. Sheshukova, J-Y. Duquesne, M. Marangolo, G. Csaba, W. Porod, V. E. Demidov, S. Urazhdin, S. O. Demokritov, E. Albisetti, D. Petti, R. Bertacco, H. Schultheiss, V. V. Kruglyak, V. D. Poimanov, S. Sahoo, J. Sinha, H. Yang, M. Münzenberg, T. Moriyama, S. Mizukami, P. Landeros, R. A. Gallardo, G. Carlotti, J-V. Kim, R. L. Stamps, R. E. Camley, B. Rana, Y. Otani, W. Yu, T. Yu, G. E. W Bauer, C. Back, G. S. Uhrig, O. V. Dobrovolskiy, B. Budinska, H. Qin, S. van Dijken, A. V. Chumak, A. Khitun, D. E. Nikonov, I. A. Young, B. W. Zingsem and M. Winklhofer //Journal of Physics: Condensed Matter. – 2021. – Vol. 33, № 41. – P. 413001.
3. Cherepanov, V. The saga of YIG: Spectra, thermodynamics, interaction and relaxation of magnons in a complex magnet / V. Cherepanov, I. Kolokolov, V. L'vov. //Physics Reports. – 1993. – Vol. 229, № 3. – P. 81-144.
4. Serga, A. A. YIG magnonics / A. A. Serga, A. V. Chumak, B. Hillebrands // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2010. – Vol. 43, № 26. – P. 264002 (16).

5. Krawchyk, M. Reviw and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure / M. Krawchyk, D. Grundler // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2014. – Vol. 26, № 25. – P. 123202 (32).
6. Schlömann, E. Recent developments in ferromagnetic resonance at high power levels / Schlömann E., Green J. J., Milano U. // *Journal of Applied Physics*. – 1960. – Vol. 31, № 5. – P. S386-S395.
7. Unidirectional spin-wave heat conveyer / T. An, V. I. Vasyuchka, K. Uchida, A. V. Chumak, K. Yamaguchi, K. Harii, J. Ohe, M. B. Jungfleisch, Y. Kajiwara, H. Adachi, B. Hillebrands, S. Maekawa, E. Saitoh // *Nature Materials*. – 2013. – Vol. 12, № 6. – P. 549-553.
8. Вашковский, А. В. Отражение поверхностной магнитостатической волны от края плёнки / А. В. Вашковский, Д. Г. Шахназарян // *Радиотехника и электроника*. – 1987. – Т. 32, № 4. – С. 719-723.
9. An antidot array as an edge for total non-reflection of spin waves in yttrium iron garnet films / R. Gieniusz, V. D. Bessonov, U. Guzowska, A. I. Stognij, A. Maziewski // *Applied Physics Letters*. – 2014. – Vol. 104, № 8. – P. 082412 (5).
10. Баталов, С. В. Авторезонансное управление солитоном намагниченности / С. В. Баталов, А. Г. Шагалов // *Физика металлов и металловедение*. – 2010. – Т. 109, № 1. – С. 3–8
11. The switching of strong spin wave beams in patterned garnet films / R. Gieniusz, P. Gruszecki, M. Krawczyk, U. Guzowska, A. Stognij, A. Maziewski // *Scientific Reports*. – 2017. – Vol. 7. – P. 8771.
12. Shagalov, A. G. Narrow autoresonant magnetization structures in finite-length ferromagnetic nanoparticles / A. G. Shagalov, L. Friedland // *Physical Review E*. – 2019. – Vol. 100, № 3. – P. 032208 (7).
13. The design and verification of MuMax3 / A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornic, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. van Waeyenberge. // *AIP Advances* – 2014. – Vol. 4, № 10. - P. 107133 (22).

Отпечатано на ризографе ИФМ УрО РАН тир. 100 зак. №25

Объем 1,0 печ. л. Формат 60x84 1/16

620108, г. Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18