

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт физики металлов имени М.Н. Михеева  
Уральского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Теплов Валентин Сергеевич

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

Специальность 1.3.12. Физика магнитных явлений

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени  
кандидата физико–математических наук

Научный руководитель:  
кандидат физико-математических наук  
Бессонов Владимир Дмитриевич

Екатеринбург – 2022

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
1 ОПИСАНИЕ ДВИЖЕНИЯ МАГНИТНОГО МОМЕНТА	14
1.1 Уравнение движения намагниченности	14
1.2 Магнитостатические спиновые волны в пленках	22
1.3 Особенности распространения спиновых волн: неотраженная волна	26
1.4 Спин-волновой резонанс в толще плёнки	30
1.5 Нелинейный резонанс колебаний намагниченности	32
1.6 Параметрическое возбуждение	34
1.7 Авторезонанс	35
1.8 Аналитическая модель авторезонанса	38
1.9. Выводы по главе	41
2 ПРОЦЕССЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СЛАБОЗАТУХАЮЩИХ СПИНОВЫХ ВОЛН В ПЛЁНКАХ ЖИГ	43
2.1 Возбуждение неотраженной волны в пленках ЖИГ с дефектами	43
2.2 Исследуемые образцы	44
2.3 Мандельштам-Бриллюэновское рассеяние света	45
2.4 Исследование свойств неотражённой волны в пленках ЖИГ	48
2.5 Выводы к главе	56
3 МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И АПРОБАЦИЯ МОДЕЛИ ПЛЕНКИ ОДНООСНОГО МАГНЕТИКА	58
3.1 Основные параметры модели	59
3.2 Определение статических характеристик модели	63
3.3 Определение значений мод спин волнового резонанса в модели	66
3.4 Выводы по главе	72
4 МОДЕЛИРОВАНИЕ АВТОРЕЗОНАНСА В ПЛЁНКЕ ЖИГ	73
4.1 Методика моделирования авторезонанса	73

4.2 Результаты моделирования авторезонанса в пленке ЖИГ	76
4.3 Учёт влияния энергии размагничивания и постоянной затухания на параметры авторезонанса	80
4.4 Влияние одноосной анизотропии на параметры авторезонанса	84
4.5 Учёт влияния кубической магнитокристаллической анизотропии на параметры авторезонанса в пленке ЖИГ	85
4.5.1 Ориентация пленки [100]	88
4.5.2 Ориентация пленки [111]	90
4.5.3 Ориентация пленки [210]	93
4.6 Выводы по главе	98
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	100
Благодарности	102
Публикации автора по теме диссертационной работы	103
СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ	104
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	108

## ВВЕДЕНИЕ

### **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 [1], 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 [2]. 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 [3]. Использование железо-иттриевого граната  $Y_3Fe_5O_{12}$  (ЖИГ), обладающего самым низким параметром затухания [4, 5], 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 [6].

Для управления распространением магнитных колебаний применяют различные подходы: использование магнонных кристаллов [3, 7], волноводов с модуляцией толщины [8], применение спинового тока в многослойных магнитных структурах [9, 10] 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 [11, 12].

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 [1, 13 - 16], например, при параметрической накачке [17]. Среди активно развивающихся методов возбуждения спиновых волн можно отметить оптический метод, основанный на воздействии сверхкоротких импульсов лазера на магнитную среду [18], или инжекцию спин-поляризованного тока [9]. Оба метода позволяют создавать высокоамплитудную прецессию намагниченности и, как следствие, распространяющиеся спиновые волны [19]. 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 [20].

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 [21, 22, 23]. В теоретической работе [24] 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 [25] впервые экспериментально было показано, что в пленке ЖИГ при падении возбуждающей поверхностной спиновой

волны на линию дефектов, играющую роль границы раздела и расположенную под определённым 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 [26]. Было показано, что нелинейные магнитные колебания в магнетиках можно возбуждать с помощью эффекта авторезонанса [27]. 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. Линейно 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 магнонной сверхтекучести [3, 28]. До настоящего времени теория авторезонанса успешно применялась в физике плазмы [29] или астрономии [30], 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 [23, 25]. Величина критического угла совпадала с теоретически предсказанным значением [24], а также с результатом численного моделирования, применявшимся для дополнительного анализа теории отражения поверхностных магнитостатических спиновых волн от границы раздела сред в пленке ЖИГ [25]. Возможность практического использования неотраженных волн обсуждалась в [31]. 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 [27, 26, 32] 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 [33, 32] 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 [25, 34 - 38], 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  $160^\circ$ .

**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 Мандельштам-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 MuMax<sup>3</sup>. 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 MuMax<sup>3</sup>. Автор лично провел численные расчеты и проанализировал полученные данные, участвовал в

обсуждении и презентации всех полученных результатов, написании статей и тезисов докладов.

### **Соответствие диссертации 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.

# 1 ОПИСАНИЕ ДВИЖЕНИЯ МАГНИТНОГО МОМЕНТА

## 1.1 Уравнение движение намагниченности

Макроскопическое состояние ферромагнетика в рамках модели сплошной среды [39] описывается при помощи намагниченности, определяемой как магнитный момент  $\Sigma\mathcal{M}$  единицы объема вещества  $\Delta V$ :

$$M = \frac{\Sigma\mathcal{M}}{\Delta V}. \quad (1.1)$$

В свою очередь намагниченность связана с внешним постоянным магнитным полем  $H$  через тензор магнитной восприимчивости  $\hat{\chi}$ :

$$M = \hat{\chi}H. \quad (1.2)$$

Динамика намагниченности в модели сплошной среды описывается при помощи уравнения Ландау-Лифшица. В бездиссипативном случае, когда магнитная энергия постоянна, уравнение движения намагниченности  $\mathbf{M}$  в постоянном магнитном поле  $\mathbf{H}$  примет вид [39]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}, \quad (1.3)$$

где  $\gamma$  – гиромагнитное отношение.

Представим магнитное поле и намагниченность как сумму постоянных и переменных компонент:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}', \mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}', \quad (1.4)$$

где  $\mathbf{M}_0$  – статическая намагниченность,  $\mathbf{H}_0$  – напряжённость постоянного магнитного поля,  $\mathbf{m}'$ ,  $\mathbf{h}'$  – малые гармонические величины, зависящие от времени как:

$$\mathbf{m}' = \mathbf{m} \exp(i\omega t), \quad \mathbf{h}' = \mathbf{h} \exp(i\omega t), \quad (1.5)$$

где  $\omega$  – угловая частота переменного магнитного поля.

Тогда с учётом (1.4) и (1.5), уравнение (1.3) можно переписать в виде:

$$i\omega \mathbf{m} + \gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_0 = -\gamma \mathbf{M}_0 \times \mathbf{h}. \quad (1.6)$$

Спроецировав уравнение (1.6) на оси ортогональной системы координат, где ось  $Oz$  совпадает с направлением  $\mathbf{M}_0$  и  $\mathbf{H}_0$ , можно получить следующее решение:

$$m_x = \chi h_x + i\chi_a h_y, \quad (1.7)$$

$$m_y = -i\chi_a h_x + \chi h_y,$$

$$m_z = 0.$$

$$\chi = \frac{\gamma M_0 \omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2}, \chi_a = \frac{\gamma M_0 \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad (1.8)$$

где  $\omega_H = \gamma H_0$  – частота ферромагнитного резонанса (ФМР).

Полученные результаты можно записать в тензорной форме с учетом высокочастотной магнитной восприимчивости:

$$\hat{\chi} = \begin{bmatrix} \chi & i\chi_a & 0 \\ -i\chi_a & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (1.9)$$

Таким образом компоненты тензора высокочастотной восприимчивости ферромагнетика имеют резонансную зависимость от  $\mathbf{H}_0$  и  $\omega$ , и, как следствие, ответственны за ФМР.

Существует несколько подходов к описанию уравнения движения намагниченности в изотропном магнетике с диссипацией, различающиеся между собой изменением длины вектора  $\mathbf{M}$ . Первый подход, предложенный Ландау - Лифшицем [40], заключается в том, что в формуле (1.4) появляется дополнительный малый член, учитывающий диссипацию и сохраняющий длину  $\mathbf{M}$ :

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} - \frac{\gamma \lambda}{M^2} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}), \quad (1.9)$$

где  $\lambda$ -параметр затухания.

Для практических задач в правой части уравнения (1.9) удобно записать релаксационный член в явном виде [40]  $\alpha = \frac{\lambda}{M}$ :

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} + \frac{\alpha}{M} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}, \quad (1.10)$$

где  $\alpha$  -параметр затухания Гильберта.

Это уравнение также сохраняет длину магнитного момента  $\mathbf{M}$ . Добавление коэффициента затухания приводит к изменению частоты ФМР на  $\omega \approx \omega_H / (1 + \alpha^2)^{\frac{1}{2}}$ .

Второй подход используется в магнитно-разупорядоченных системах, когда диссипация пропорциональна разнице между мгновенной величиной намагниченности и ее статистической составляющей при фиксированном значении поля, а характерные времена  $\tau_r$  продольной и поперечной релаксации равны между собой [40]. В таком случае уравнение движения намагниченности можно записать в виде:



$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} + \omega_r (\mathbf{M} - \chi_0 \mathbf{H}), \quad (1.11)$$

где  $\omega_r = \frac{1}{\tau_r}$  – скорость релаксации,  $\chi_0$  – статическая магнитная равновесная восприимчивость.

Описание резонансных явлений с процессами диссипации в магнетиках – это сложная задача в виду их многообразия. Однако для приближенного описания динамики при малом отклонении намагниченности от равновесного значения  $|\mathbf{M}_0|$  можно пользоваться уравнениями (1.10) и (1.11).

Отсутствие различия продольных и поперечных времен релаксации обычно объясняется изотропностью обменного взаимодействия, что приводит к смешиванию этих времен. Тем не менее в некоторых задачах процессы затухания необходимо раскладывать на спин-спиновую и спин-решеточную релаксации. Уравнения, учитывающие эти процессы, были предложены Флетчером, Ле-Кроу и Спенсером [41]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_{x,y}}{\partial t} &= +\gamma (\mathbf{M} \times \mathbf{H})_{x,y} - \frac{m_{x,y}}{2} \left( \frac{1}{\tau_{ls}} + \sum_k \frac{1}{\tau_k} \right), \\ \frac{\partial (M_0 - M_z)}{\partial t} &= -\gamma (\mathbf{M} \times \mathbf{H})_z - \frac{(m_x^2 + m_y^2)}{2M_0} \left( \frac{1}{\tau_{ls}} - \frac{1}{\tau_k} \right) - \frac{(M_0 - M_z)}{\tau_k}, \end{aligned} \quad (1.12)$$

где  $\tau_{ls}$  – времена спин-решеточной релаксации,  $\tau_k$  – времена спин-спиновой релаксации,  $m_{x,y}$  – x,y компоненты приведенной намагниченности,  $M_z$  – z компонента вектора  $\mathbf{M}$ .

В реальных магнетиках существуют выделенные направления, заданные, например, кристаллической структурой или формой магнетика. Анизотропия магнетиков вносит существенный вклад в их магнитную восприимчивость и магнитный резонанс.

Колебания намагниченности внутри образца зависят от распределения намагниченности. Распределение намагниченности в магнитоупорядоченных веществах определяется внутренним эффективным полем, которое зависит от внешнего магнитного поля, поля магнитной анизотропии, а также от формы образца. Рассмотрим влияние формы магнетика на примере эллипсоида, помещенного во внешнее однородное магнитное поле  $\mathbf{H}_0$ , направленное по оси  $Oz$  в ортогональной системе координат. Внутреннее магнитное поле  $\mathbf{H}_{\text{int}}$  будет иметь вид:

$$\mathbf{H}_{\text{int}} = \mathbf{H}_0 - \hat{\mathbf{N}}\mathbf{M} \equiv \mathbf{H}_0 - \mathbf{H}_M, \quad (1.13)$$

где тензор  $\hat{\mathbf{N}}$  – размагничивающий фактор с диагональными компонентами  $N_x, N_y, N_z$ .

В линеаризованном виде уравнение (1.13) с учетом постоянных ( $\mathbf{H}_0 = \mathbf{H}_{c0} - \hat{\mathbf{N}}\mathbf{M}_0$ ) и их переменных комплексных амплитуд ( $\mathbf{h}_0 = \mathbf{h}_{c0} - \hat{\mathbf{N}}\mathbf{m}$ ) будет иметь вид:

$$i\omega\mathbf{m} + \gamma\mathbf{m} \times \mathbf{H}_0 + \gamma(\hat{\mathbf{N}}\mathbf{m}) \times \mathbf{M}_0 + \frac{i\alpha\omega}{M_0}\mathbf{m} \times \mathbf{M}_0 = -\gamma\mathbf{M}_0 \times \mathbf{h}_{c0}. \quad (1.14)$$

В случае собственных незатухающих свободных колебаний в системе координат, где  $Oz$  совпадает с направлением  $\mathbf{H}_0$  и  $\mathbf{M}_0$ , решение уравнения (1.14) даст формулу для собственной резонансной частоты  $\omega_r$ :

$$\begin{aligned} \omega_r^2 &= (\omega_H + N_{11}\gamma M_0)(\omega_H + N_{22}\gamma M_0) - N_{12}^2\gamma^2 M_0^2, \\ \omega_H &= \gamma H_0 = \gamma(H_{c0z} - N_{33}M_0), \end{aligned} \quad (1.15)$$

где  $N_{11}, N_{12}, N_{33}$  – компоненты тензора  $\hat{\mathbf{N}}$ ,  $H_{c0z}$  – проекция внешнего поля  $\mathbf{H}_{c0}$  на ось  $Oz$ .

Из уравнения (1.15) следует, что при частотах близких к  $\omega_0$  будет происходить резонансное поглощение энергии электромагнитного поля.

Для бесконечно тонкой пластины при нормальном направлении внешнего магнитного поля уравнение (1.15) будет иметь вид:

$$\omega_r = \gamma(H_{c0} - 4\pi M_0). \quad (1.16)$$

Эффективное магнитное поле  $\mathbf{H}_{eff}$ , действующее внутри ферромагнетика, позволяет учесть различные взаимодействия и определяется как вариационная производная от плотности полной энергии системы [4]:

$$\mathbf{H}_{eff} = -\frac{\delta E_{tot}}{\delta \mathbf{M}}. \quad (1.17)$$

Плотность энергии системы  $E_{tot}$ , как функция намагниченности, представляется в виде суммы энергий:

$$E_{tot} = E_{ex} + E_z + E_a + E_{dem} + \dots, \quad (1.18)$$

где  $E_{ex}$  – плотность энергии обменного взаимодействия,  $E_z$  – плотность энергии Зеемана,  $E_a$  – плотность энергии анизотропии,  $E_{dem}$  – плотность энергии размагничивания.

Поэтому эффективное поле  $\mathbf{H}_{eff}$  представляет собой сумму полей, обусловленных различными взаимодействиями в (1.18).

Плотность энергии неоднородного обменного взаимодействия  $E_{ex}$  спинов электронов в магнетиках определяется как:

$$E_{ex} = \frac{1}{2} A_{exkl} \frac{\partial M_i}{\partial r_k} \cdot \frac{\partial M_i}{\partial r_l} = \frac{1}{2} \lambda_{ex} \left( (\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2 \right), \quad (1.19)$$

где  $i, k, l$ , - координаты,  $m=M/M_0$  - нормализованная намагниченность,  $x,y,z$  – компоненты проекции  $m$ ,  $A_{exkl} = \lambda_{ex}/M_0^2 = A_{ex}$  – обменная жёсткость (в случае однородного обменного взаимодействия).

Плотность энергии Зеемана  $E_Z$  определяет взаимодействие намагниченности с внешним полем  $\mathbf{H}_0$ :

$$E_Z = -\mathbf{M}\mathbf{H}_0. \quad (1.20)$$

Дополнительный вклад в  $E_{tot}$  также вносит взаимная ориентация спинов и осей кристаллической решетки в результате спин-орбитального взаимодействия в виде энергии магнитокристаллической анизотропии  $E_a$ . Для одноосных ферромагнетиков в первом приближении  $E_a$  выглядит следующим образом:

$$E_a = k_u (\sin \theta)^2 + k_{u2} (\sin \theta)^4 + \dots, \quad (1.21)$$

где  $k_{u,u2}$  – константы одноосевой анизотропии,  $\theta$  – угол между нормалью к плоскости образца и направлением намагниченности.

Для кубических кристаллов  $E_a$  представляет степенной ряд:

$$E_a = k_{c1} (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) + k_{c2} \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \dots, \quad (1.22)$$

где  $\alpha_{1,2,3}$  – направляющие косинусы  $\mathbf{M}$  в системе координат, связанной с осями кубической решетки,  $k_{c1}, k_{c2}$  – константы анизотропии, которые имеют размерность плотности энергии.

Минимизировав  $E_a$ , можно найти равновесные направления намагниченности в магнетике в отсутствие внешнего поля, называемые осями легкого намагничивания. В случае, когда  $E_a$  будет максимальна, такие направления называются осями трудного намагничивания. Например, на Рисунке 1.1 показано изменение частоты ФМР от азимутального угла  $\varphi$  в плоскости плёнки ЖИГ [111] толщиной 10.1 мкм во внешнем магнитном поле  $H = 1.2$  кЭ [42], где минимумы совпадают с осью трудного намагничивания, максимумы с осями легкого намагничивания. Оси трудного намагничивания совпадают с направлениями кристаллографических осей пленки, а шаг в 60 градусов обусловлен симметрией кристаллической решетки [42].

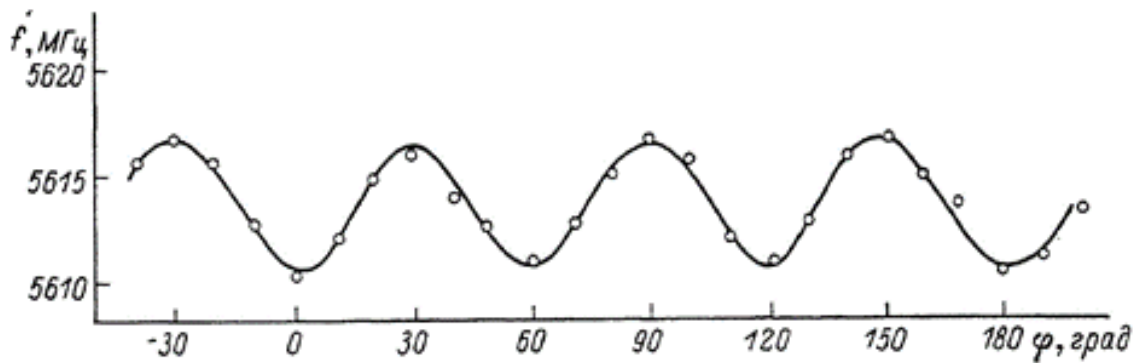


Рисунок 1.1 – Угловая зависимость частоты ФМР для пленки ЖИГ [111] в поле  $H = 1.2$  кЭ [42].

Размагничивающий фактор, зависящий от формы образца, учитывается через размагничивающую энергию  $E_{dem}$ :

$$E_{dem} = -\frac{1}{2} \int \mathbf{M} \mathbf{H}_{dem} dV, \quad (1.23)$$

где размагничивающее поле  $\mathbf{H}_{dem}$  определяется как:

$$\mathbf{H}_{dem} = \hat{\mathbf{N}} \mathbf{M}, \quad (1.24)$$

$$\hat{\mathbf{N}} = \begin{vmatrix} N_{11} & N_{12} & N_{13} \\ N_{12} & N_{22} & N_{23} \\ N_{13} & N_{23} & N_{33} \end{vmatrix}. \quad (1.25)$$

Таким образом, уравнение движения (1.11) можно представить в следующем обобщенном виде, которое будет определять движение намагниченности в анизотропном магнетике с учетом затухания:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}, \quad (1.26)$$

При моделировании динамики магнитных колебаний в магнитной среде обычно используют уравнение типа (1.26), в котором через эффективное поле  $\mathbf{H}_{eff}$  учитываются все возможные взаимодействия.

## 1.2 Магнитостатические спиновые волны в пленках

До сих пор описывались однородные колебания намагниченности, однако в магнитоупорядоченной среде магнитные моменты совершают беспорядочные тепловые колебания и намагниченность является усредненной величиной. Такие колебания намагниченности можно представить, как суперпозицию гармонических волн – спиновые волны (СВ) [43]. Спектр бегущих СВ, впервые описанный Блохом в 1939 году [43], характеризуется квадратичной зависимостью от волнового вектора (Рисунок 1.2). В основе рассмотрения процессов взаимодействия между магнитными моментами в [43] использовалось только обменное взаимодействие, описываемое формулой (1.19).

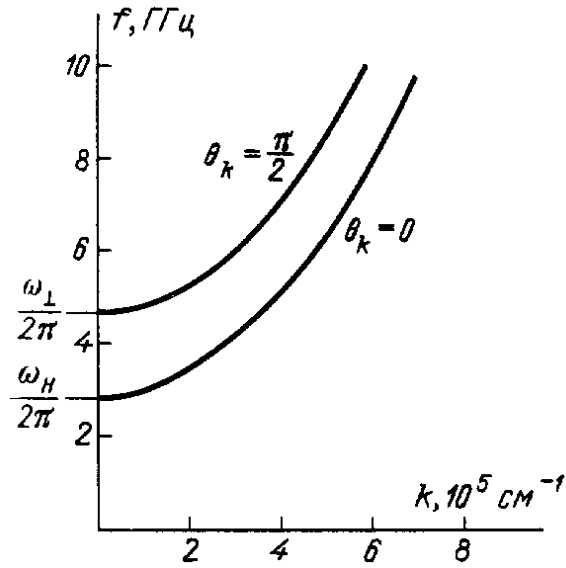


Рисунок 1.2 – Дисперсия спиновых волн в изотропном ЖИГ при внешнем магнитном поле  $H = 1$  кЭ [40].

Распространение магнитных колебаний в твёрдом теле можно описать через уравнения Максвелла [44, 45]:

$$\begin{aligned}
 \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\
 \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \\
 \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, \\
 \operatorname{div} \mathbf{D} &= \rho_V,
 \end{aligned}
 \tag{1.27}$$

где  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  - вектора напряжённости электрического и магнитного поля соответственно,  $\mathbf{D}$  и  $\mathbf{B}$  - векторы индукции электрического и магнитного поля, соответственно,  $\mathbf{J}$  - плотность тока,  $\rho_V$  - объёмная плотность заряда

Для описания распределения электрических и магнитных полей уравнения Максвелла необходимо дополнить материальными уравнениями, связывающими волновые характеристики с физическими характеристиками твёрдого тела

$$\begin{aligned}
 \mathbf{D} &= \varepsilon_0 \hat{\varepsilon} \mathbf{E}, \\
 \mathbf{B} &= \mu_0 \hat{\mu} \mathbf{H}, \\
 \mathbf{J} &= \rho \mathbf{E},
 \end{aligned}
 \tag{1.28}$$

где  $\hat{\varepsilon}$ ,  $\hat{\mu} = \hat{\chi} + 1$  и  $\rho$  - тензоры диэлектрической проницаемости, магнитной восприимчивости и удельной проводимости, соответственно.

Рассмотрим случай, когда среда является электрически изотропной и тензор диэлектрической проницаемости  $\hat{\varepsilon}$  вырождается в скаляр  $\varepsilon$ . В связи с тем, что длина СВ много больше расстояний между атомами в стандартной кристаллической ячейке, мы можем пренебречь обменным взаимодействием [6, 46]. В таком приближении уравнения (1.27) и (1.28) можно представить в виде:

$$\begin{aligned}
 \text{rot } \mathbf{H} &= 0 \\
 \text{rot } \mathbf{B} &= 0.
 \end{aligned}
 \tag{1.29}$$

Подставляя в полученную магнитостатическую часть уравнений Максвелла (1.29) тензор (1.9) и сшивая граничные условия магнетик-вакуум через соответствующие компоненты полей [45], получаем закон дисперсии магнитостатических волн в тонких плёнках магнетиков: зависимость волнового вектора  $\mathbf{k}$  от направления внешнего магнитного поля.

При тангенциальном намагничивании появляется два различных вида волн, распространяющиеся вдоль внешнего магнитного поля – обратные объёмные магнитостатические спиновые волны (МСВ) и волны, распространяющиеся перпендикулярно направлению внешнего магнитного поля – поверхностные МСВ (Рисунок 1.3). Важно отметить, что в случае тангенциально намагниченной плёнки спектр СВ лежит как выше, так и ниже по частоте относительно ФМР. Таким образом, в случае параметрического возбуждения всегда будут условия для переноса энергии в короткие спиновые волны.



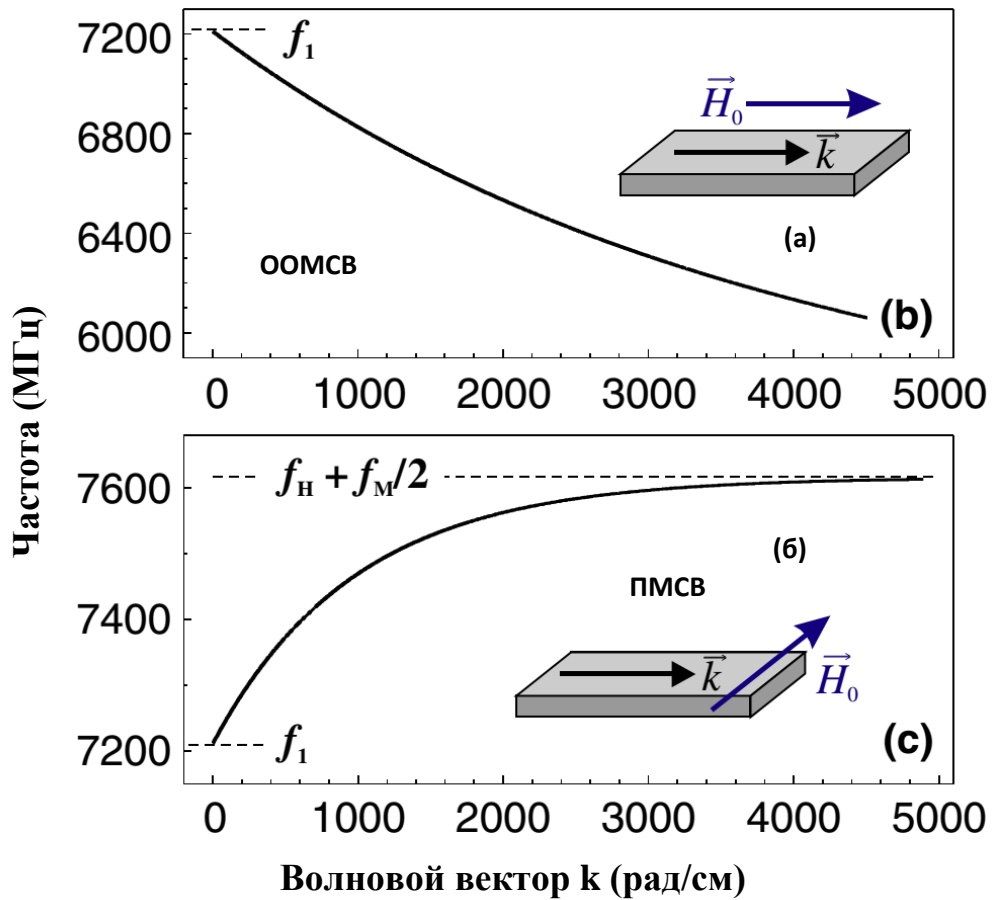


Рисунок 1.3 – Дисперсия МСВ в тангенциально намагниченной плёнке ЖИГ во внешнем поле  $H = 1.8$  кЭ для: (а) – обратных объёмных МСВ (ООМСВ), (б) – поверхностных МСВ (ПМСВ) [6]. Где  $f_1 = \sqrt{f_H(f_H + f_M)}$ ,  $f_H = \gamma H_0$ ,  $f_M = 4\pi\gamma M_0$ .

В случае нормально намагниченной плёнки возникает прямая объёмная МСВ. Её спектр лежит выше частоты ФМР, ниже которой находится область, где магнитные колебания в плёнке запрещены (Рисунок 1.4).

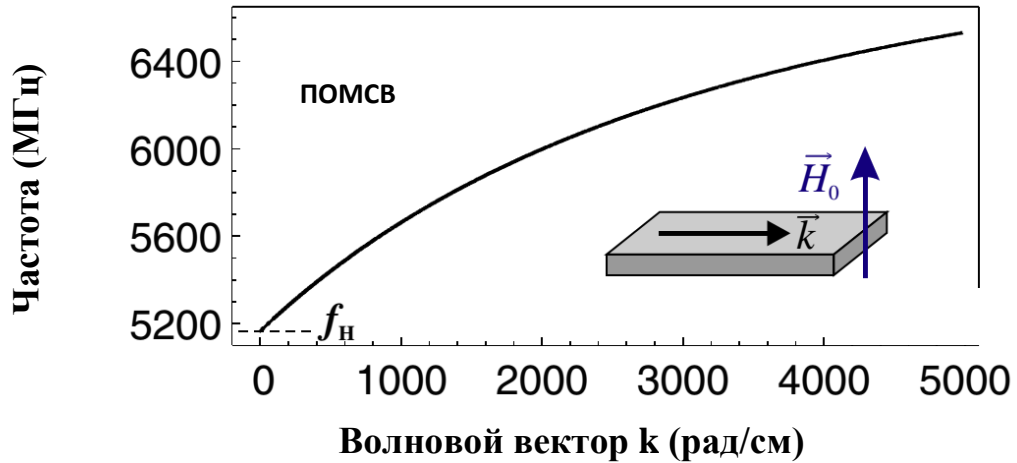


Рисунок 1.4 – Дисперсия МСВ в нормально-намагниченной пленке ЖИГ в поле  $H = 1.8$  кЭ для прямых объёмных МСВ (ПОМСВ) [6].

### 1.3 Особенности распространения спиновых волн: неотраженная волна

Рассмотрим подробнее особенности распространения поверхностных МСВ в тонких магнитных пленках и найдем условия их отражения от границы раздела сред, при которых возникает особая слабозатухающая неотраженная СВ.

Решением уравнений (1.3), (1.4) и (1.29) для тангенциально намагниченной пластины, где ось  $Oy$  лежит в плоскости плёнки, а ось  $Ox$  совпадает с направлением внешнего магнитного поля, является [47, 48]:

$$k_z^2 = - \left( k_x^2 + \frac{k_y^2}{\mu} \right), \quad (1.30)$$

где  $k_{x,y,z}$  - компоненты волнового вектора.

Граничные условия с учетом диэлектрической среды вокруг магнитной пластины имеют вид:

$$k_z^2 = k_x^2 + k_y^2. \quad (1.31)$$

Тогда, используя уравнения (1.30) и (1.31), можно описать распространение МСВ в тангенциально намагниченной пластине в виде:

$$\begin{aligned} (k_y^2 + k_z^2) + 2\mu \sqrt{(k_y^2 + k_z^2) \left( \frac{k_y^2}{\mu} + k_z^2 \right)} \cdot \operatorname{cth} \left( d \sqrt{\frac{k_y^2}{\mu} + k_z^2} \right) + \\ + \mu^2 \left( \frac{k_y^2}{\mu} + k_z^2 \right) - \mu_a^2 k_z^2 = 0, \end{aligned} \quad (1.32)$$

где  $d$  - толщина пластины,  $\mu$ ,  $\mu_a$  - диагональные и недиагональные компоненты тензора магнитной восприимчивости, соответственно.

Для получения дисперсионной кривой МСВ при произвольном угле распространения проводится замена:

$$k_x = \mathbf{k} \cos \varphi; \quad k_y = \mathbf{k} \sin \varphi, \quad (1.33)$$

где  $\mathbf{k} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$  - абсолютное значение волнового вектора,  $\varphi = \operatorname{arctg} \left( \frac{k_x}{k_y} \right)$  - угол, между направлением распространения МСВ и внешним магнитным полем  $\mathbf{H}$ .

Зависимость  $\mathbf{k}(\omega, \varphi)$  можно получить из совместного численного решения уравнений (1.32) и (1.33) в виде:

$$\begin{aligned} 1 + 2\mu \sin \varphi \cdot \sqrt{\frac{1}{\mu} \operatorname{ctg}^2 \varphi + 1} \operatorname{ctgh} \left( \mathbf{k} d \sin \varphi \cdot \sqrt{\frac{1}{\mu} \operatorname{ctg}^2 \varphi + 1} \right) + \mu^2 \sin^2 \varphi \times \\ \times \left( \frac{1}{\mu} \operatorname{ctg}^2 \varphi + 1 \right) - \mu_a^2 \sin^2 \varphi = 0. \end{aligned} \quad (1.34)$$

Для поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) необходимо ввести дополнительное условие для решения уравнения (1.32) или (1.34) в случае  $\mu \geq 0$  [47]:

$$\frac{k_x^2}{\mu} + k_y^2 = \frac{1}{\mu} \operatorname{ctg}^2 \varphi + 1 \geq 0. \quad (1.35)$$

Анализ (1.34) в соответствии с теорией Даймона-Эшбаха [49] даёт угол распространения ПМСВ в полуинтервале  $90^\circ \leq \varphi < \varphi_c$ , где критический угол  $\varphi_c$  определяется как:

$$\varphi_c = \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{H}{4\pi M_0}}. \quad (1.36)$$

Таким образом, анизотропия распространения МСВ существенно изменяет закон отражения спиновых волн по сравнению со светом. Поэтому для вывода закона отражения МСВ нужно пользоваться самыми базовыми принципами, такими как равенство проекций волновых векторов на плоскость зеркала для падающей  $\mathbf{k}_{in}$  и отражённой  $\mathbf{k}_r$  волны [45]. Для МСВ мы можем записать закон сохранения проекций волновых векторов на плоскость зеркала [24, 50]:

$$\mathbf{k}_{in} \cos(\varphi_{in} - \theta) = \mathbf{k}_r \cos(\theta - \varphi_{ref}), \quad (1.37)$$

где  $\varphi_{in}, \varphi_{ref}$  угол между направлением волнового вектора и нормалью для падающей и отражённой СВ,  $\theta$  – угол между плоскостью отражающей поверхности и внешним постоянным магнитным полем.

Предположим, что ПМСВ не переходит в другие типы волн при взаимодействии с отражающей поверхностью. Решая уравнения (1.37) и (1.34), мы получаем закон отражения для ПМСВ:

$$\frac{\operatorname{ctg} \varphi_{in} + \operatorname{ctg} \theta}{\sqrt{\frac{1}{\mu} \operatorname{ctg}^2 \varphi_{in} + 1}} \operatorname{arctanh} \frac{2\sqrt{\mu(\operatorname{ctg}^2 \varphi_{in} + \mu)(\operatorname{ctg}^2 \varphi_{in} + 1)}}{(1 + \mu^2 - \mu_a^2) + (1 + \mu) \operatorname{ctg}^2 \varphi_i} = =$$

$$\frac{\operatorname{ctg} \varphi_{ref} + \operatorname{ctg} \theta}{\sqrt{\frac{1}{\mu} \operatorname{ctg}^2 \varphi_{ref} + 1}} \operatorname{arctanh} \frac{2\sqrt{\mu(\operatorname{ctg}^2 \varphi_{ref} + \mu)(\operatorname{ctg}^2 \varphi_{ref} + 1)}}{(1 + \mu^2 - \mu_a^2) + (1 + \mu) \operatorname{ctg}^2 \varphi_{ref}}. \quad (1.38)$$

Для ПМСВ представляет интерес случай, когда  $\varphi_{ref} \leq \varphi_c$ . Спиновая волна должна отразится в направлении, в котором невозможно существование ПМСВ. В этом случае ПМСВ должна распространяться узким лучом вдоль поверхности зеркала. Такой эффект был назван эффектом полного неотражения. Интенсивность этой волны сильно уменьшается в направлении по нормали от плоскости зеркала [47]. Действительное решение уравнения (1.38) не зависит от направления падающей волны  $\varphi_{in}$ . Используя асимптотическое решение уравнения (1.34) из [24], возможно найти формулу для критического угла  $\theta_{crit}$ , при котором наблюдается этот эффект полного неотражения ПМСВ:

$$\theta_{crit} = \arcsin \left( \frac{\omega - \sqrt{\omega^2 - \omega_H^2 - \omega_H \omega_M}}{\omega_H + \omega_M} \right), \quad (1.39)$$

где  $\omega_M = 4\pi M_0 \gamma$ .

Данная формула была использована в настоящей диссертационной работе для расчета геометрии эксперимента по изучению распространения спиновых волн в пленках ЖИГ с дефектами.

## 1.4 Спин-волновой резонанс в толще плёнки

Рассмотрим подробно случай нормально-намагниченной пленки. В таких пленках, намагниченных до насыщения, возможны неоднородные колебания намагниченности - стоячие спиновые волны [51]. На эксперименте по ФМР они проявляются в виде дополнительных пиков поглощения, амплитуда которых экспоненциально уменьшается с увеличением номера моды резонанса (Рисунок 1.5).

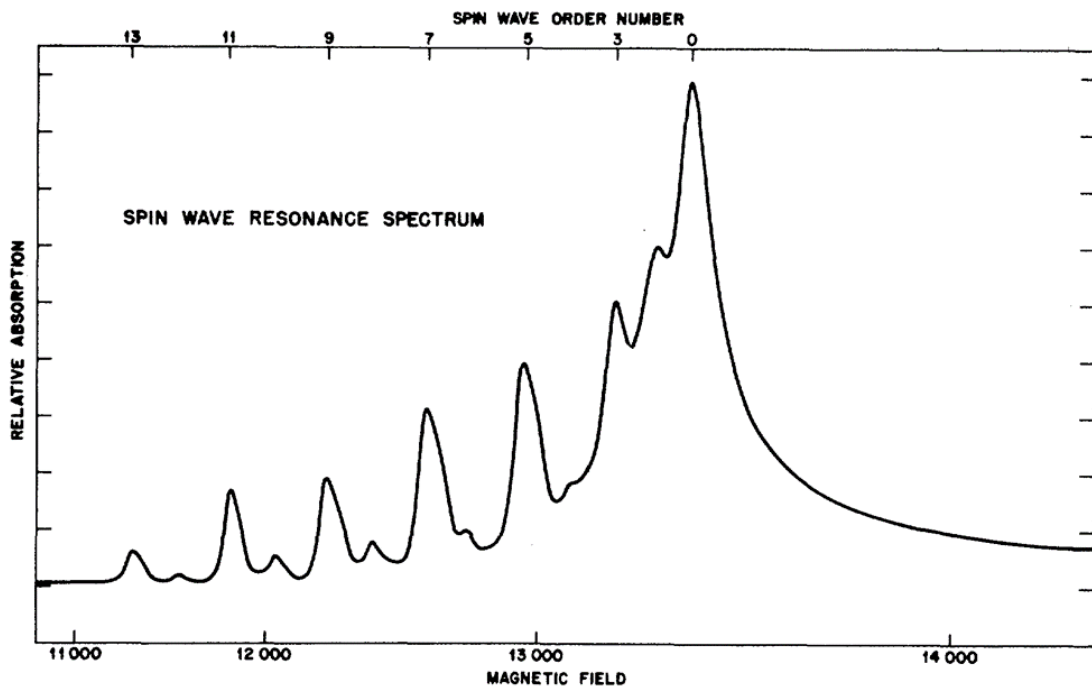


Рисунок 1.5 – Моды спин-волнового резонанса в плёнке пермаллоя  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{80}$  толщиной 560 нм на возбуждающей частоте 8.9 ГГц [52].

Такое явление обусловлено закреплением спинов на поверхности пленки, где на магнитные моменты действуют поля отличные от внутренних. Для учета этого эффекта в уравнение движения намагниченности вводят дополнительные граничные условия в виде константы закрепления спинов  $\xi$ , зависящей от

поверхностной анизотропии  $\xi = \frac{2k_s}{\lambda_{ex}M_0^2}$ , где  $k_s$  – константа поверхностной анизотропии.

Выражение для спектра собственных колебаний с учетом закрепления спинов тогда выглядит следующим образом [53]:

$$\omega_n = \omega_0 + \omega_M \lambda_{ex} \left( \frac{\pi n}{d} \right)^2, \quad (1.40)$$

где  $\omega_M = \gamma 4\pi M_0$ ,  $d$  – толщина пленки,  $n = 1, 3, 5, \dots$  номер моды.

Как видно из уравнения (1.40), все моды спин-волнового резонанса (СВР) лежат по частоте тем выше, чем выше номер моды. При этом распределение динамической намагниченности в толще пленки может носить как гармонический, так и гиперболический вид в зависимости от знака закрепления поверхностных спинов  $\xi$  (Рисунок 1.6). В случае нормально-намагниченной пленки интересен вариант с положительной константой закрепление спинов, потому что он приводит к образованию не синусоидного состояния в объеме пленки.

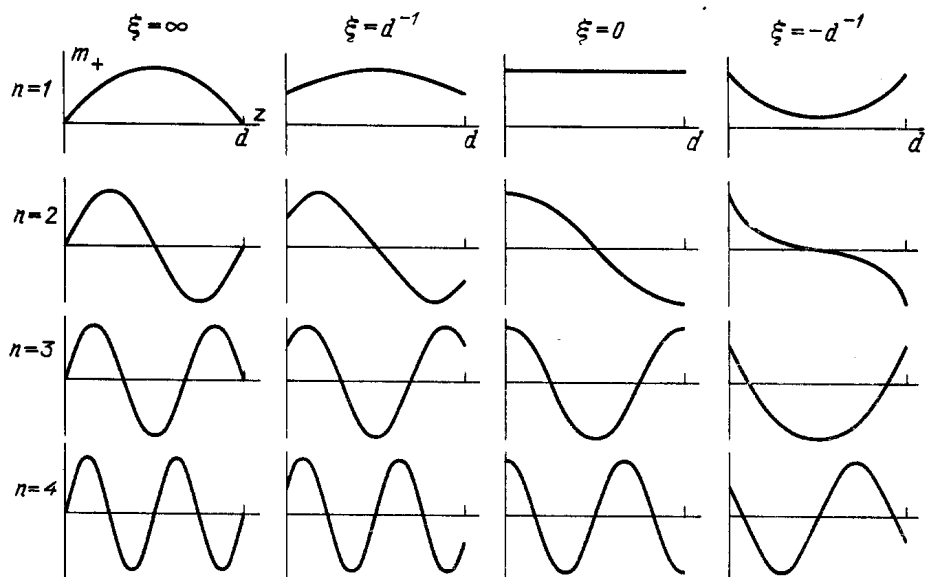


Рисунок 1.6 – Распределение динамической намагниченности в толще плёнке при различных модах СВР в зависимости константы закрепления спинов [40].

## 1.5 Нелинейный резонанс колебаний намагниченности

Уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) (1.10) оказывается справедливым и для больших амплитуд внешнего переменного магнитного поля, что позволяет использовать его в случае нелинейных эффектов.

Рассмотрим прецессию намагниченности  $\mathbf{M}$  в поле  $\mathbf{H}$  под действием поперечного магнитного поля накачки  $\mathbf{h}^*$  с круговой поляризацией:

$$\begin{aligned}\mathbf{H} &= \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}^*, \\ \mathbf{H}_0 &= (0, 0, H_0), \\ \mathbf{h}^* &= h_0(\cos h_x \cos \omega t + \sin h_y \sin \omega t),\end{aligned}\tag{1.41}$$

где  $h_0$  – амплитуда поля накачки,  $h_{x,y}$  – x, y компоненты проекции  $\mathbf{h}$ .

Постоянная намагниченность  $M_z$  направлена по оси  $Oz$ , а переменная намагниченность  $\mathbf{m}^*$  лежит в плоскости  $Oxy$ , имеет круговую поляризацию с правым вращением и отстает от  $\mathbf{h}^*$  на угол  $\varphi$ :

$$\begin{aligned}\mathbf{M} &= \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}^*, \\ \mathbf{M}_0 &= (0, 0, M_z), \\ \mathbf{m}^* &= m_0(\cos m_x \cos (\omega t + \varphi) + \sin m_y \sin (\omega t + \varphi))\end{aligned}\tag{1.42}$$

Подставляя (1.41) и (1.42) в (1.11), можно найти z компоненту вектора  $\mathbf{M}$  -  $M_z$  и мнимую часть нелинейной циркулярной резонансной восприимчивости  $\chi_{res+}$  на резонансной частоте, которая будет зависеть от амплитуды  $h_0$  и частоты  $\omega$  поля накачки:

$$M_{z\ res} = M_0 \left(1 - \frac{\gamma^2 h_0^2}{\alpha^2 \omega^2}\right)^{1/2}, \quad \chi_{res+} = \frac{\gamma M_0}{\alpha \omega}, \quad \text{при } h_0 \leq \alpha \omega / \gamma,\tag{1.43}$$



$$M_{z\text{res}} = 0, \chi_{\text{res+}} = \frac{M_0}{h_0}, \text{ при } h_0 > \alpha\omega/\gamma. \quad (1.44)$$

Как видно, в отличие от линейного случая, для нелинейных колебаний происходит замена  $\mathbf{M}_0$  на  $\mathbf{M}_z$ , которая уменьшается с увеличением величины амплитуды прецессии  $m_0$ . Таким образом собственная резонансная частота колебаний намагниченности начинает зависеть от  $m_0$  (при заданной частоте  $\omega$  переменного поля накачки), что приводит к нестабильности колебаний в интервале частот собственного нелинейного резонанса  $\omega_{0n}$  и частоты накачки  $\omega$ . Как показали авторы [54], неоднородность колебаний возникает, когда амплитуда переменного поля  $h_0$  превышает некоторое критическое значение  $h_{cr}$ . При этом наблюдается рост амплитуды прецессии колебаний намагниченности, который приводит к изменению ее собственной резонансной частоты и последующему срыву резонанса (Рисунок 1.7).

Неустойчивость собственной частоты зависит, например, от величины знака константы одноосевой анизотропии. В случае положительной константы имеется сдвиг в область более низких частот, в случае отрицательной – в область более высоких частот. В случае  $h_0 < h_{cr}$  происходит насыщение ФМР без дальнейшего роста амплитуды колебаний намагниченности [27].

При  $h_0 \ll \alpha\omega/\gamma$  возникают нелинейные процессы, обусловленные параметрическим возбуждением СВ, которые ограничивают дальнейший рост намагниченности.

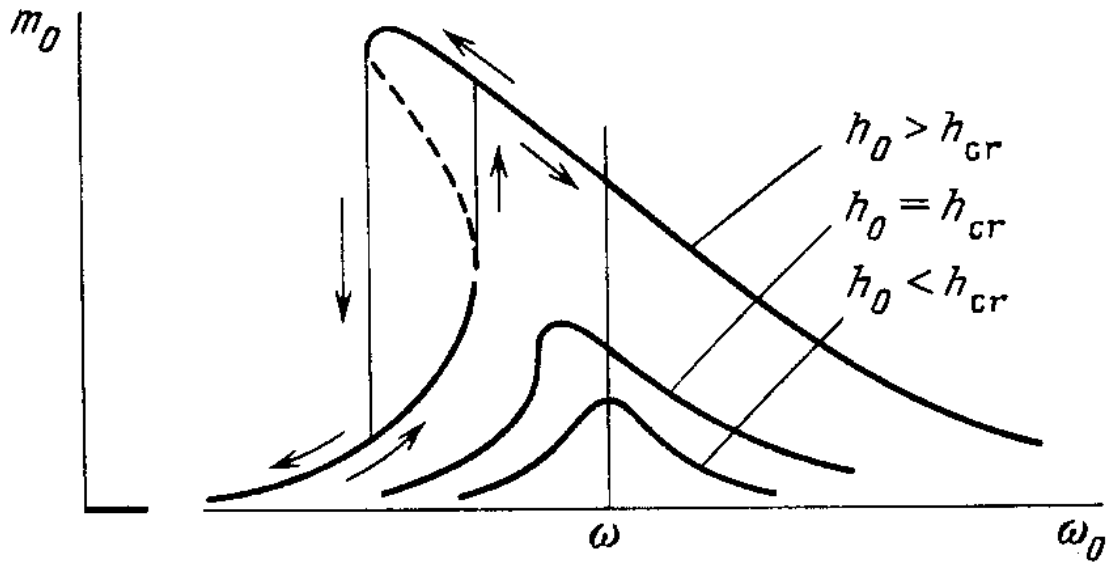


Рисунок 1.7 – Зависимость амплитуды прецессии  $m_0$  от собственной резонансной частоты  $\omega$  для разных значений амплитуды  $h_0$  [40].

### 1.6 Параметрическое возбуждение

Нелинейные явления, вызванные параметрическим возбуждением, были обнаружены в опытах при исследовании ФМР в сильных возбуждающих полях [55]. Было показано, что при достижении амплитудой переменного поля  $h_0$  величины равной полуширины резонансной кривой наблюдалось уменьшение  $M_z$  и  $\chi_{res+}$  с возникновением дополнительного максимума  $\chi''_{res+}$ . Данный эффект был объяснен в [56] существованием связи между возбуждением спиновой подсистемы и однородной прецессией намагниченности, которая выражается в возникновении двух связанных осцилляторов в виде СВ с волновыми векторами  $\mathbf{k}$  и  $-\mathbf{k}$ , обменивающихся друг с другом энергией посредством однородной прецессии. Обмен энергией происходит наиболее эффективно в случае выполнения условия:

$$\omega_p = \omega_1 + \omega_2 = 2\omega_k, \quad (1.45)$$

где  $\omega_{1,2}, \omega_k$  – собственные частоты осцилляторов,  $\omega_p$  – частота накачки.

Таким образом при накачке системы в области частот, лежащих выше резонансной частоты  $\omega_0$ , энергия перераспределяется между существующими модами колебаний намагниченности исходя из законов сохранения энергии и импульса.

Для существования параметрических возбуждений необходимо наличие таких мод, в которые может идти перекачка энергии. При этом необходимым условием является выполнение законов сохранения для параметрических магнонов. Наиболее простой вариант, когда происходит возбуждение магнонов на частоте накачки, которые потом распадаются на два магнона с одинаковой частотой (вдвое меньшей частоты накачки), но с противоположными волновыми векторами.

Как видно из Рисунка 1.6 в случае перпендикулярно намагниченной пленки при поперечной накачке существует область частот ниже моды первого СВР, в которой не существует ни стоячих волн в толще плёнке, ни бегущих волн при любых значениях волновых векторов. В случае полной фиксации поверхностных спинов ФМР перестает существовать. Таким образом первая мода СВР является низшим по энергии состоянием (дном) магнонной системы. В результате при частотах ниже СВР невозможно какое-либо магнон-магнонное взаимодействие и параметрическое возбуждение СВ.

## 1.7 Авторезонанс

Как было показано в Разделе 1.5, при возбуждении высокоамплитудной прецессии намагниченности ее собственная резонансная частота начинает зависеть от амплитуды прецессии. Для этого необходимо некоторое критическое значение внешнего переменного поля накачки. Чтобы избежать срыва процесса возбуждения

нужно изменять частоту внешнего воздействия так, чтобы она постоянно подстраивалась под изменяющуюся собственную резонансную частоту.

На этом предположении в [26] был разработан новый нелинейный метод авторезонансного возбуждения высокоамплитудных колебаний намагниченности в магнетиках. Авторезонанс (автофазировка) – это явление автоматической подстройки фазы собственных резонансных колебаний в динамических системах под фазу внешнего малоамплитудного (много меньше критического поля перехода в нелинейное возбуждение ( $h_0 < h_{cr} < H_0$ )) периодического воздействия, которое приводит к существенному изменению амплитуды колебаний намагниченности. Подстройка фазы осуществляется за счет изменения частоты внешней накачки вблизи частоты собственных резонансных колебаний. При этом наблюдается пороговый характер скорости изменения фазы поля накачки  $\sigma$ .

Исследование возможности управления нелинейной волной намагниченности с помощью внешнего переменного магнитного поля в магнетике с анизотропией типа ось легкого намагничивания было проведено в работах [26, 57]. На примере простейшей квазиодномерной модели был продемонстрирован захват фазы солитона намагниченности внешним поперечным к оси анизотропии полем накачки  $h_x(\varphi(t))$  с линейно меняющейся во времени фазой  $\varphi(t)$ . Захват приводит к увеличению амплитуды солитона. При этом существует пороговая зависимость этого процесса от скорости изменения фазы поля накачки. Рост амплитуды солитона сопровождается автоподстройкой фазы поля накачки под изменяющуюся фазу собственных колебаний. При этом разность фаз  $\Delta$  между ними остается ограниченной в некотором интервале. Пример возбуждения авторезонансных колебаний и захвата фазы в магнитном квазиодномерном стержне, намагниченном вдоль оси, представлен на Рисунке 1.8 [32].

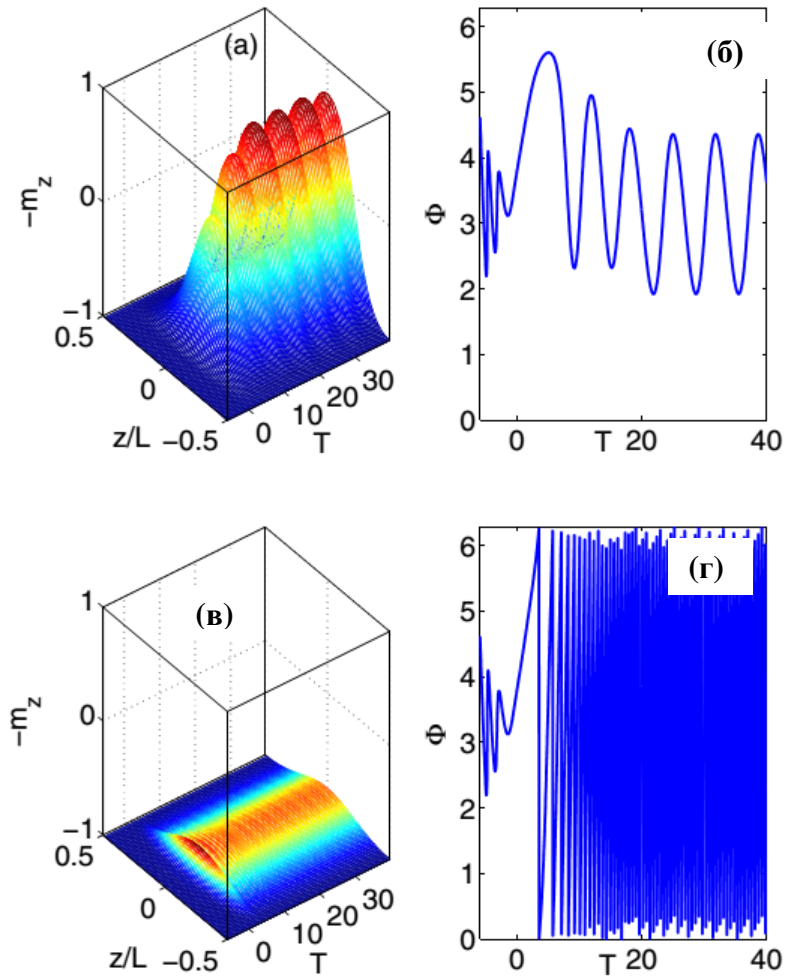


Рисунок 1.8 – (а) – Рост амплитуды  $m_z$  в толще стержня при авторезонансном возбуждении. (б) – Разность фаз  $\Delta$  между возбуждающим полем и возбуждёнными колебаниями при авторезонансе. Наблюдается захват фазы и процесс подстройки фаз, при котором  $\Delta$  начинает колебаться в конечном интервале. (в) – Величина  $m_z$  в случае отсутствия авторезонансного возбуждения при скорости больше критической. (г) – Разность фаз  $\Delta$  в случае отсутствия авторезонанса. Видно, что в этом случае не происходит захвата фазы собственных колебаний намагниченности [32].

## 1.8 Аналитическая модель авторезонанса

На основании вышеописанной теории была составлена аналитическая модель, описывающая авторезонансные колебания намагниченности в квазиодномерном случае, и найдено приближенное значение для скорости линейного изменения фазы поля накачки.

Рассмотрим одномерную цепочку магнитных моментов, вытянутую вдоль ее толщины и помещенную во внешнее постоянное магнитное поле  $H_0$ , направленное перпендикулярно поверхности. Спины на поверхности пленки зафиксированы перпендикулярно плоскости. Намагниченность предполагается однородной в плоскости, но неоднородной по толщине пленки. Слабое возбуждающее переменное поле  $h_x$  (поле накачки) направлено в плоскости пленки. Частота  $h_x$  медленно уменьшается, начиная с частоты много больше ФМР, и проходит через частоту первой моды СВР в пленке в область нижележащих частот.

Тогда в случае отсутствия диссипации и наличия обменного взаимодействия между соседними магнитными моментами эффективное магнитное поле  $\mathbf{H}_{eff}$  можно записать в виде:

$$\mathbf{H}_{eff} = \frac{2A_{ex}}{M_S^2} \frac{\partial^2 \mathbf{M}}{\partial z^2} + \frac{2K}{M_S^2} M_z \mathbf{e}_z + \mathbf{H}_{ext}(t), \quad (1.46)$$

где  $\mathbf{e}_z$ - единичный вектор, направленный перпендикулярно плоскости пленки.

Эффективная константа анизотропии включает в себя одноосевую константу  $k_u$  и размагничивающее поле:

$$K = k_u - 2\pi M_S^2 > 0. \quad (1.47)$$

Приложенное внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}_{ext}$  состоит из постоянной и гармонической компонент:

$$\mathbf{H}_{ext} = H_0 \mathbf{e}_z + h_x \cos \varphi(t) \mathbf{e}_x. \quad (1.48)$$

Для описания прецессии вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  введем новую безразмерную комплексную переменную  $\Psi(z, t) = (m_x + im_y)/M_s$ , где  $m_x$  и  $m_y$  – x и y-компоненты намагниченности. Абсолютное значение  $\Psi$  изначально равно нулю и остается малым до момента прохождения частоты поля накачки через резонанс, что позволяет использовать слабонелинейную теорию для описания захвата. Подставляя выражение для  $\Psi$  в уравнение (1.3), и предполагая, что  $|\Psi| \ll 1$  и  $|\Psi|^2$  являются непрерывными, мы получаем нелинейное уравнение Шредингера (НУШ) с возмущающим слагаемым, описывающее слабо нелинейную динамику намагниченности. Это выражение хорошо описывает как линейные, так и слабо нелинейные явления в динамике намагниченности [4, 58, 59]:

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} - \omega_A l^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \omega_0 \Psi - \frac{\omega_A}{2} |\Psi|^2 \Psi \approx \gamma h_x \cos \varphi(t), \quad (1.49)$$

$$\Psi(0, t) = \Psi(d, t) = 0, \quad (1.50)$$

где  $\omega_A = \gamma H_A$  – частота прецессии в эффективном поле анизотропии  $H_A = 2K/M_s$

$\omega_0 = \gamma(H_A + H_0)$  – частота прецессии  $\mathbf{M}$  в поле одноосной анизотропии и внешнем поле,  $d$  – толщина пленки,  $l$  – характерная магнитная длина.

$$l = \sqrt{A_{ex}/k_u}. \quad (1.51)$$

Спектр линейного возбуждения магнитных колебаний  $\omega_n$  может быть найден из (1.40) в виде:

$$\omega_n = \omega_0 + \omega_A (lk_n)^2, \quad (1.52)$$

где  $k_n = \pi n/d$ ,  $n$  – целые нечетные числа,  $\omega_n$  – мода СВР,  $\omega_n \sim \sin(k_n z)$  согласно граничным условиям (1.50) [51]).

Предположим, что частота возбуждения прецессии намагниченности линейно уменьшается и проходит через самую нижнюю моду СВР  $\omega_1$  в момент времени  $t = 0$ , т.е.

$$\omega(t) = \frac{d\varphi(t)}{dt} = \omega_1 - \sigma t, \quad \omega(t_0) < \omega_3, \quad (1.53)$$

где  $\sigma$  – скорость изменения частоты  $h_x$ ,  $\omega_3$  – третья мода СВР.

В этом случае высшие моды СВР остаются малыми на начальных стадиях авторезонанса и ими можно пренебречь при разложении решения в ряд Фурье. Это позволяет искать решение (1.49) в виде:

$$\Psi(z, t) \approx a(t) \sin\left(\frac{\pi z}{d}\right), \quad (1.54)$$

где  $a(t)$  – амплитуда возбужденной волны.

Подставляя выражение (1.54) в (1.49) и решая уравнение для первой моды СВР ( $\omega_1$ ), получаем следующее нелинейное уравнение для амплитуды  $a(t)$ :

$$i\dot{a} + \omega_1 a - \frac{3\omega_A}{8} |a|^2 a \approx \frac{4}{\pi} \gamma h_x \cos \varphi. \quad (1.55)$$

В отсутствие нелинейности это уравнение предсказывало бы неограниченный рост амплитуды  $|a|$  при  $\omega = d\varphi/dt = \omega_1$  так как в бездиссипативном приближении ширина линии равна нулю или небольшой скачок амплитуды, если частота возбуждения проходит через  $\omega_1$ . Нелинейность приводит к отклонению



адиабатической резонансной кривой от области резонанса к более низким частотам ( $\omega < \omega_1$ ). В результате имеется сосуществование двух устойчивых ветвей с высокой и малой амплитудой в одной и той же области частот. Уменьшение частоты  $h_x$  со скоростью  $\sigma = \sigma_{th}$  ( $\sigma_{th}$  – пороговая скорость изменения частоты возбуждающего поля  $h_x$ ) заставит систему следовать высокоамплитудной ветви кривой. Аналитическое значение  $\sigma_{th}$  можно найти из (1.54), используя процедуру, описанную в [60]. Результат будет иметь вид:

$$\sigma_{a th} = \left(\frac{3}{2}\right)^{2/3} \left(\frac{h_x}{0.411 \pi H_A}\right)^{4/3} \omega_A^2 \approx 0.93 \left(\frac{h_x}{H_A}\right)^{4/3} \omega_A^2 \quad (1.56)$$

Следует отметить, что при  $K < 0$  изгиб резонансной кривой будет направлен в противоположном направлении в сторону высоких частот, где авторезонансное возбуждение будет перекрываться с более высокими модами СВР.

## 1.9 Выводы по главе

В текущей главе были рассмотрены основные подходы описания колебаний намагниченности в магнитоупорядоченных средах.

Теоретически показана возможность возбуждения неотражённой СВ при критическом угле полного неотражения на границе раздела сред.

Определены условия, необходимые для авторезонансного возбуждения колебаний намагниченности в тонкой магнитной пленке, исходя из аналитической квазиодномерной модели захвата фазы собственных колебаний намагниченности переменным полем накачки с линейно меняющейся во времени фазой. Показан пороговый характер поведения скорости изменения частоты поля накачки для возбуждения авторезонанса и получено выражение для оценки величины

пороговой скорости изменения поля накачки для наблюдения авторезонанса в пленках.

## 2 ПРОЦЕССЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СЛАБОЗАТУХАЮЩИХ СПИНОВЫХ ВОЛН В ПЛЁНКАХ ЖИГ

В настоящее время активно ведется поиск способов управления распространением слабозатухающих магнитных колебаний (спиновых волн) в тонких пленках ЖИГ [61]. ЖИГ обладает низким параметром затухания и широко применяется в СВЧ-электронике и магнонике. Однако при переходе к тонким пленкам затухание возрастает, что приводит к уменьшению скорости распространения и длины свободного пробега спиновых волн (СВ) [62]. В связи с этим для управления распространением СВ в тонких пленках обычно используются мощные импульсы СВЧ-тока или спиновый ток высокой плотности [9].

В данной главе представлен новый метод управления распространением СВ в пленках ЖИГ, не требующий СВЧ-тока высокой мощности и позволяющий заметно повысить скорость и длину свободного пробега СВ за счет использования эффекта полного неотражения поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ) от границы раздела сред.

### 2.1 Возбуждение неотраженной волны в пленках ЖИГ с дефектами

Как было показано в [63], из-за анизотропии ПМСВ в тонких магнитных плёнках и возможности их распространения лишь в определённом секторе волновых векторов можно создать такие условия, при которых отраженная от границы раздела волна не будет попадать в сектор существования ПМСВ, т.е. не может отражаться по законам геометрической оптики. В результате такая неотраженная волна (НВ) начинает распространяться сфокусированным пучком сначала вдоль поверхности границы раздела и далее уже в среде. Такие спиновые

волны, распространяющиеся вдоль границы раздела, были названы спиновыми волнами полного неотражения [24].

Для возбуждения НВ в пленке ЖИГ воспользуемся условиями, полученными в Разделе 1.3. Предположим, что падающая волна полностью отражается от границы раздела, как от идеального зеркала. Чтобы определить направление отраженной волны, воспользуемся условиями закона отражения света, по которому проекции волновых векторов падающей и отраженной волны на плоскость зеркала равны. Использование этого условия вместе с уравнениями дисперсии МСВ для падающей и отраженной волны (1.37), позволяет найти направление отраженных волн. Допустим, что углы падения и отражения волнового вектора  $\mathbf{k}$ ,  $\varphi_{in}$  и  $\varphi_{ref}$ , соответственно, определены относительно направления магнитного поля. Применяя вышеупомянутые зависимости к границе раздела, которой в нашем случае является линия дефектов, можно определить критический угол  $\Theta_{crit}$  из соотношения (1.39), необходимого для возбуждения НВ.

На момент подготовки диссертации эффект неотражения СВ был обнаружен в пленках ЖИГ с дефектами [25]. Были рассмотрены условия распространения НВ в зависимости от формы и расположения дефектов, но свойства НВ и особенности ее распространения в пленках ЖИГ с искусственными дефектами в сравнении с другими типами СВ, возникающих при ее возбуждении за пределами дефектов, не изучались.

## 2.2 Исследуемые образцы

Исследования проводились на плёнках железо-иттриевого граната  $Y_3Fe_5O_{12}$  размерами 4 мм в ширину и 4 мм в длину, толщиной 2.2 мкм и 4.5 мкм, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложке гадолиний-галлиевого граната  $Ga_3Gd_5O_{12}$  (ГГГ) толщиной 0.5 мм в группе проф. А. И. Стогния (г. Минск, Белоруссия). На плёнках методом литографии была вытравлена периодическая

структура в виде линии из отдельных углублений квадратной формы (дефектов) со стороны элемента 67 мкм и периодом между элементами 102 мкм. Всего на плёнке толщиной 4.5 мкм размещалось 10 дефектов, а на плёнке толщиной 2.2 мкм – 5 дефектов.

### 2.3 Мандельштам-Бриллюэновское рассеяние света

Для изучения пространственно-временной динамики различных спин-волновых возбуждений в магнетиках применяются различные оптические зондовые методы. В данной работе для исследования процессов распространения СВ в пленках ЖИГ использовалась методика Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света (МБРС) [64, 65]. МБРС позволяет изучать и визуализировать процессы распространения и взаимодействия МСВ в магнетике с высоким пространственным и временным разрешением [66 67].

Спектры МБРС были получены с помощью оптической установки на основе шестипроходного интерферометра Фабри-Перо компании Scientific Instruments JRS [68]. Оптическая схема экспериментальной установки показана на Рисунке 2.1.

Источником оптического излучения является одномодовый твёрдотельный лазер Spectra-Physics с длиной волны  $\lambda_L=532$  нм и мощностью  $P = 200$  мВт. Лазерный пучок направляется на делитель пучка. После делителя часть лазерного излучения используется в качестве опорного сигнала для системы стабилизации интерферометра, другая, более интенсивная часть через систему зеркал фокусируется на образце в пятно диаметром примерно 40 мкм объективом с фокусным расстоянием 35 мм. Такой же объектив используется для сбора рассеянного излучения и направления его в интерферометр. Мощность лазерного излучения в пятне может регулироваться нейтральным фильтром с

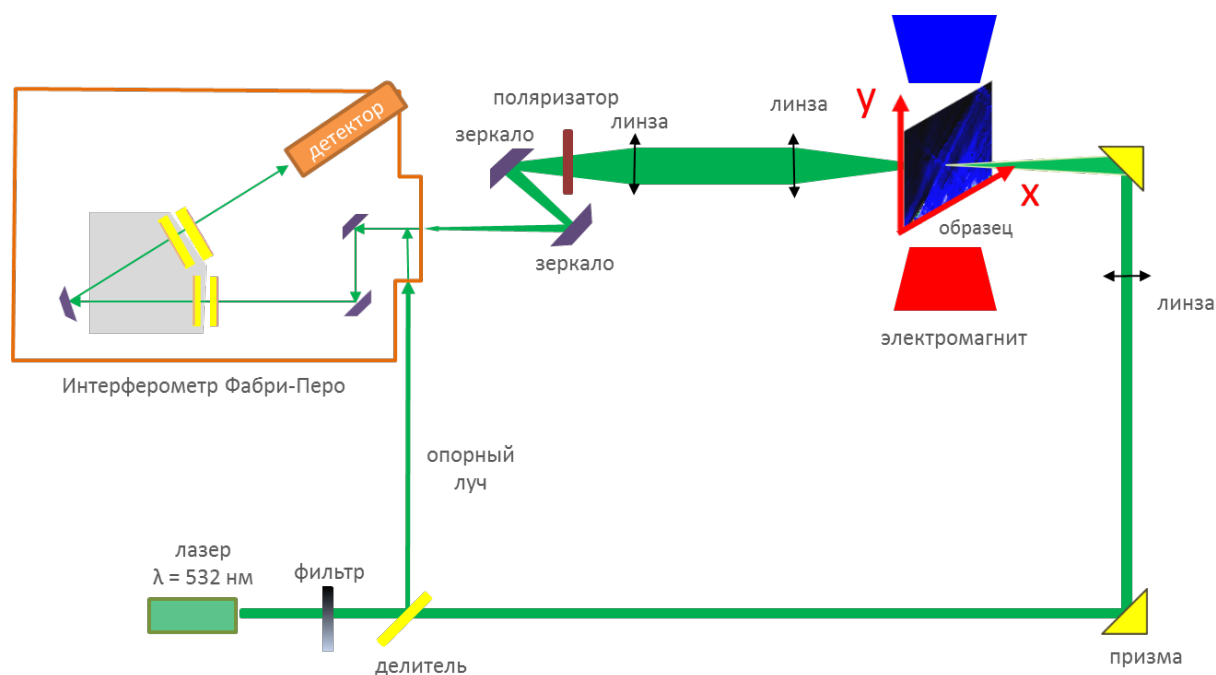


Рисунок 2.1 – Оптическая схема установки МБРС.

лазерного излучения в пятне может регулироваться нейтральным фильтром с целью исключения искажения спектров за счёт радиационного нагрева образца. Мощность света, сфокусированного на образце ( $P \leq 10 \text{ мВт}$ ), контролировалась с помощью измерителя мощности Thorlabs и была заметно меньше уровня возможных термически-индуцированных эффектов в пленке [69]. Исследуемые образцы закреплялись в системе с возможностью XY микропозиционирования в постоянном однородном магнитном поле, направленном касательно к плоскости образца. Система позиционирования позволяет проводить сканирование поверхности образцов в плоскости XY-сфокусированным лазерным лучом с точностью до  $0.1 \text{ мкм}$ . Таким образом можно получить карту распределения интенсивности СВ в различных точках образца.

Установка МБРС может работать в следующих режимах: (i) - прямого рассеяния, (ii) - обратного рассеяния и (iii) квазиобратного рассеяния при разных углах наклона образца относительно направления луча лазера. Для разделения вкладов фононов и магнонов обычно используются поляризаторы типа призмы Глана, с помощью которых можно выделить излучение с нужным направлением поляризации рассеянного света [70].

Возбуждение СВ в магнетике происходило с помощью микрополосковой антенны толщиной  $w = 50$  мкм, подключённой к СВЧ-генератору. СВЧ-ток модулировался с помощью генератора импульсов. Мощность импульса СВЧ-генератора составляла порядка  $P = 0.1$  мВт, длина импульса  $t_{MW} = 20$  нс. Импульсный генератор синхронизирует старт накопления импульсов в интерферометре и возбуждение СВ в образце. В эксперименте фотоэлектронным усилителем фиксировалась интенсивность рассеянного света (в режиме счета фотонов), которая пропорциональна квадрату средней динамической намагниченности  $\langle m_z^2 \rangle$  [71].

Оптическая схема эксперимента показана на Рисунке 2.2. Поляризация падающего на образец света была направлена по оси  $Oy$  перпендикулярно внешнему постоянному магнитному полю. Свет фокусировался на плёнке ЖИГ через оптически прозрачную подложку ГГГ. Для разделения падающего и рассеянного излучения в схеме использовался поляризационный куб и дополнительный поляризатор [70]. Для фазового разрешения в оптическую схему встраивался акусто-оптический фазовый модулятор по методике, описанной в [72]. Внешнее магнитное поле создавалось с помощью электромагнита с плоскими сердечниками диаметром 100 мм. Исходя из условий эксперимента, в образце в геометрии Даймона-Эшбаха возбуждались поверхностные МСВ в частотном интервале  $f = 4 - 4.5$  ГГц [49]. Линия дефектов в плёнке ЖИГ располагалась под критическим углом  $\theta_{crit} = 45^\circ$  к внешнему магнитному полю  $H = 1$  кЭ. Угол определялся, исходя из уравнения (1.39) [24]:

$$\theta_{crit} = \arcsin \frac{f + \sqrt{f^2 - f_H^2 - f_H f_M}}{f_H + f_M}, \quad (2.1).$$

где  $f$  - возбуждающая частота,  $f_H = \gamma H$ ,  $f_M = 4\pi\gamma M_s$ ,  $M_s$  - намагниченность насыщения ЖИГ.

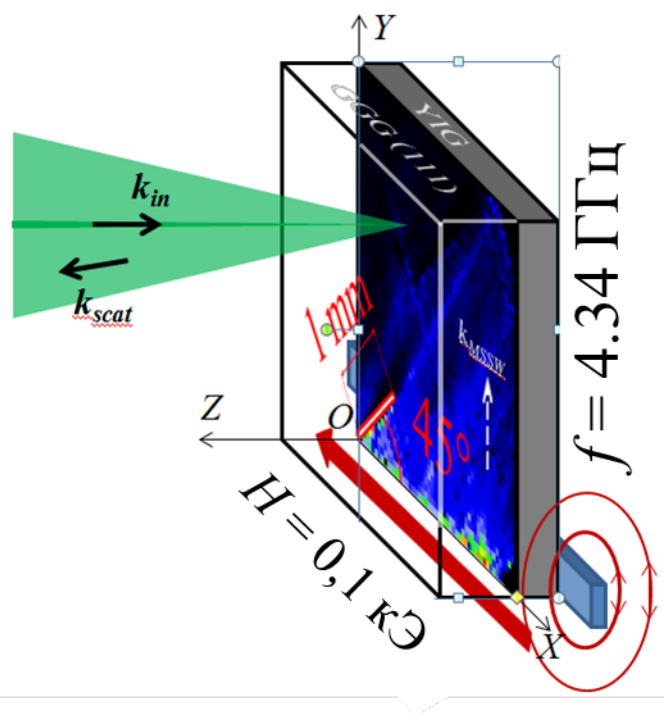


Рисунок 2.2 – Оптическая схема эксперимента. Стрелками показаны направления векторов падающего  $k_{in}$  и рассеянного в некотором телесном угле света  $k_{scat}$ , и возбужденной поверхностной МСВ  $k_{ПМСВ}$ . Направление внешнего магнитного поля и ориентации микрополосковой антенны совпадает с осью  $OX$ . Красным прямоугольником показано расположение и ориентация линии дефектов в пленке.

## 2.4 Исследование свойств неотражённой волны в пленках ЖИГ

На Рисунке 2.3 показано, как сразу после возбуждения волновой фронт ПМСВ начинает взаимодействовать с линией дефектов и образуется новая (неотраженная) СВ, которая затем начинает распространяться вдоль линии дефектов, сохраняя направление за ее пределами. Из рисунка видно, что из-за конечной протяженности антенны в плёнке также распространяется ПМСВ, которая не провзаимодействовала с линией дефектов. Для избежания возможного влияния СВ, отраженной от границы образца, карта распределения интенсивности СВ



измерялась в импульсном режиме возбуждения, но приводится здесь в интегральном виде.

Экспериментальные данные показали, что НВ распространяется узким пучком вдоль линии дефектов и дальше до границы образца. Максимальное расстояние, на котором удалось зафиксировать НВ, составило около 4 мм в пленке ЖИГ. Таким образом, НВ распространяется далеко за пределы создающей её структуры. Аналогичные результаты были получены и в [25]. Однако в работе [25] не оценивались спин-волновые характеристики НВ за линией дефектов.

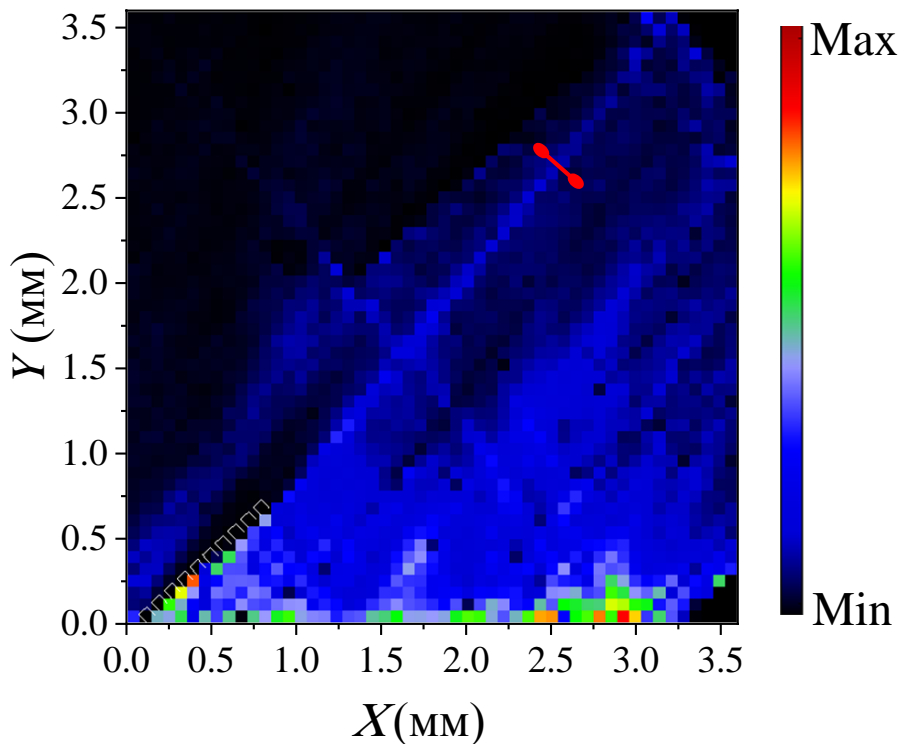


Рисунок 2.3 – Цветовая карта распределения интенсивности сигнала МБРС в плёнке ЖИГ (шкала приведена справа). Возбуждающая антенна находится на оси  $Ox$ . Белыми квадратами показана линия дефектов. Красным отрезком представлена линия, вдоль которой измерялась интенсивность и профиль НВ.

Рассмотрим амплитудно-частотную характеристику (АЧХ) НВ и возбужденной ПМСВ в пленке на равноудаленном расстоянии  $\sim 2$  мм от линии дефектов и антенны (красная линия на Рисунке 2.3). На АЧХ для неотражённой

волны (Рисунок 2.4 (а)) можно выделить интенсивный узкий пик с частотой  $f = 4.34$  ГГц. Частота пика совпадает с расчетной величиной из уравнения (2.1) [24] для НВ при данных условиях. Интенсивный высокочастотный фон может быть связан с вкладом от каустических волн, рассеянных на каждом дефекте [23]. Для возбужденной ПМСВ спектр АЧХ, измеренный в направлении перпендикулярно ее распространению, демонстрирует размытый максимум в окрестности возбуждающей частоты  $f$  (например [73, 74, 75]) (Рисунок 2.4 (а)).

Чтобы исключить возможное влияние нелинейных эффектов, было изучено поведение НВ в зависимости от мощности возбуждающего СВЧ-поля (Рисунок 2.4 (б)). На вставке к Рисунку 2.4 (б) показан поперечный профиль неотражённой волны в интервале  $\pm 0.5$  мм от центральной оси распространения волны для различных мощностей возбуждающего СВЧ-излучения. Видна близкая к линейной зависимость интенсивности НВ от мощности возбуждающего поля вплоть до 1 мВт, что говорит об отсутствии какого-то вклада нелинейных эффектов в изучаемом диапазоне мощностей. Отметим, что профиль НВ получился немного шире, чем в [25], что, возможно, связано с разной разрешающей способностью установок. Перегиб при мощностях ниже 0.025 мВт связан с уменьшением интенсивности сигнала на фоне температурных флуктуаций.

Рассмотрим подробнее процесс затухания НВ в сравнении с затуханием для ПМСВ и каустической волны на одной частоте в одинаковых внешних условиях. Каждый из представленных типов волн анализировался отдельно. Для возбуждения и анализа ПМСВ образец располагался так, чтобы линия дефектов была вдалеке от антенны и не влияла на распространение волн, так как известно, что НВ обладает невзаимностью распространения [31]. Для возбуждения каустической волны был выбран последний единичный дефект на линии дефектов. При этом образец был таким образом размещен на антенне, чтобы исключить вклад других дефектов, аналогично методике в работе [23]. Во всех экспериментах ориентация пленки

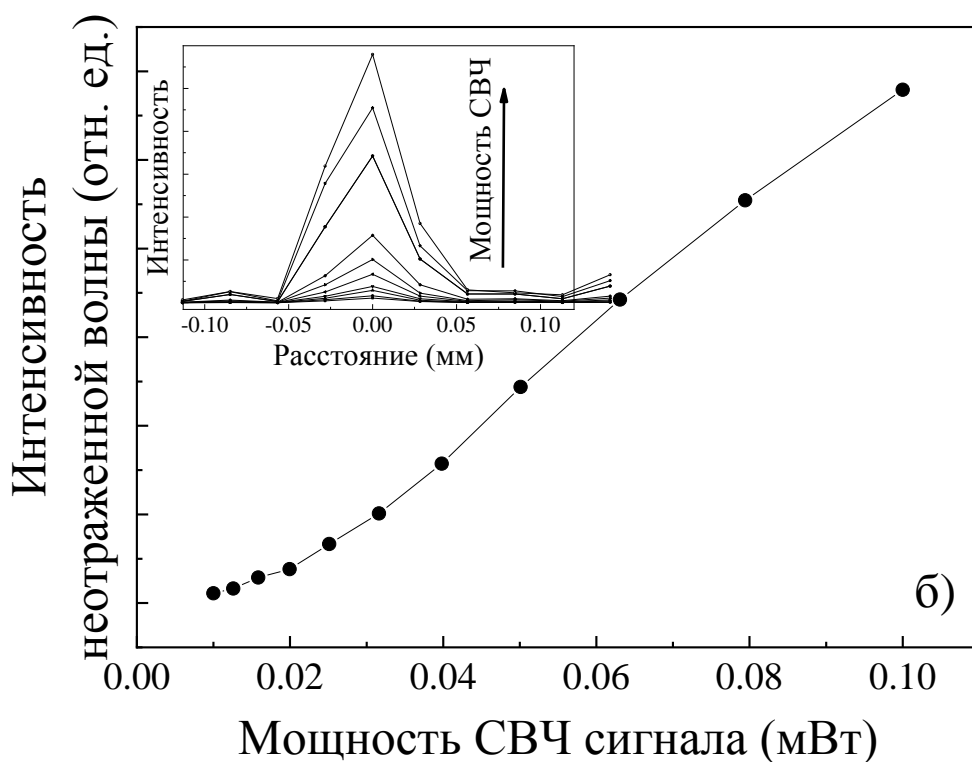
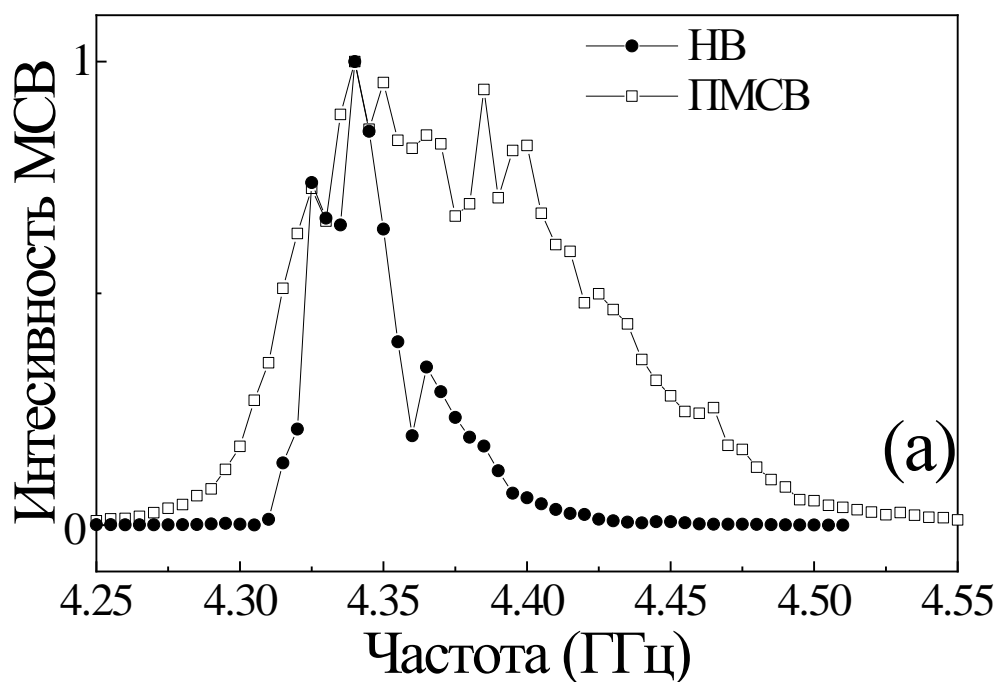


Рисунок 2.4 – (а) Нормированные амплитудно-частотные характеристики ПМСВ и неотражённой волны в плёнке ЖИГ. (б) Зависимость интенсивности НВ от мощности возбуждающего СВЧ-поля, измеренная на красном отрезке на Рисунке 2.3. На вставке показан профиль НВ на этом же отрезке при различных мощностях СВЧ сигнала.

во внешнем магнитном поле оставалась неизменной, чтобы не менять длину возбуждённой волны из-за изменения внутренних полей при вращении образца за счет вклада магнитокристаллической анизотропии.

На Рисунке 2.5 показана нормированная на свой максимум интенсивность регистрируемого оптического сигнала  $I_{\text{порт}}$  для трех типов волн в зависимости от длины пробега СВ в пленке. Общепринятым параметром, характеризующим затухание, является длина свободного пробега  $r$ , которую можно получить исходя из уравнения вида:

$$I_{\text{МБРС}}(r) \sim \exp(r/r_0) \quad (2.2),$$

где  $I_{\text{МБРС}}$  - интенсивность сигнала МБРС,  $r_0$  - длина свободного пробега СВ.

Все три типа СВ демонстрируют экспоненциальную зависимость затухания (2.2). Максимальное затухание демонстрирует каустическая волна. Это связано с тем, что она содержит большое количество волновых векторов с разным направлением и затухающих с разными скоростями. ПМСВ, возбуждённая на этой же частоте, распространяется почти в два раза дальше. Неотраженная волна в тех же условиях распространяется почти в два раз дальше, чем ПМСВ и, соответственно, в четыре раза дальше, чем каустическая волна.

Для ПМСВ и каустической волны длины свободного пробега очень близки:  $r_0^{\text{ПМСВ}} = 0.44$  мм и  $r_0^{\text{кауст}} = 0.46$  мм, соответственно. Для неотражённой волны  $r_0^{\text{НВ}} = 1$  мм, что указывает на обособленный характер НВ, а также на перспективность данного эффекта для практического применения.

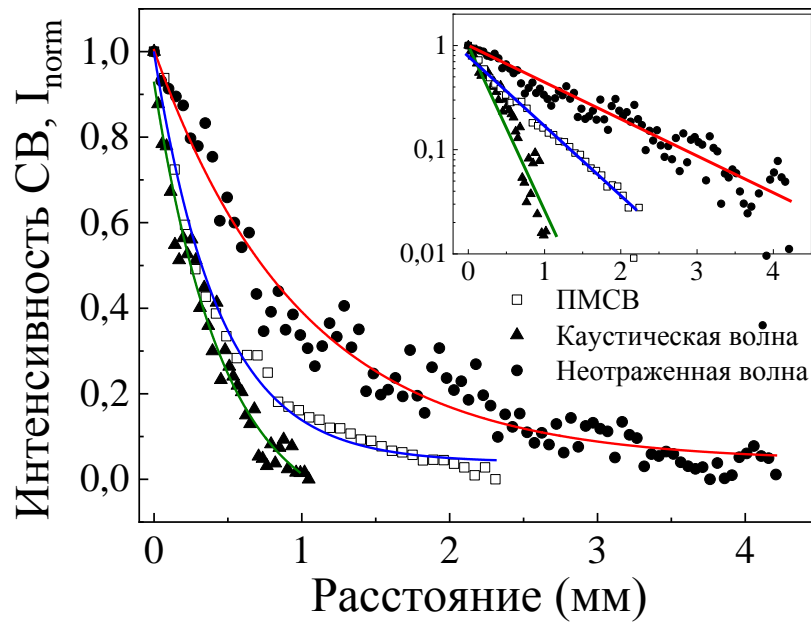


Рисунок 2.5 – Зависимость нормированной интенсивности ПМСВ (открытые квадраты), каустической волны, (закрытые треугольники) и НВ (закрытые кружки) от длины ее пробега в пленке ЖИГ. Линиями показана обработка экспериментальных данных по формуле (2.2). На вставке: эти же данные в логарифмической шкале.

Измерения групповой скорости неотражённой волны были выполнены в импульсном режиме возбуждения. Из анализа данных интенсивности сигнала МБРС в разные моменты времени (0 и 70 нс) после ее отрыва от линии дефектов видно, что направление групповой скорости НВ сохраняется (Рисунок 2.6). Профиль НВ сохраняет форму, что можно интерпретировать как наличие одного волнового вектора или узкого спектра волновых векторов для неотраженной волны, в отличие от каустических волн, обладающим широким набором волновых векторов и, как следствие, не сохраняющих свою форму. Образование двух пиков в профиле НВ можно объяснить вкладом процессов взаимодействия неотражённой волны с возбуждившей ее ПМСВ. В пользу этого предположения говорит также тот факт, что провал на графике смещается со временем в сторону наблюдаемого импульса (импульсы сливаются), так как ПМСВ более медленные. Оценка групповой скорости для неотраженной волны дает  $V^{HB} = 1.3 \times 10^4$  м/с, что выше

скорости ПМСВ  $V^{ПМСВ} = 0.9 \times 10^4$  м/с. Отметим, что экспериментально измеренная скорость ПМСВ совпадает с расчётной скоростью этих волн на данной частоте.

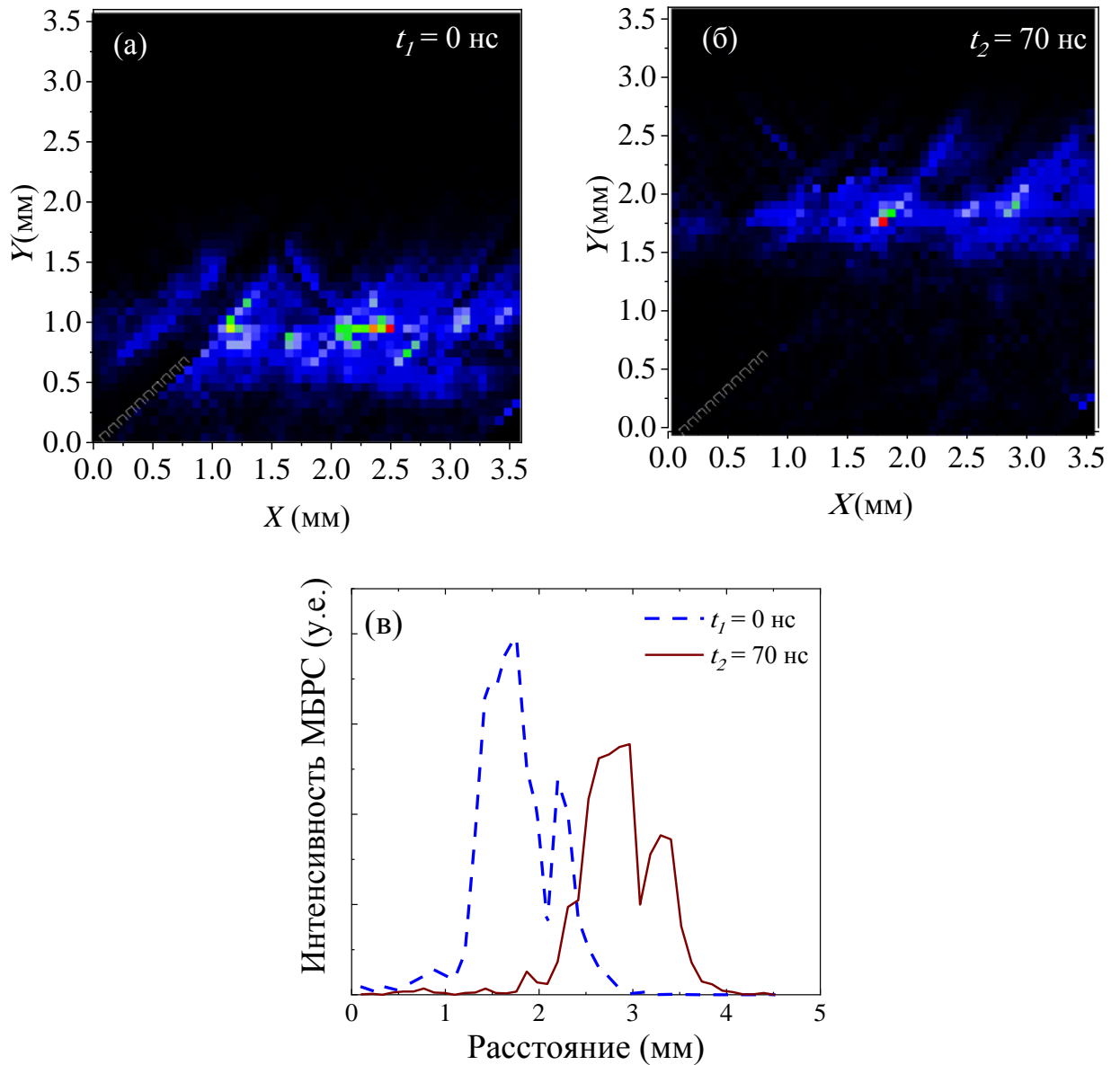


Рисунок 2.6 – Карта распределения интенсивности сигнала МБРС для моментов времени  $t_1 = 0$  нс (а) и  $t_2 = 70$  нс (б). При  $t_1 = 0$  нс неотражённая волна "оторвалась" от линии дефектов,  $t_2 = 70$  нс – волна находится на середине образца равноудаленно от линии дефектов, антенны и края образца. (в) Профиль импульса неотражённой волны.

Для подтверждения наличия вкладов разных типов волн в пленке ЖИГ и их анализа был проведен фазовый анализ возбужденных СВ. Анализ СВ с фазовым разрешением проводился для плёнки толщиной 2.2 мкм с большей интенсивностью сигнала МБРС. Рисунок 2.7 демонстрирует полученное распределение фазы возбужденных СВ в пленке. Анализ карты фазового разрешения позволил определить фазовый фронт и, как следствие, направление фазовой скорости для НВ и ПМСВ. Можно отметить распространяющуюся от антенны по направлению оси  $Oy$  ПМСВ с длиной  $\lambda^{ПМСВ} = 330$  мкм. На фоне этой ПМСВ видна другая, более короткая волна, распространяющаяся в этом же направлении. По всей видимости, эта волна является третьей модой СВР, возбуждаемого антенной [76].

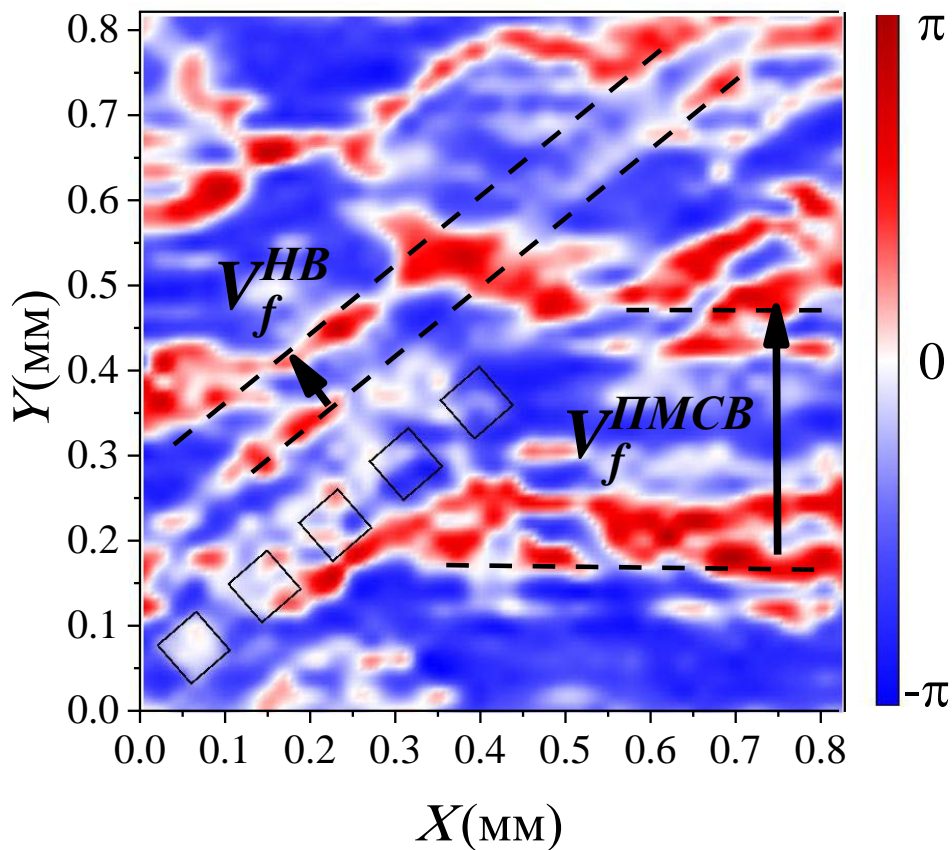


Рисунок 2.7 – Карта фазового разрешения СВ вблизи структуры дефектов в пленке ЖИГ (черные квадраты). Пунктиром указан волновой фронт, стрелкой – направление фазовой скорости для ПМСВ ( $V_f^{ПМСВ}$ ) и НВ ( $V_f^{НВ}$ ).

Вблизи линии дефектов видна ещё одна волна, волновой вектор которой направлен перпендикулярно ориентации дефектной структуры. Ее длина составляет  $\lambda^{HB} = 80$  мкм, что существенно меньше, чем для возбуждаемой ПМСВ. Естественно связать эту фазу с НВ, поскольку, как теоретически было предсказано в [24], волновой вектор НВ должен быть направлен перпендикулярно отражающей поверхности - линии дефектов в пленке ЖИГ. Можно отметить, что фаза НВ наблюдается и за линией дефектов. Это говорит о том, что НВ может распространяться не только вдоль линии дефектов, но и частично проходить через нее, поскольку линия дефектов является не сплошной, а периодической структурой и имеет место небольшое нарушение условия полного неотражения, приводящее к потере энергии НВ.

Таким образом, экспериментально был определен один волновой вектор для НВ, который перпендикулярен границе дефектов, что подтверждает теорию образования НВ.

## 2.5 Выводы к главе

Рассмотрены условия образования и распространения неотражённой волны в пленках ЖИГ с дефектами. Впервые показано, что неотражённая волна в пленке ЖИГ распространяется узким не расходящимся пучком вдоль и за линией дефектов.

Показано, что НВ является неколлинеарной волной, поскольку ее фазовая и групповая скорость перпендикулярны друг другу. Установлено, что появление НВ связано с анизотропным характером распространения МСВ, а не с нелинейными процессами возбуждения в пленке. Для плёнки ЖИГ толщиной 2.2 мкм длина неотражённой волны с частотой  $f = 4.34$  ГГц составила  $\lambda^{HB} = 80$  мкм, что примерно в 4 раза меньше, чем у формирующей её ПМСВ, при этом величина групповой скорости НВ составила примерно  $1.3 \times 10^4$  м/с. Показано, что длина свободного



пробега неотраженной волны достигает 1 см, что примерно в 2.5 раза превышает соответствующие значения для каустической и ПМСВ в пленке ЖИГ.

Результаты, представленные в данной главе, опубликованы в работах [А1, А8].

### 3 МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И АППРОБАЦИЯ МОДЕЛИ ПЛЕНКИ ОДНООСНОГО МАГНЕТИКА

Для перехода к теоретическому рассмотрению процесса нелинейного возбуждения высокоамплитудных колебаний намагниченности в пленках ЖИГ малыми полями накачки необходимо разработать модель, хорошо описывающую статику и динамику намагниченности в пленке.

Раздел физики магнитных явлений, посвящённый расчетам из первых принципов распределения спинов в обладающих спонтанной намагниченностью ферромагнетиках конечной формы, получил название физики микромагнетизма [77, 78, 79]. Основы микромагнетизма были заложены в работах Ландау-Лифшица по расчёту магнитной доменной структуры [80]. С развитием численных методов и широкого применения компьютерных расчетов принципы микромагнетизма легли в основу микромагнитного моделирования.

Поскольку в методе микромагнитного моделирования намагниченность описывается в виде однородного континуального поля  $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ , изучаемый магнитный образец можно представить в виде множества дискретных ячеек с однородной намагниченностью в каждой ячейке. Эволюция намагниченности во времени описывается уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта (1.26) с эффективным полем, а взаимодействие между ячейками рассчитывается с помощью метода конечных разностей [34].

Микромагнитное моделирование позволяет описать пространственно-временную динамику намагниченности в микро- и нано- размерных магнетиках, учесть граничные условия и вклады различных взаимодействий и успешно применяется для описания экспериментальных результатов и создания новых спин-волновых устройств [81]. Существует несколько программных пакетов для моделирования. Например, OOMMF [82] с открытым исходным кодом, работающий на центральном процессоре (CPU), GpMagnet [83] - коммерческий продукт, работающий на графическом процессоре. Скорость параллельных

вычисления на графическом процессоре существенно выше, чем на центральном ядре [34], что позволяет ускорить процесс моделирования и проводить вычисления на уровне суперкомпьютеров, используя обычные настольные ЭВМ. Для решения поставленных задач был выбран пакет MuMax<sup>3</sup>, как наиболее оптимальный вариант с точки зрения скорости расчетов, точности и бесплатного некоммерческого доступа [34]. Вычисления проводились на графических ядрах видеокарт персональных ЭВМ: GeForce Nvidia STRIX GTX970 и GeForce RTX 2080 Ti через программно-аппаратную архитектуру CUDA 9.

### 3.1 Основные параметры модели

В качестве объекта моделирования была выбрана пленка ЖИГ с наведенной одноосной магнитной анизотропией перпендикулярно плоскости пленки. ЖИГ обладает минимальным для магнитных диэлектриков параметром затухания СВ [6], что широко используется при создании различных СВЧ элементов на его основе, а также объясняет его популярность как модельного объекта в различных магнитных структурах.

Модель плёнки ЖИГ с перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА) в программе MuMax<sup>3</sup> задавалась в виде массива прямоугольных ячеек суммарной толщиной 160 нм (вдоль оси  $Oz$ ), длиной и шириной 1600 нм (вдоль осей  $Ox$  и  $Oy$ ) (Рисунок 3.1 (а)) со следующими материальными параметрами: намагниченность насыщения  $M_s = 1.39 \times 10^5$  А/м, константа неоднородного обмена  $A_{ex} = 3.17 \times 10^{-12}$  Дж/м, гиромангнитное отношение  $\gamma = 1.76 \times 10^6$  рад/(Т·с) [84]. Для моделирования пленки с ПМА в расчетах была введена одноосевая анизотропия ( $k_u = 1.3 \times 10^4$  Дж/м<sup>3</sup>) в направлении перпендикулярном плоскости плёнки, чтобы удовлетворить условию (1.47). Для возбуждения стоячей волны и выполнения условия (1.50) в модели необходимо создать условия закрепления спинов на обеих границах возбуждаемого слоя. Отметим, что в реальной плёнке ЖИГ

поверхностные спины всегда частично закреплены. Это видно, как из спектров спин-волнового резонанса (СВР) [85], так и данных прямого наблюдения динамической намагниченности на краях образца [86]. Закрепление спинов было осуществлено с помощью введения энергии (константы) поверхностной анизотропии ( $k_{us} = 6.5 \times 10^4$  Дж/м<sup>3</sup>) в верхнем и нижнем поверхностном слое пленки толщиной в одну ячейку [51]. Чтобы избежать возможного отражения возбужденных волн от границ образца и смоделировать пленочное состояние, были заданы периодические граничные условия в плоскости пленки. Размер и количество ячеек подбирались на этапе апробации модели (см. Таблицу 1), исходя из следующих основных критериев:

1) результат моделирования должен быть физически значимым (коррелировать с известными данными для пленок ЖИГ и согласовываться с аналитическими решениями, например, приближениями Киттеля [87]).

2) моделирование должно иметь минимальное (разумное) время расчета.

3) должны выполняться условия существования СВ в тонких пленках: латеральные размеры модели пленки в направлении распространения волны должны в 10 раз превышать величину ее магнитной длины  $l = \sqrt{A_{ex}/k_u} = 15.5$  нм (расчетное значение) [88].

4) минимальный размер прямоугольных ячеек должен быть больше размера элементарной ячейки ЖИГ ( $d_e$  составляет 1.2 нм [84]), чтобы можно было ввести понятие макроскопической намагниченности [89].

Для определения оптимальных параметров расчета были рассмотрены 4 модели с разным размером и количеством ячеек (Таблица 1): модель А – полностью отвечает критериям 3 и 4, но имеет максимальное время расчета; модель В – параметры немного ниже предельных; модель С- параметры соответствуют необходимым значениям или чуть выше; и модель D - параметры ячеек заметно больше необходимых основных критериев.

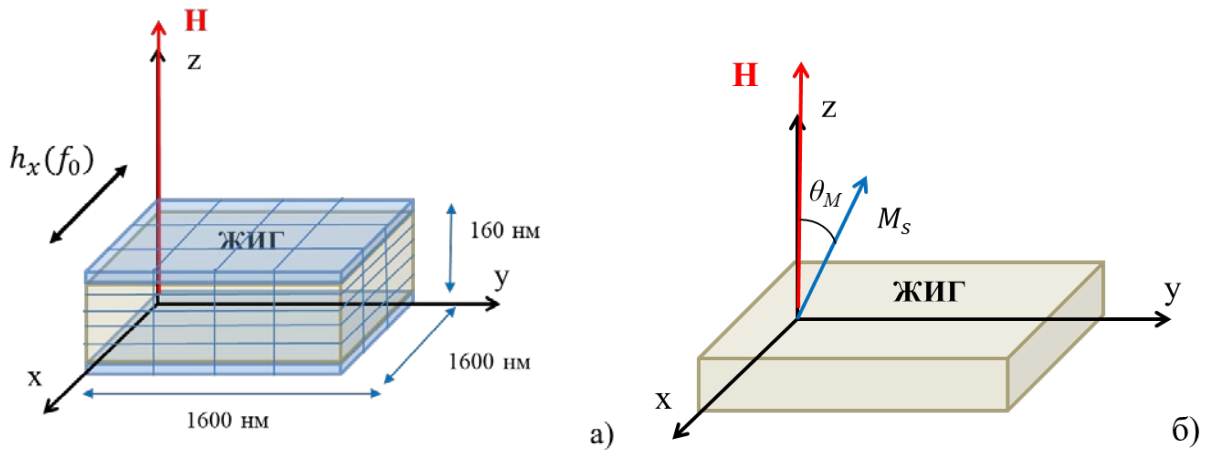


Рисунок. 3.1 – (а) Схема модели плёнки ЖИГ размерами  $160 \times 1600 \times 1600 \text{ nm}^3$ , находящейся во внешнем магнитном поле  $H$ ,  $h_x(f_0)$  – переменное возбуждающее магнитное поле. Ячейки, выделенные синим цветом, указывают поверхностный монослой с поверхностной анизотропией. (б) Схема ориентации направления намагниченности в однородном тонком слое ЖИГ во внешнем магнитном поле  $H$  для аналитического расчета гистерезиса.  $M_s$  – намагниченность насыщения,  $\theta_M$  – угол между равновесным направлением намагниченности и осью  $Oz$ .

Таблица 1 – Параметры рассмотренных моделей пленки ЖИГ

Модель	Толщина ячейки, нм	Матрица ячеек	Время моделиро- вания гистерезиса, с	Скорость моделиро- вания гистерезиса, ячеек/с	Время моделиро- вания спектра колебаний, с	Скорость расчета спектра колебан- ий, ячеек/с
A	5	$32 \times 128 \times 128$	168	3084	1272	412
B	10	$16 \times 64 \times 64$	77	819	480	215
C	16	$10 \times 40 \times 40$	366	43,7	430	37
D	20	$8 \times 32 \times 32$	77	106	265	30

При моделировании взаимодействие между ячейками рассчитывалось с помощью решения уравнения ЛЛГ [40] методом Дорманда-Принца [34]

$$\frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_{eff}(\mathbf{r}, t) - \frac{\gamma\alpha}{M_s(1+\alpha^2)} \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times (\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_{eff}(\mathbf{r}, t)), \quad (3.1)$$

где  $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$  – вектор намагниченности,  $\mathbf{H}_{eff}(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{M_s} \frac{\delta E_{tot}}{\delta \mathbf{m}}$  – эффективное магнитное поле, определяемое в общем случае через относительную намагниченность  $\mathbf{m}$  и плотность макроскопической внутренней энергии  $E_{tot}$ .

Компоненты  $E_{tot} = E_{ex} + E_Z + E_{dem} + E_u$  при моделировании определяются следующим образом:

$$E_{ex} = A_{ex} (\nabla \mathbf{m})^2, \quad (3.2)$$

$$E_Z = -M_s \mathbf{m} \mathbf{H}, \quad (3.3)$$

$$E_{dem} = -\frac{1}{2} M_s \mathbf{m} \mathbf{H}_{dem}, \quad (3.4)$$

$$E_u = -k_u (\mathbf{m})^2, \quad (3.5)$$

где  $E_{ex}$  – плотность энергии неоднородного обменного взаимодействия между спинами электронов,  $E_Z$  – плотность энергии Зеемана,  $E_u$  – плотность энергии одноосной анизотропии,  $E_{dem}$  – плотность энергии размагничивания, определяемое через размагничивающее поле  $\mathbf{H}_{dem}$ .

### 3.2 Определение статических характеристик модели

Перед тем как приступить к моделированию авторезонансного возбуждения колебаний намагниченности в пленке ЖИГ необходимо определить оптимальные параметры модели и ее статические магнитные характеристики. В данном Разделе представлены результаты микромагнитного моделирования гистерезиса намагниченности для моделей, приведенных в Таблице 1. Дополнительно изучена роль поверхностной анизотропии и дипольного взаимодействия, определены оси легкого и трудного намагничивания и поля насыщения для моделей. Полученные данные сопоставлялись с аналитическими решениями для однодоменной бесконечно тонкой пленки.

Моделирование гистерезиса намагниченности проводилось с помощью функции «relax» [34], позволяющей находить минимум  $E_{tot}$ , исходя из величины и направления приложенного внешнего магнитного поля. В исходном состоянии пленка была намагничена до насыщения в направлении  $Oz$ . Значение внешнего магнитного поля  $H$ , прикладываемого вдоль оси  $Oz$ , менялось от  $-3.5$  до  $3.5$  кЭ.

Аналитическое решение для гистерезиса намагниченности было получено при вычислении равновесных значений намагниченности путем минимизации полной энергии  $E_{tot}$  [90] в однородном тонком слое ЖИГ (Рисунок 3.1б):

$$\frac{\partial E_{tot}}{\partial \theta_M} = 0; \quad \frac{\partial^2 E_{tot}}{\partial \theta_M^2} < 0, \quad (3.6)$$

где  $\theta_M$  – угол отклонения равновесной намагниченности от оси  $Oz$ .

Плотность энергии  $E_{tot}$  определялась из (3.6) с учетом зависящих от  $\theta_M$  вкладов:

$$\begin{aligned} E_{dem} &= -2\pi M_s^2 \sin^2(\theta_M), \\ E_u &= k_u \sin^2(\theta_M), \\ E_Z &= -\mathbf{H} \cdot \mathbf{M} = -H \cdot M_s \cdot \cos(\theta_M). \end{aligned} \quad (3.7)$$

Результаты аналитического решения и численного моделирования гистерезиса намагниченности для всех четырех моделей без учета вклада энергии размагничивания ( $E_{dem} = 0$  и  $N_{nn dem} = 0$ ) представлены на Рисунке 3.2. Из данных моделирования видно, что величина анизотропии  $k_u = 1.3 \times 10^4$  Дж/м<sup>3</sup> позволяет получить ось легкого намагничивания (ОЛН) в направлении перпендикулярном плоскости пленки ( $Oz$ ) для всех моделей. При этом наблюдается прямоугольная петля гистерезиса с полем насыщения порядка  $H_S \sim 1$  кЭ. Аналитическое решение для гистерезиса намагниченности хорошо согласуется с результатами моделирования для моделей А и В. Магнитные гистерезисы для моделей D и C имеют ступенчатый характер, возникающий из-за вклада поверхностной анизотропии.

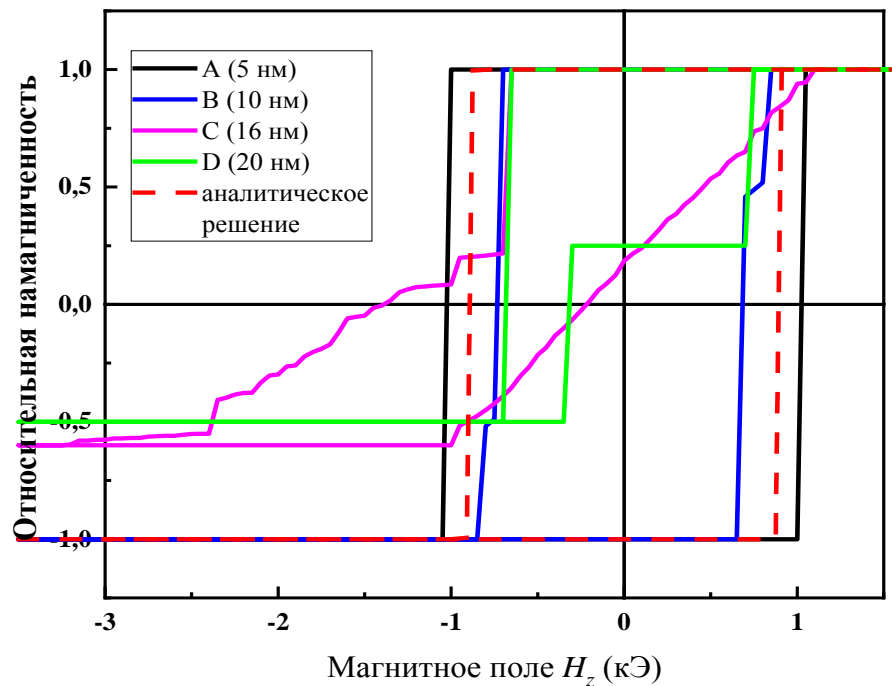


Рисунок 3.2 – Результаты моделирования полевой зависимости проекции относительной намагниченности  $m_z/M_s$  на ось  $Oz$  без учета полей размагничивания ( $E_{dem} = 0$ ).



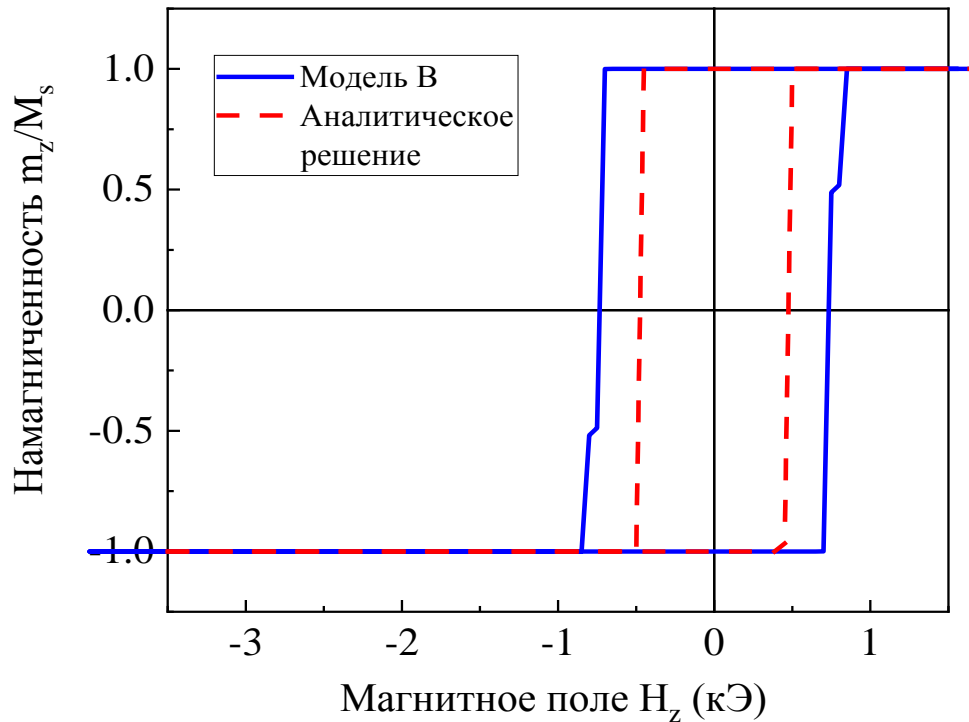


Рисунок 3.3 – Результат моделирования гистерезиса проекции относительной намагниченности  $m_z/M_s$  на ось  $Oz$  для модели В с учётом дипольного взаимодействия  $E_{dem}$ . Штрихованной линией приведено аналитическое решение из Уравнения (3.6).

Поверхностный монослой ячеек в модели составляет порядка 20 – 25 % от общей толщины пленки и проявляет себя как вторая магнитная пленка. Для моделей С и D поля насыщения незначительно меньше, чем для А и В. Модель А, имеющая максимальное число ячеек минимального размера, требует максимального времени для расчетов, но имеет самую узкую петлю гистерезиса и хорошее согласие с аналитическим решением. Модель В – демонстрирует более широкую петлю гистерезиса, но расчет идет за более короткое время, примерно в 10 раз меньше, чем для модели А. Модели С и D имеют самое маленькое время расчета гистерезиса, но их результаты, как видно из Рисунка 3.2 (несимметричная и негладкая форма петли), не согласуются с аналитической кривой и данными других моделей и поэтому не подходят для дальнейшей работы.

Как и следовало ожидать, увеличение количества ячеек в модели (модели А и В) приводит к появлению ярко выраженной одноосевой анизотропии за счёт уменьшения относительной толщины поверхностного слоя.

Таким образом, можно сделать вывод, что модель В имеет оптимальный результат и время расчета, при этом хорошо согласуется с аналитическим решением. Учет дипольного взаимодействия для модели В приводит к уменьшению поля насыщения (Рисунок 3.3.) до  $H_s=0.7$  кЭ в расчетах и до 0.5 кЭ для аналитического решения. Для моделирования авторезонансного возбуждения колебаний намагниченности в дальнейшем использовалась величина  $H=2$  кЭ  $\gg H_s$ .

### 3.3 Определение значений мод спин волнового резонанса в модели

Для расчета спектра стоячих спиновых волн  $m(f)$  и частот резонансных мод  $\omega_n$  (где  $n = 1, 3$ ) собственных колебаний намагниченности в модели перпендикулярно намагниченной пленки вдоль оси  $Ox$  прикладывалось переменное возбуждающее магнитное поле  $h_x(f_0)$ :

$$h_x(f_0) = h_0 \frac{\sin(f_0(t - t_0))}{f_0(t - t_0)}, \quad (3.8)$$

где  $h_0 = 1$  Э – амплитуда возбуждающего поля,  $f_0 = 40$  ГГц –линейная частота колебаний ( $f = \omega/2\pi$ ),  $t_0 = 0.1$  нс – начальное время колебаний,  $t = 100$  нс – длительность колебаний.

Форма импульса внешнего магнитного поля  $h_x(f_0)$ , рассчитанная из уравнения (3.8), приведена на Рисунке 3.4. Как видно, спектр функции  $h_x(f_0)$  имеет постоянную амплитуду до частоты  $f_0$ , после чего она резко падает до нуля (вставка на Рисунке 3.4). Такой непрерывный спектр необходим для возбуждения всех

возможных мод собственных колебаний в модели. Моды  $\omega_n$  определялись путем быстрого Фурье-преобразования спектра колебаний  $m(f)$ , возбужденных переменным полем  $h_x(\omega_n)$ .

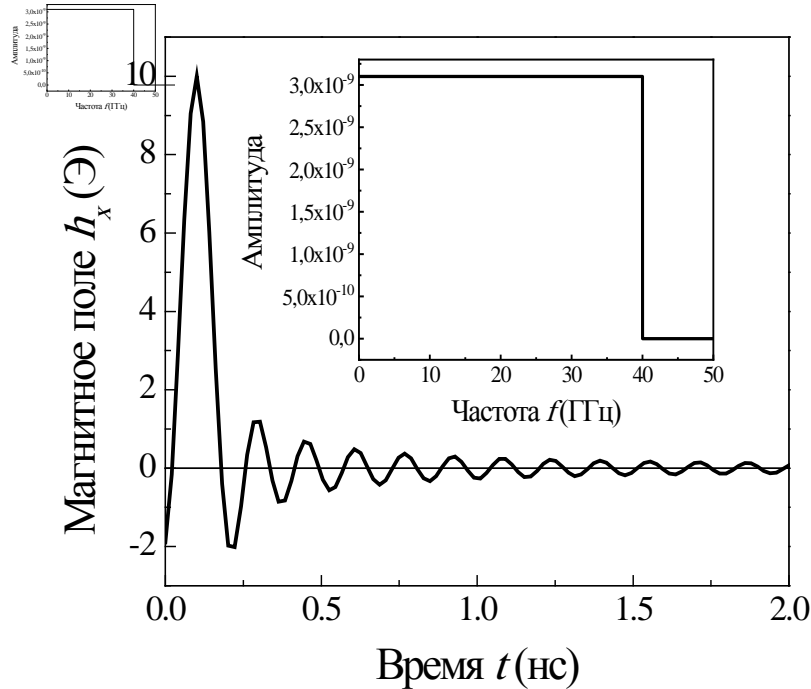


Рисунок. 3.4 – Форма импульса возбуждающего магнитного поля  $h_x(f_0)$ , рассчитанная из уравнения (3.8),. На вставке представлен Фурье-образ спектра  $h_x(f_0)$ .

Для анализа распределения намагниченности в толще пленки и определения мод спин волнового резонанса вдоль оси  $Ox$  задавалось возбуждающее поле:

$$h_x(\omega_n) = h_0 \sin(\omega_n t). \quad (3.9)$$

Для аналитического расчета частотного спектра мод СВР в толще пленки использовалась формула Киттеля в приближении однодоменной бесконечно тонкой пленки [87]:

$$f_{n a} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{(\omega_H + N_{11}\gamma M_S)(\omega_H + N_{22}\gamma M_S)}, \quad (3.10)$$

где  $f_{na}$  - резонансная частота в линейном выражении, полученная из аналитического приближения.

Резонансная частота  $\omega_H$  определялась из уравнения:

$$\omega_H = \gamma(H_0 - N_{33}M_s) + \lambda_{ex}(\kappa^2), \quad (3.11)$$

где  $\kappa = \pi n/d$  - волновой вектор стоячей волны в толще плёнки  $\kappa$ ,  $\lambda_{ex}$  - обменная жёсткость ( $\lambda_{ex} = \gamma A_{ex}/M_s$ ),  $N_{nn}$  - размагничивающий фактор.

Размагничивающий фактор содержит вклад, связанный с формой образца, и вклад, связанный с одноосной анизотропией.

$$N_{nn} = N_{nn\ dem} + N_{nn\ a}, \quad (3.12)$$

где  $N_{nn\ dem}$  - размагничивающий фактор, связанный с формой образца:

$$\begin{aligned} N_{22\ dem} &= 4\pi \sin^2[\theta_M], \\ N_{33\ dem} &= 4\pi \cos^2[\theta_M], \end{aligned} \quad (3.13)$$

$N_{nn\ a}$  - размагничивающий фактор, связанный с одноосной анизотропией:

$$\begin{aligned} N_{11\ a} &= \frac{-2k_u}{M_s^2} \sin^2[\theta_M], \\ N_{22\ a} &= \frac{-2k_u}{M_s^2} \sin^2[\theta_M], \\ N_{33\ a} &= \frac{-2k_u}{M_s^2} \cos^2[\theta_M], \end{aligned} \quad (3.14)$$

По результатам расчета гистерезиса намагниченности в модели пленки для дальнейшего моделирования спектра собственных колебаний  $m(f)$  использовалось постоянное внешнее магнитное поле  $H_0=2$  кЭ заметно больше поля насыщения.

Эффективное поле определялось как  $\mathbf{H}_{eff}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_z + \mathbf{H}_{ex} + \mathbf{H}_u$ . Отдельно исследовалось влияние вклада  $\mathbf{H}_{dem}$ .

На Рисунке 3.5 представлены результаты расчета спектров  $m(f)$  для разных моделей. Для модели D с минимальным числом ячеек ширина линии СВР составляет 0.82 ГГц и не несет корректной информации. Уменьшение размера ячейки до 16 нм (модель C) не приводит к дискретизации резонансных мод с выраженными максимумами. Таким образом, можно сделать вывод, что в случае, если размер ячеек больше магнитной длины  $l$ , выбранная модель не позволяет выделить ярко выраженную первую моду СВР. Спектры  $m(f)$  моделей A и B представляют собой набор дискретных мод. С увеличением числа (уменьшением размера) ячеек ширина линии первого максимума СВР в спектре уменьшается, а его интенсивность возрастает. При этом частота 1-го максимума приближается к аналитическому решению (Рисунок 3.5). Для модели B с толщиной ячейки 10 нм в FFT спектре можно выделить два максимума: пик на частоте 10.9 ГГц, близкий к аналитическому значению для моды однородного колебания намагниченности ФМР ( $f_{0a}$ ), полученного из приближения Киттеля, а также пик на частоте 14.4 ГГц близкий к моде третьего СВР ( $f_{3a}$ ). Уменьшение толщины ячейки до 5 нм (модель A) также приводит к появлению в спектре двух максимумов: пик с максимальной интенсивностью на 11.3 ГГц близкий к аналитическим решениям для моды 1-го СВР ( $f_{1a}$ ) и второй по интенсивности пик на частоте 14.4 ГГц, близкий к аналитическому решению для третьей моды СВР ( $f_{3a}$ ). Помимо этих двух пиков наблюдается максимум на частоте ФМР ( $f_{0a}$ ), при этом он обладает слабой интенсивностью и шириной примерно 1 ГГц, что не позволяет точно определить его частоту. Следует отметить, что для обеих моделей A и B пик с максимальной интенсивностью демонстрирует характер распределения намагниченности вдоль оси  $Oz$  в виде полусинусоиды при возбуждении переменным полем из уравнения (3.9), что характеризует его как первый СВР. Второй пик имеет распределение намагниченности в виде тройной полу-синусоиды, что позволяет утверждать о наблюдении третьей моды СВР.

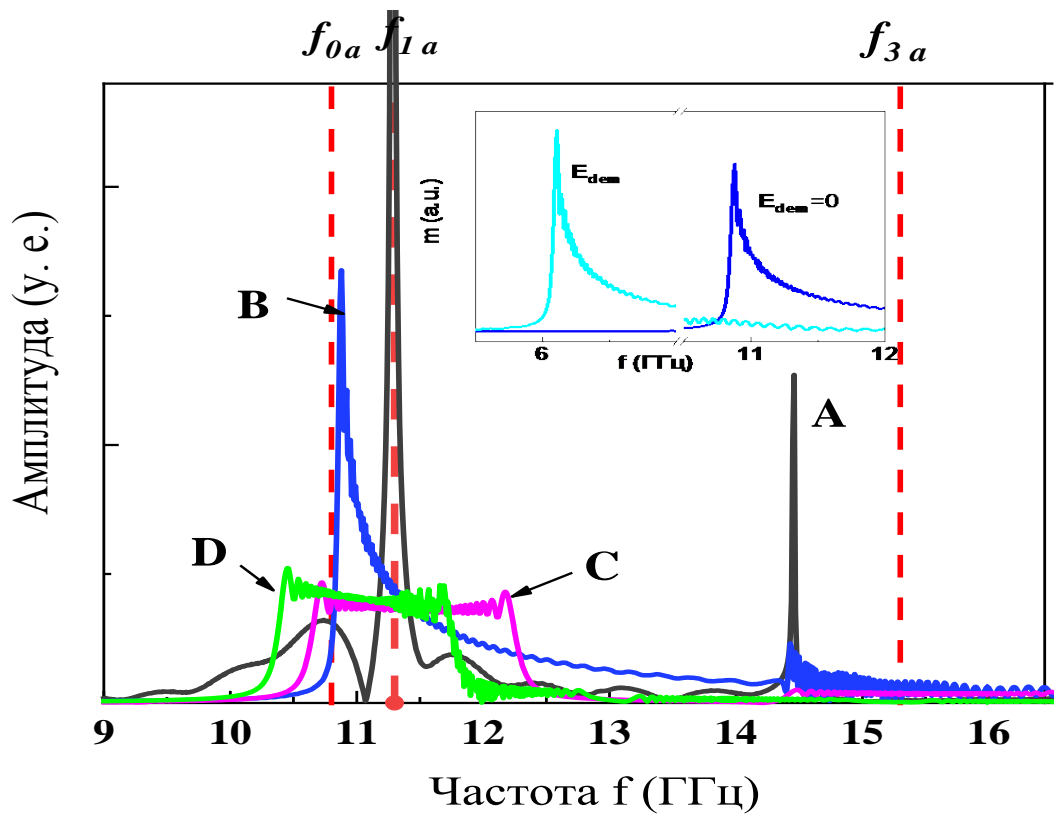


Рисунок 3.5 – Спектры магнитных колебаний для моделей А-Д без учета  $E_{dem}$ . Теоретический расчет мод СВР согласно уравнению (3.10) показан пунктирными линиями.  $f_{0a}$ - собственная линейная частота прецессии намагниченности (ФМР),  $f_{1a}$  и  $f_{3a}$  соответствует первой и третьей моды СВР в толще пленки в линейном выражении. На вставке – низкочастотный сдвиг спектра магнитных колебаний для модели В с учетом  $E_{dem}$ .

Влияние вклада  $E_{dem}$  в уравнение (3.1) показано на примере модели В (вставка на Рисунке 3.5). Проявление внутренних дипольных полей, связанных с формой образца, приводит к равномерному сдвигу всего спектра примерно на 5 ГГц в область более низких частот. Сдвиг резонансного спектра указывает также на возможность появления в тонких плёнках ЖИГ с одноосной анизотропией авторезонансных эффектов в более низкочастотной области по сравнению с

теоретическими предсказаниями (1.56), что может упростить методику эксперимента.

Определение необходимой амплитуды магнитного поля (поля накачки)  $h_0$  для моделирования возбуждения осцилляций проводилось на основе модели В, исходя из уравнения (3.8).

Как видно из расчетных данных (Рисунок 3.6), при значениях амплитуды поля накачки выше критической  $h_0 > h_{cr} \sim 10$  Э наблюдается сдвиг  $f_1$  в область более низких частот, что характерно для случая, когда эффективная анизотропия  $K > 0$  (1.47). Таким образом, учитывая условие линейности решаемой задачи для моделирования авторезонанса в дальнейшем была выбрана величина поля накачки  $h_0 = 1$  Э.

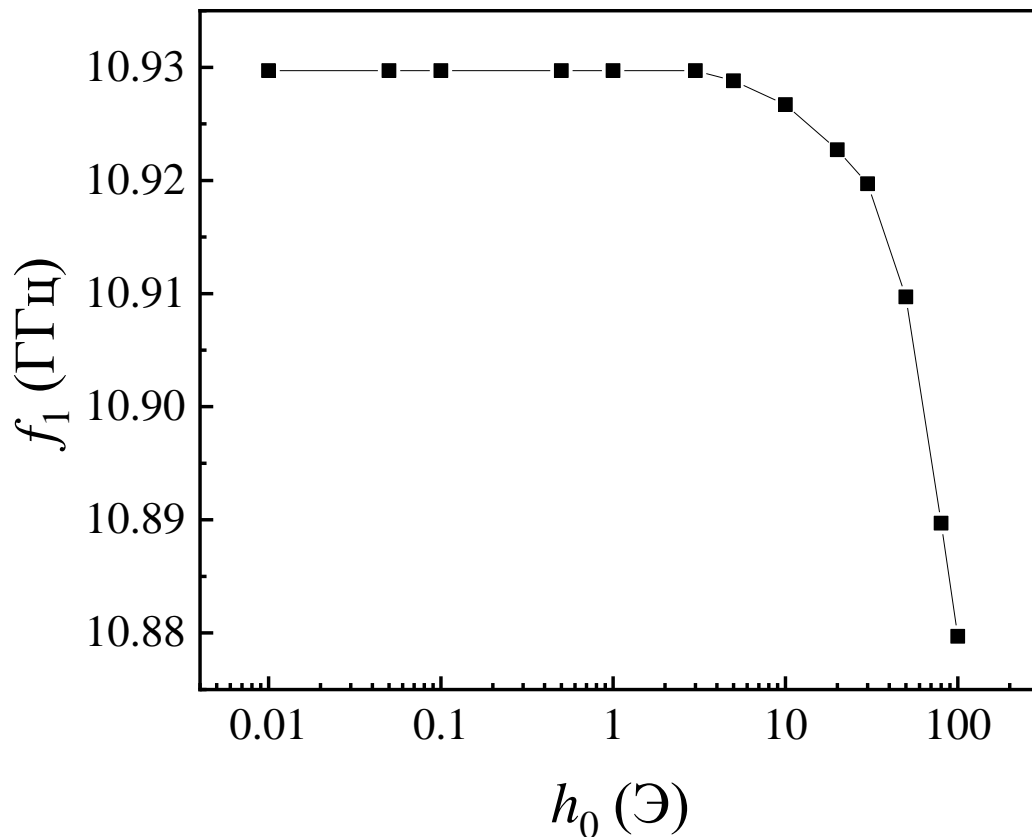


Рисунок 3.6 – Зависимость частоты  $f_l$  колебаний намагниченности в модели В от амплитуды поля накачки  $h_0$ .

### 3.4 Выводы по главе

Результаты микромагнитного моделирования статической и динамической намагниченности в модели тонкой пленки ЖИГ с одноосной магнитной анизотропией показали, что данный метод может использоваться для исследований в области магнитных резонансных явлений, в том числе, нелинейных авторезонансных процессов. Установлено, что введение константы поверхностной анизотропии в поверхностном слое толщиной в одну ячейку позволяет корректно учесть условие поверхностного пининга спинов в модели пленки и получить дискретный спектр резонансных колебаний.

Определены величины постоянного внешнего магнитного поля (поле насыщения)  $H = 2$  кЭ и поля накачки  $h_0 = 1$  Э для моделирования авторезонансного возбуждения намагниченности в пленках ЖИГ.

Результаты, представленные в данной главе, опубликованы в работах [А4, А5, А13].



## 4 МОДЕЛИРОВАНИЕ АВТОРЕЗОНАНСА В ПЛЁНКЕ ЖИГ

Для возбуждения нелинейных магнитных колебаний большой амплитуды, как правило, используют источник СВЧ-тока высокой мощности [13] или инжекцию спин-поляризованного тока [9], что сопровождается большими тепловыми потерями и зависимостью амплитуды возбуждаемых колебаний от плотности спинового тока. Существует еще один теоретически предсказанный нелинейный эффект, называемый авторезонанс, способный приводить к возбуждению высокоамплитудных колебаний намагниченности в магнетике за счет изменения фазы малоамплитудной накачки, не требующий высокой мощности. Однако существующие квази-одномерные модели лишь качественно описывают эффект авторезонанса и не дают оценок необходимой пороговой скорости изменения частоты и величины поля накачки для реальных магнитных структур в виде пленок с учетом их геометрии и размера, параметра затухания и вкладов магнитокристаллической и поверхностной анизотропии и т.д.

В данной главе методом микромагнитного моделирования, основанном на решении уравнения Ландау-Лифшица, рассматривается процесс авторезонансного возбуждения намагниченности в тонкой пленке ЖИГ. Исследуется влияние магнитокристаллической и одноосевой наведенной анизотропии, полей размагничивания и затухания на авторезонансное возбуждение колебаний намагниченности, определяются условия необходимые для его наблюдения.

### 4.1 Методика моделирования авторезонанса

Для моделирования возбуждения высокоамплитудных осцилляций намагниченности в модели перпендикулярно намагниченной пленки ЖИГ задавалось переменное поле накачки  $h_{x\ res}$ , направленное вдоль оси  $Ox$  (Рисунок

4.1) с начальной частотой  $f_{start}$  ( $f_{start} = \omega_{start}/2\pi$ ) и скоростью изменения частоты  $\sigma$  ( $\sigma = \Omega/2\pi$ ):

$$h_{x\ res} = h_0 \cos\left(\left(\omega_{start} - \frac{\Omega t}{2}\right)t\right). \quad (4.1)$$

Важным индикатором авторезонансного возбуждения является разность фаз  $\Delta$  между фазой накачки и фазой собственных резонансных колебаний намагниченности. Согласно теории [26] случай, при котором  $\Delta$  изменяется только в некотором ограниченном интервале, свидетельствует о возникновении синхронизации фаз и, как следствие, авторезонансного возбуждения колебаний намагниченности.

Моделирование возбуждения авторезонанса в пленке ЖИГ было разделено на несколько этапов:

- На первом этапе определялось пороговое значение скорости изменения частоты поля накачки в линейном выражении ( $\sigma_{th}$ ), получен максимальный угол отклонения намагниченности от положения равновесия  $\theta_{max}(\sigma)$  и разность фаз  $\Delta$ . Для сопоставления полученного параметра  $\sigma_{th}$  с аналитическим решением НУШ (1.56) в уравнении (3.1) задавалось эффективное поле, идентичное (1.46), и параметр затухания  $\alpha = 0$ . Линейные размеры пленки считались бесконечно большими по сравнению с ее толщиной, а затухание не учитывалось в виду его малости для ЖИГ. Дополнительно оценивался профиль распределения угла отклонения намагниченности в толще пленки в результате возбуждения колебаний (прецессии) намагниченности. Моделирование осуществлялось в модели В, определенной в Главе 3.

- На втором этапе проводилась оценка влияния формы пленки на параметры  $\sigma_{th}$ ,  $\theta_{max}$  и  $\Delta$  за счет добавления в эффективное поле  $\mathbf{H}_{eff}(\mathbf{r}, t)$  поля размагничивания  $\mathbf{H}_{dem}$ . Так как введение полей размагничивания приводит к уменьшению полной энергии системы, для сопоставления с результатами, полученными на первом этапе моделирования, константа одноосной анизотропии

была увеличена до  $k_u = 24 \cdot 10^3$  Дж/м<sup>3</sup>, чтобы плотность полной энергии осталась неизменной. Для оценки влияния затухания в уравнении (3.1) вводился параметр Гильберта  $\alpha = 10^{-4}$  [4, 91- 93].

- На третьем этапе производилась оценка параметров  $\sigma_{th}$ ,  $\theta_{max}$  и  $\Delta$  при учете вклада эффективного поля  $\mathbf{H}_c$  кубической магнитокристаллической анизотропии в уравнение (3.1) (для случаев ориентации пленки вдоль оси  $Oz$ , соответствующей направлению нормалей  $[100]$ ,  $[111]$  или  $[210]$  соответствующих кристаллографических плоскостей  $(100)$ ,  $(111)$  или  $(210)$ , характерных для реальных пленок ЖИГ на разных подложках).

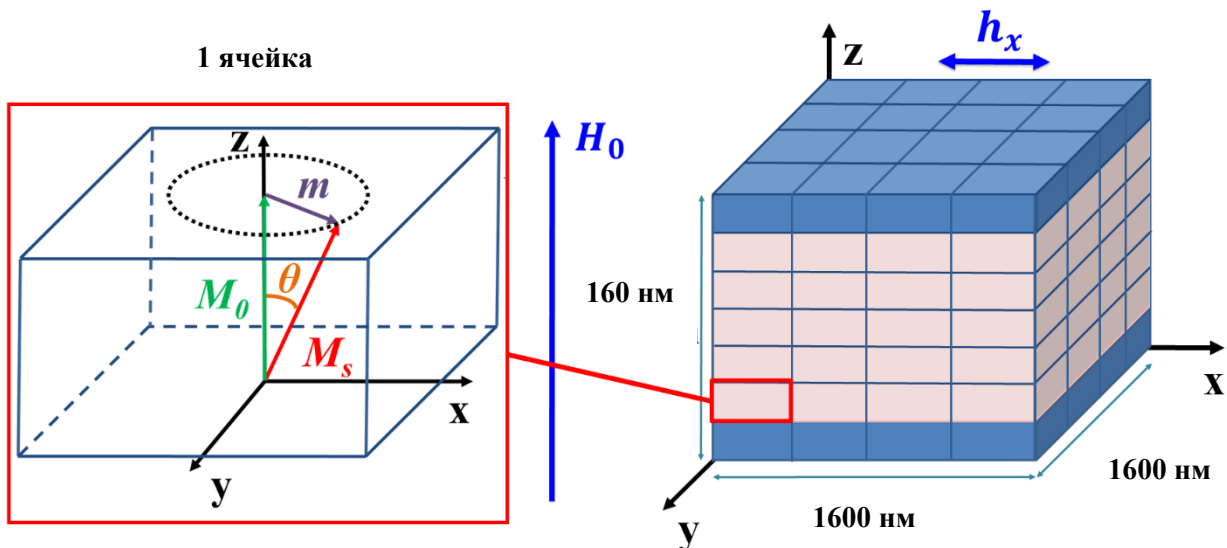


Рисунок 4.1 – Слева – схема прецессии вектора намагниченности  $M$  в одной ячейке, где  $m$  – динамическая намагниченность,  $\theta$  – угол между намагниченностью  $M$  и ее равновесным положением  $M_0$ ,  $M_s$  – результирующая намагниченность,  $H_0$  – внешнее постоянное магнитное поле,  $h_x$  – переменное поле накачки. Справа – схема модели пленки ЖИГ с размерами  $160 \times 1600 \times 1600$  нм<sup>3</sup>. Ячейки, выделенные синим цветом, указывают поверхностный монослой с фиксированными спинами.

Дополнительно изучалось влияние параметра затухания  $\alpha$  на динамику намагниченности в пленках с кубической магнитокристаллической анизотропией.

## 4.2 Результаты моделирования авторезонанса в пленке ЖИГ

Отправной точкой для микромагнитного моделирования возбуждения высокоамплитудных колебаний намагниченности в пленке ЖИГ был выбран результат решения НУШ (1.56), полученный для магнетика с  $\mathbf{H}_{eff}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_z + \mathbf{H}_{ex} + \mathbf{H}_u$ . В Разделе 3.3 были получены частоты СВР  $f_1 = 10.9$  ГГц и  $f_3 = 14.4$  ГГц для модели В с соответствующим значением  $\mathbf{H}_{eff}(\mathbf{r}, t)$ , также определена амплитуда поля накачки  $h_0 = 1$  Э. Исходя из полученных значений мод СВР, начальная частота возбуждающего поля  $f_{start}$  была выбрана 14.2 ГГц.

Как видно из Рисунка 4.2, использованная для расчетов модель В демонстрирует пороговую зависимость максимального угла отклонения намагниченности  $\theta_{max}(\sigma)$  от ее равновесного значения, когда частота  $f$  поля накачки  $h_{x\ res}$  проходит через значение  $f_1$  с пороговой скоростью  $\sigma_{th} = 4.3 \times 10^{16}$  Гц/с. Отметим, что при этом происходит резкое увеличение амплитуды колебаний намагниченности до углов  $\theta_{max} = 150^\circ$  для всех  $\sigma \leq \sigma_{th}$  без какого-либо промежуточного значения  $\theta_{max}(\sigma)$  в области перехода. Аналитическое приближение (1.56) дает значение пороговой скорости  $\sigma_{ath} = 4.4 \times 10^{16}$  Гц/с (красная пунктирная линия на Рисунке 4.2), что почти совпадает с численными расчетами. Зависимость  $\theta_{max}$  и разности фаз  $\Delta$  от частоты развертки  $f_{\text{МГ}}$  поля накачки для  $\sigma > \sigma_{th}$  представлена на Рисунке 4.3. Как видно из графика, в интервале частот 12-14 ГГц разность фаз имеет случайный характер, а  $\theta_{max}$  не превышает  $0.15^\circ$ . По мере приближения  $f_{\text{МГ}}$  к  $f_1$ , начиная с 11.4 ГГц, происходит захват фазы, сопровождаемый ростом амплитуды  $\theta_{max}$  и, как следствие, возникновением нелинейного процесса возбуждения колебаний намагниченности. В случае  $\sigma > \sigma_{th}$  рост угла  $\theta_{max}$  прекращается на отметке  $12^\circ$ , а  $\Delta$  устремляется к  $\infty$ , что говорит о срыве автоматической подстройки частоты возбуждающего поля под собственные колебания намагниченности. В случае  $\sigma \leq \sigma_{th}$  рост  $\theta_{max}$  сохраняется до 5.8 ГГц, а угол отклонения намагниченности достигает  $150^\circ$ .

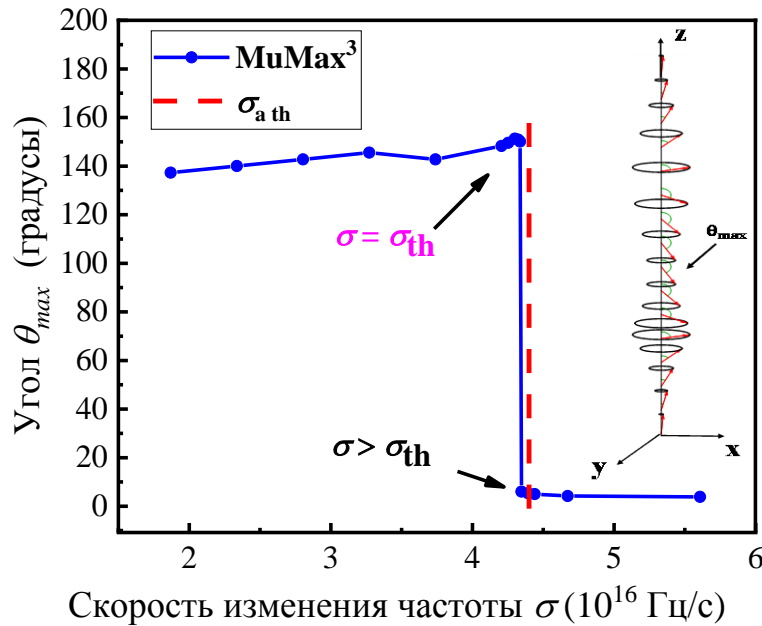


Рисунок 4.2 - Зависимость максимального угла отклонения намагниченности  $\theta_{max}(\sigma)$  от скорости изменения частоты  $\sigma$  поля накачки. Красной пунктирной линией обозначено аналитическое значение  $\sigma_{a th} = 4.4 \times 10^{16}$  Гц/с. На вставке справа показана проекция намагниченности в толще пленки, красные стрелки – указывают отклонение прецессирующего вектора  $\mathbf{M}$  на угол  $\theta_{max}$ .

В области спектра ниже 5.8 ГГц амплитуда колебания остается постоянной. Необходимо отметить, что увеличение  $\theta_{max}$  сопровождается стабилизацией  $\Delta$  в диапазоне от 0 до  $\pi$  с постоянной подстройкой фаз. После достижения максимального угла отклонения намагниченности наблюдается срыв процесса автофазировки и  $\Delta \rightarrow \infty$ . Сохранение амплитуды колебаний при уменьшении  $\sigma$  можно объяснить отсутствием затухания в модели. Следует отметить, что период осцилляций  $\Delta$  во время подстройки фаз совпадает с биением угла  $\theta$  при его увеличении.

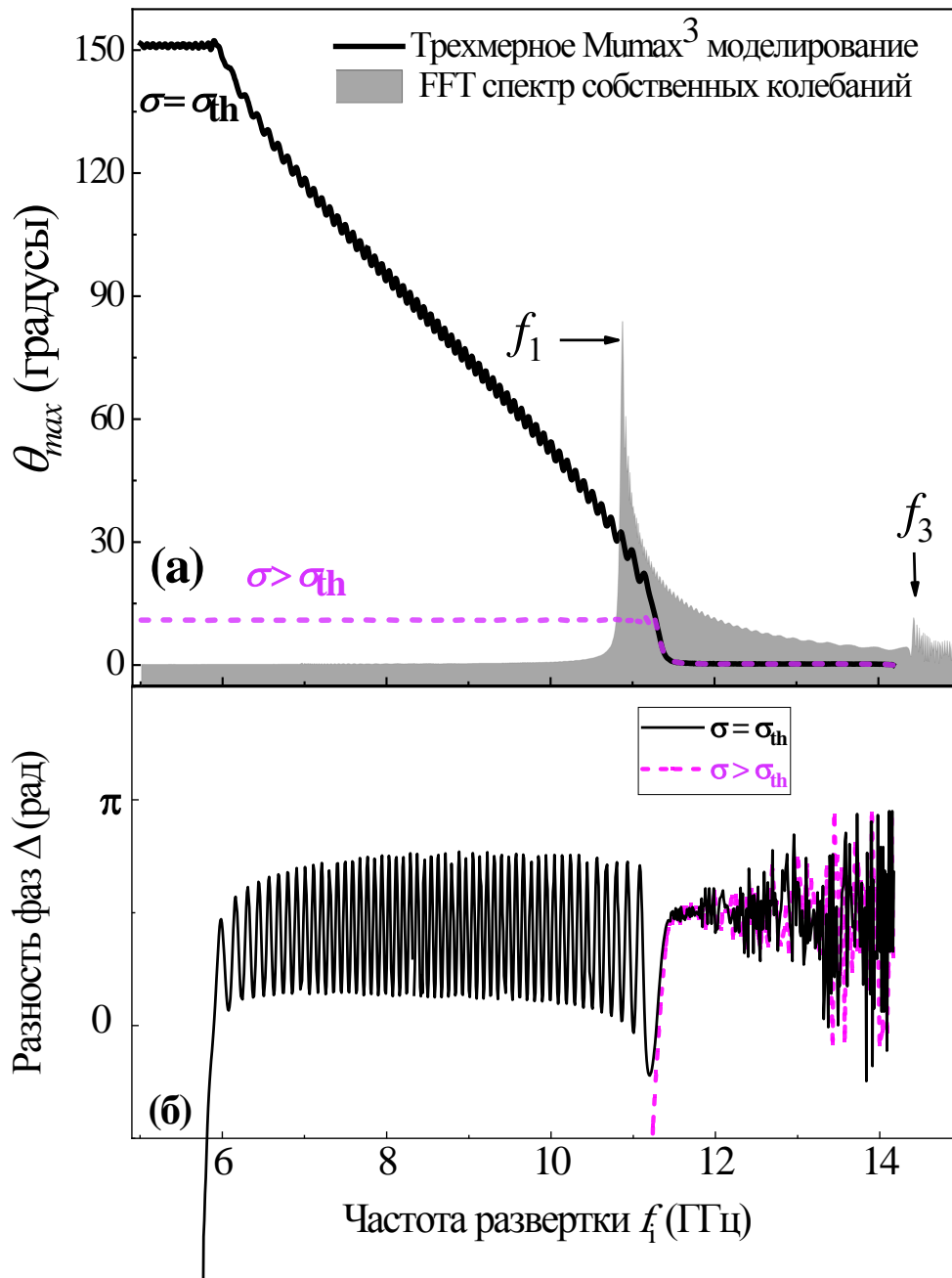


Рисунок 4.3 – (а) Зависимость максимального угла отклонения намагниченности  $\theta_{max}$  от частоты развертки поля накачки  $f_{MG}$  в перпендикулярном поле 2 кЭ для двух случаев  $\sigma \leq \sigma_{th}$  (сплошная линия) и  $\sigma > \sigma_{th}$  (пунктир). Серый фон – Фурье спектр собственных магнитных колебаний в толще пленки с модами СВР  $f_1$  и  $f_3$ . (б) Разность фаз  $\Delta$  между частотой возбуждающего магнитного поля  $h_{xres}$  и собственными магнитными колебаниями намагниченности для случаев  $\sigma \leq \sigma_{th}$  (сплошная линия) и  $\sigma > \sigma_{th}$  (пунктирная линия).

Важным результатом моделирования является определение профиля  $\theta_{max}$  по толщине пленки. Визуализация распределения прецессии намагниченности при возбуждении в толще пленки изображена на вставке к Рисунку 4.2. Распределение угла отклонения намагниченности  $\theta$  для различных мгновенных значений частоты  $f_{MG}$  при  $\sigma_{th} = 4.3 \times 10^{16}$  Гц/с представлено на Рисунке 4.4. Как можно заметить, на частоте  $f_{MG} = 11.4$  ГГц распределение намагниченности имеет вид полу-синусоиды, характерный для первой моды СВР, что соответствует линейному процессу возбуждения колебаний намагниченности.

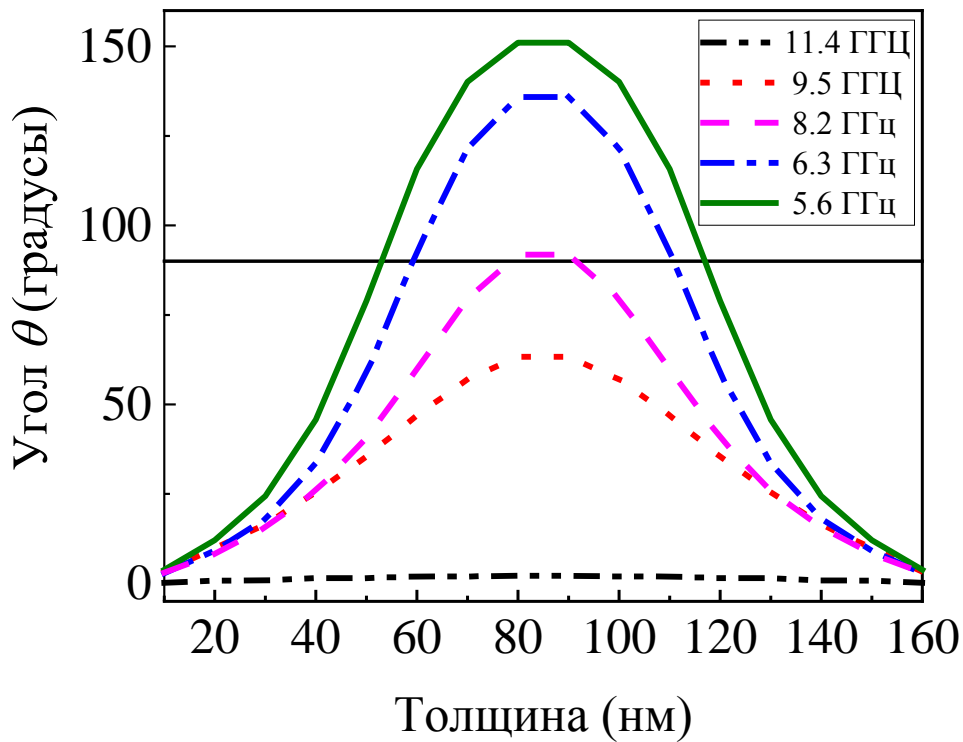


Рисунок 4.4 – Распределение угла отклонения намагниченности  $\theta$  по толщине пленки для разных мгновенных значений частоты  $f_{MG}$  поля накачки  $h_{xres}$  при  $\sigma_{th} = 4.3 \times 10^{16}$  Гц/с.

С уменьшением частоты  $f_{MG}$  поля накачки характер возбуждения перестает быть линейным, угол прецессии увеличивается и при 8.2 ГГц его максимальное значение достигает  $90^\circ$ , что соответствует максимуму динамической

намагниченности  $m$ . Далее происходит частичное перемагничивание в направлении противоположном направлению внешнего постоянного магнитного поля и угол достигает 150 градусов (вставка на Рисунке 4.2.).

Таким образом, используя численное решение уравнение Ландау-Лифшица с помощью программного пакета MuMax<sup>3</sup>, впервые была продемонстрирована возможность нелинейного авторезонансного возбуждения высокоамплитудных колебаний намагниченности в пленке ЖИГ с помощью поперечной накачки малыми магнитными полями порядка 1 Э. Установлено, что при изменении частоты поля накачки со скоростью  $\sigma_{th} = 4.3 \times 10^{16}$  Гц/с в толще пленки ЖИГ возбуждается прецессия намагниченности, которая имеет сильно нелинейный характер и при больших амплитудах локализуется в центре пленки. Показано, что зависимость  $\theta_{max}$  от скорости изменения фазы  $\sigma$  имеет пороговый характер. Максимальная величина  $\theta_{max}$  при  $\sigma \leq \sigma_{th}$  достигает 150°. Полученная расчетная величина  $\sigma_{th}$  практически совпадает с аналитическим решением  $\sigma_{a th} = 4.4 \times 10^{16}$  Гц/с.

#### 4.3 Учёт влияния энергии размагничивания и постоянной затухания на параметры авторезонанса

Как было показано в Разделе 3.3, учет в эффективном поле  $\mathbf{H}_{eff}(\mathbf{r}, t)$  вклада, обусловленного энергией размагничивания  $E_{dem}$ , приводит к сдвигу резонансного пика  $f_1$  в область более низких частот на 6 ГГц. Поэтому для сопоставления с уже полученными результатами и аналитическим приближением (1.57) в модели была искусственно увеличена константа одноосной анизотропии до  $k_u = 24 \cdot 10^3$  Дж/м<sup>3</sup>. При этом значение  $f_1$  в FFT спектре собственных резонансных колебаний намагниченности осталось прежним. Дополнительно рассматривалось одновременное влияние на авторезонанс полей размагничивания и параметра



затухания  $\alpha = 10^{-4}$ . Сравнение полученных результатов с результатами Раздела 4.2 представлено Рисунке 4.5.

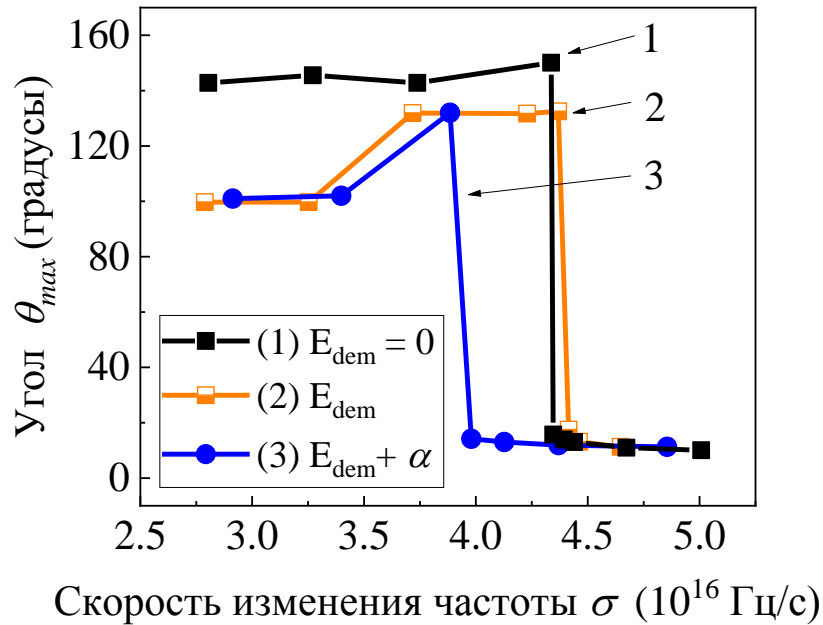


Рисунок 4.5 – Зависимость угла отклонения намагниченности  $\theta_{max}(\sigma)$  от скорости изменения частоты поля накачки  $\sigma$ : 1- расчет без учета размагничивающего вклада ( $E_{dem}=0$ ), 2- расчет колебаний с учетом  $E_{dem}$ , 3 – расчет с вкладом  $E_{dem}$  и параметром затухания  $\alpha = 10^{-4}$ .

Из Рисунка 4.5 видно, что вклад полей размагничивания незначительно увеличивает пороговую скорость до  $\sigma_{th} = 4.4 \times 10^{16}$  Гц/с. При этом максимальный угол прецессии  $\theta_{max}$  уменьшается на 12.5 % и достигает величины  $132^\circ$ . Как и в Разделе 4.2 рост амплитуды колебаний намагниченности начинается с захвата фазы собственных колебаний при частоте поля накачки 11.5 ГГц и сопровождается удержанием  $\Delta$  в ограниченном интервале от 0 до  $\pi$  (Рисунок 4.6). После достижения максимальной амплитуды при частоте поля накачки 6.5 ГГц происходит срыв автофазировки и плавное уменьшение  $\theta_{max}$  до  $70^\circ$ . В результате авторезонансного возбуждения также наблюдается образование несинусоидной прецессии намагниченности в толще пленки. В случае  $\sigma > \sigma_{th}$  рост  $\theta_{max}$  не превышает  $12^\circ$ .

Таким образом, аналитическое приближение (1.57) достаточно хорошо согласуется с численными расчетами в случае вклада энергии анизотропии формы пленки с учетом соответствующего изменения одноосной анизотропии  $k_u$ .

Теперь рассмотрим влияние затухания на авторезонансное возбуждение в пленке. Минимальное достигнутое значение параметра затухания для тонких ПМА пленок ЖИГ составляет  $\alpha = 10^{-5}$  [94]. При моделировании мы использовали величину  $\alpha = 10^{-4}$  характерную для пленки монокристаллического ЖИГ на подложке из галлий-гадолиниевого граната ( $\text{Ga}_3\text{Gd}_5\text{O}_{12}$ ) [93].

В результате микромагнитного моделирования была обнаружена пороговая зависимость  $\theta_{max}(\sigma)$  (Рисунок 4.6) аналогичная случаю без затухания. Рост амплитуды колебаний также начинается с захвата фазы в районе 11.5 ГГц и продолжается до 6.5 ГГц, где достигается максимальная амплитуда в  $132^\circ$ , что совпадает с расчетами для модели без затухания. Важно также отметить, что и  $\sigma_{th}$  уменьшилась на примерно 10% и составила  $3.9 \times 10^{16}$  Гц/с. При этом параметр  $\alpha$  оказывает влияние и на  $\Delta$ , которая начинает осциллировать в более узком интервале: от  $0.2\pi$  до  $0.4\pi$ . В отличие от модели без затухания после достижения максимума  $\theta_{max}$  в области низких частот происходит рассинхронизация фаз и  $\Delta \rightarrow \infty$ , что сопровождается плавным затуханием прецессии намагниченности до  $0^\circ$ . Для  $\sigma > \sigma_{th}$  величина  $\theta_{max}$  достигает только  $12^\circ$ , после чего также быстро затухает.

Таким образом, поля размагничивания (учет формы образца) и затухание в пленке ЖИГ не оказывают существенного влияния на авторезонансное возбуждение колебаний намагниченности, что очень важно для экспериментального наблюдения авторезонанса. При этом учет затухания в модели уменьшает пороговую скорость изменения частоты поля накачки до  $3.9 \times 10^{16}$  Гц/с.

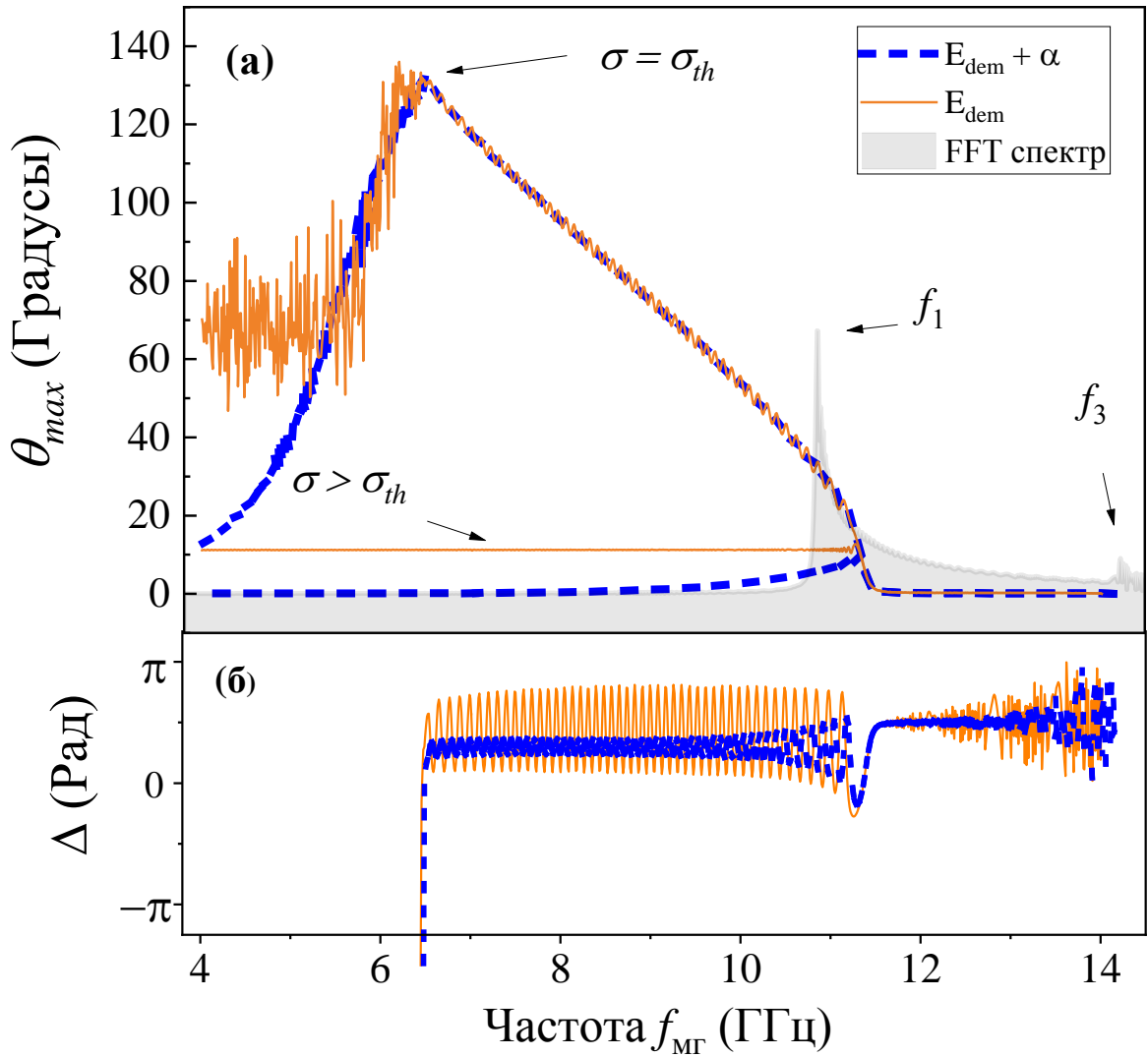


Рисунок 4.6 – (а) Зависимость  $\theta_{max}$  от частоты развертки  $f_{MG}$  в перпендикулярном постоянном поле 2 кЭ для двух случаев  $E_{dem}$  (сплошная линия) и  $E_{dem} + \alpha$  (пунктирная линия) при  $\sigma = \sigma_{th}$  и  $\sigma > \sigma_{th}$ . Сплошные линии – результат микромагнитного моделирования, серый фон – FFT спектр собственных магнитных колебаний в толще пленки с модами  $f_1$  и  $f_3$  СВР. (б) Разность фаз  $\Delta$  между частотой поля накачки  $h_{x\ res}$  и собственными магнитными колебаниями намагниченности для двух случаев  $E_{dem}$  (сплошная линия) и  $E_{dem} + \alpha$  (пунктирная линия) при  $\sigma = \sigma_{th}$ .

#### 4.4 Влияние одноосной анизотропии на параметры авторезонанса

Рассмотрим, как влияет величина эффективной константы одноосной анизотропии  $K$  на параметры  $\sigma_{th}$  и  $\theta_{max}$ . Напомним, что для сопоставления с уже полученными результатами и аналитическим приближением (1.57) в модели была увеличена константа одноосной анизотропии ( $k_u=24 \cdot 10^3$  Дж/м<sup>3</sup>), чтобы значение эффективной константы  $K$  из уравнения (1.47) сохранялось неизменным и составляла  $1.3 \times 10^4$  Дж/м<sup>3</sup>.

Как было показано в Разделе 3.3, учет  $E_{dem}$  в пленке приводит к сдвигу резонансной  $f_1$  частоты СВР в область более низких частот почти на 6 ГГц. Такой сдвиг соответствует уменьшению значения эффективной константы  $K$  из уравнения (1.47) до величины равной  $0.08 \times 10^4$  Дж/м<sup>3</sup>.

Как видно из Рисунка 4.7, в случае уменьшения  $K$  до  $0.08 \times 10^4$  Дж/м<sup>3</sup> пороговый характер зависимости  $\theta_{max}(\sigma)$  сохраняется, однако величина пороговой скорости заметно уменьшается до  $\sigma_{th} = 0.5 \times 10^{16}$  Гц/с. При этом  $\theta_{max}$  составляет  $105^\circ$ .

Таким образом, расчеты показывают, что зависимость параметров  $\sigma_{th}$  и  $\theta_{max}$  от эффективной анизотропии, носит не линейный характер, что согласуется с уравнением (1.57).

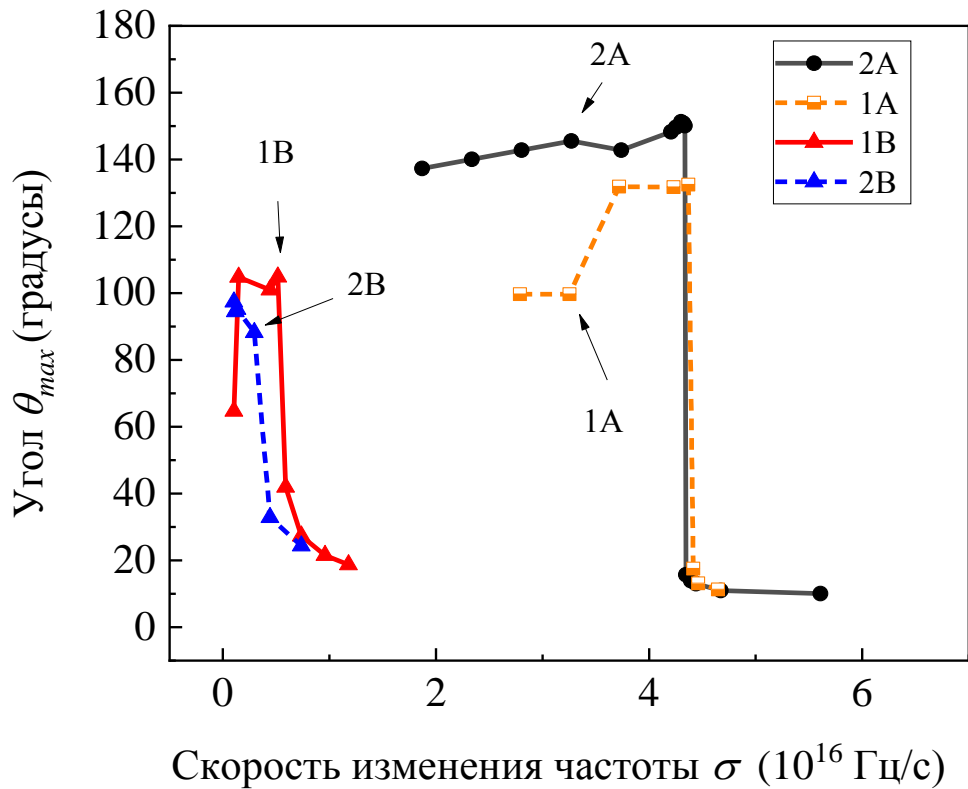


Рисунок 4.7 – Зависимость угла  $\theta_{max}$  от скорости изменения частоты  $\sigma$  для модели пленки с  $K = 1.3 \times 10^4$  Дж/м<sup>3</sup>: 1А – с учетом  $E_{dem}$ , 2А – без учета  $E_{dem}$ , и для модели с  $K = 0.08 \times 10^4$  Дж/м<sup>3</sup>: 1В – с учетом  $E_{dem}$ , 2В – без учета  $E_{dem}$ .

#### 4.5 Учёт влияния кубической магнитокристаллической анизотропии на параметры авторезонанса в пленке ЖИГ

Тонкие пленки ЖИГ выращивают на различных монокристаллических подложках, и кристаллическая структура подложки задает ориентацию пленок ЖИГ. В частности, на кремниевых подложках выращивают пленки с ориентацией [100] [95], на подложках  $Gd_3Ga_5O_{12}$  (ГГГ) – пленки с ориентациями [111] и [210] [96, 97, 98]. Для учета влияния кубической магнитокристаллической анизотропии на авторезонансное возбуждение высокоамплитудных осцилляций

намагниченности в пленке ЖИГ в эффективное поле  $\mathbf{H}_{eff}(\mathbf{r}, t)$  модели было добавлено эффективное поле анизотропии, полученное из плотности энергии кубической анизотропии  $E_c$ :

$$\mathbf{H}_c = -\frac{2k_c}{M_s} \left( ((\mathbf{c}_2 \cdot \mathbf{m})^2 + (\mathbf{c}_3 \cdot \mathbf{m})^2) \left( ((\mathbf{c}_1 \cdot \mathbf{m})c_1 \right) + ((\mathbf{c}_1 \cdot \mathbf{m})^2 + (\mathbf{c}_3 \cdot \mathbf{m})^2) \left( ((\mathbf{c}_2 \cdot \mathbf{m})c_2 \right) + ((\mathbf{c}_1 \cdot \mathbf{m})^2 + (\mathbf{c}_2 \cdot \mathbf{m})^2) \left( ((\mathbf{c}_3 \cdot \mathbf{m})c_3 \right) \right), \quad (4.2)$$

где  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$  приведенная намагниченность,  $\mathbf{c}_{1,2,3}$  – направляющие косинусы углов между вектором намагниченности  $\mathbf{M}$  и осями магнитокристаллической анизотропии,  $k_c$  – константа первого порядка кубической анизотропии ( $k_c = -610$  Дж/м<sup>3</sup>) [84, 99] для пленок ЖИГ.

Для каждого варианта ориентации пленки ЖИГ и соответствующей магнитокристаллической анизотропии учитывалось влияние параметра затухания.

Для оценки влияния магнитокристаллической анизотропии пленки на возбуждение авторезонанса сначала были определены проекции осей легкого (ОЛН) и трудного (ОТН) намагничивания на плоскость пленки ( $Oxy$ ). Ориентация пленки представлена на Рисунке 4.8.

Проекции кристаллических осей пленки на плоскость пленки  $Oxy$  были определены с помощью процедуры определения дисперсионных характеристик МСВ [100] в зависимости от поворота пленки на азимутальный угол  $\delta$ . Поскольку магнитокристаллическая кубическая анизотропия оказывает влияние на частоту ФМР, возбуждаемого перпендикулярной накачкой в геометрии Даймона-Эшбаха [49], то можно получить зависимость частоты ФМР от азимутального угла  $\delta$  поворота пленки в плоскости  $Oxy$  (Рисунок 4.8 (а)). При этом постоянное внешнее поле  $H_0$  вдоль оси  $Ox$ , а переменное возбуждающее поле  $h_x(f_0)$  вдоль оси  $Oz$ .

Возбуждение авторезонанса осуществлялось вдоль проекции ОЛН и ОТН на плоскость  $Oxy$ , путем вращения пленки на угол  $\delta$  при фиксированном направлении по оси  $Ox$  поля накачки  $h_{x\ res}$  (Рисунок 4.8 (б)).

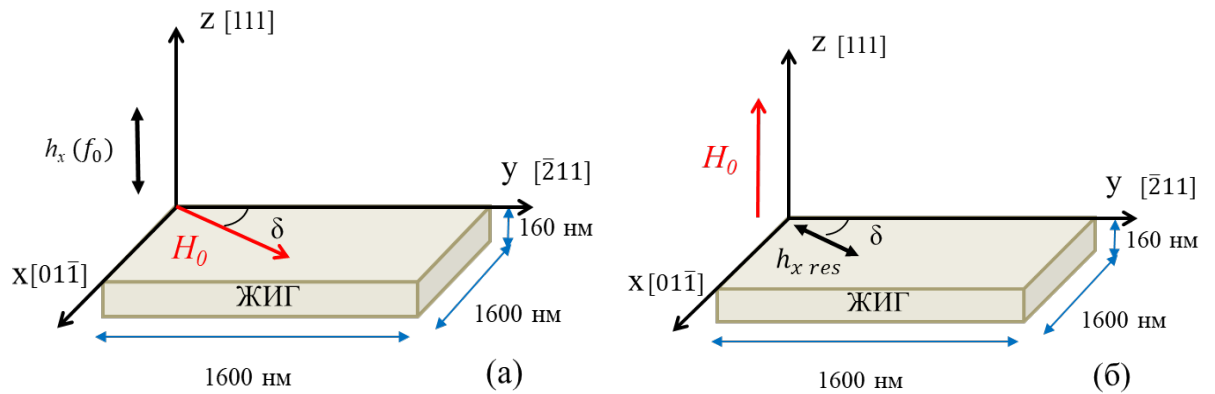


Рисунок 4.8 – (а) Схема определения проекций осей анизотропии на плоскость ( $Oxy$ ) на примере пленки  $[111]$  по методу  $[100]$  при вращении модели вокруг оси  $Oz$  на азимутальный угол  $\delta$ . (б) Схема возбуждения авторезонанса вдоль полученных проекций осей трудного и легкого намагничивания на примере направления  $[111]$ .

Поскольку в программе MuMax<sup>3</sup> для моделирования используется массив прямоугольных ячеек, а направление авторезонансного возбуждения прикладывается под углом к ортогональным осям, то для более корректного расчета необходимо перейти от модели В с матрицей  $16 \times 64 \times 64$  ячеек к модели А с большим числом ячеек  $32 \times 128 \times 128$ . Как было показано в главе 3, увеличение дискретности улучшает точность моделирования спектра собственных колебаний намагниченности (Рисунок 3.4). Предварительные оценки влияния дискретности на  $\theta_{max}$  и  $\sigma$  показали, что замена В на А не влияет на основные свойства авторезонанса (Рисунок 4.9).

При расчете авторезонанса увеличение числа ячеек приводит к небольшому росту  $\theta_{max}$  до  $160^\circ$ , при этом значение пороговой скорости изменения поля накачки остается почти на том же значении (в бездиссипативном случае  $\sigma_{th} = 4.3 \times 10^{16}$  Гц/с).

Аналогично тому, что было получено в Разделе 3.3, учет затухания приводит к уменьшению пороговой скорости ( $3.8 \times 10^{16}$  Гц/с) и амплитуды колебаний намагниченности.

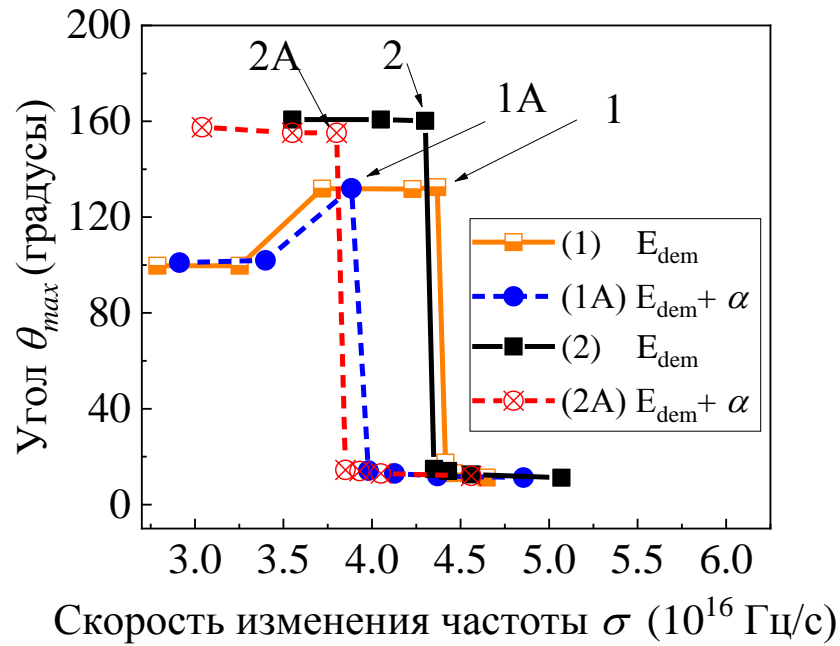


Рисунок 4.9 – Зависимость угла  $\theta_{max}$  от скорости изменения частоты поля накачки  $\sigma$  для матрицы  $16 \times 64 \times 64$ : 1 – с учетом  $E_{dem}$ , 1A – с учетом  $E_{dem}$  и  $\alpha = 10^{-4}$ ; для матрицы  $32 \times 128 \times 128$ : 2 – с учетом  $E_{dem}$ , 2A – с учетом  $E_{dem}$  и  $\alpha = 10^{-4}$ .

#### 4.5.1 Ориентация пленки [100]

Зависимость ФМР от азимутального угла  $\delta$  для пленки с ориентацией [100] представлены на Рисунке 4.10. В результате моделирования пленки ЖИГ [100] в приближении кубической анизотропии были выделены четыре оси трудной намагниченности (ОТН) при  $\delta$  равном  $45^\circ$ ,  $135^\circ$ ,  $225^\circ$  и  $315^\circ$  и четыре оси легкого намагничивания (ОЛН) при  $\delta = 0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  и  $270^\circ$ .

Для возбуждения авторезонанса были выбраны две оси: ОЛН ( $\delta = 0^\circ$ ) и ОТН ( $\delta = 45^\circ$ ). Полученные результаты сравнивались с данными для модели без вклада  $E_c$  и отдельно рассматривался случай с затуханием  $\alpha$ .



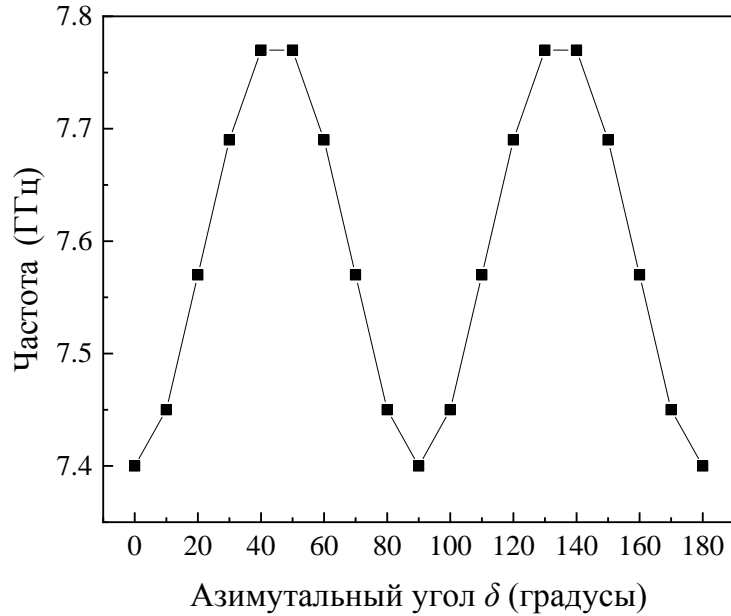


Рисунок 4.10 – Зависимость частоты ФМР от угла поворота постоянного магнитного поля  $\delta$  в плоскости (100) пленки ЖИГ [100].

Моделирование показало, что в перпендикулярно намагниченной в магнитном поле  $H = 2$  кЭ пленке частота первой моды СВР равна  $f_1 = 11$  ГГц, и это значение одинаково для обоих углов  $\delta$  и не зависит от затухания. Моделирование авторезонанса так же не обнаружило какого-либо различия для  $\delta = 0^\circ$  и  $45^\circ$ . Как видно из Рисунка 4.11, зависимость  $\theta_{max}(\sigma)$  имеет пороговый характер. Для всех  $\sigma \leq \sigma_{th} = 3.39 \times 10^{16}$  Гц/с наблюдается увеличение амплитуды колебаний намагниченности до  $\theta_{max} = 160^\circ$ . Затухание приводит к уменьшению  $\sigma_{th}$  до  $2.91 \times 10^{16}$  Гц/с, при этом  $\theta_{max}$  остается  $160^\circ$ . Отметим, что затухание сужает диапазон осцилляций  $\Delta$  до  $\pm 0.4 \pi$ . Таким образом наличие кубической анизотропии для пленки с выделенным направлением [100] не влияет на амплитуду прецессии намагниченности и  $\theta_{max}$ , при этом  $\sigma_{th}$  снижается примерно на 20% от результатов, полученных для моделей без учета магнитокристаллической анизотропии.

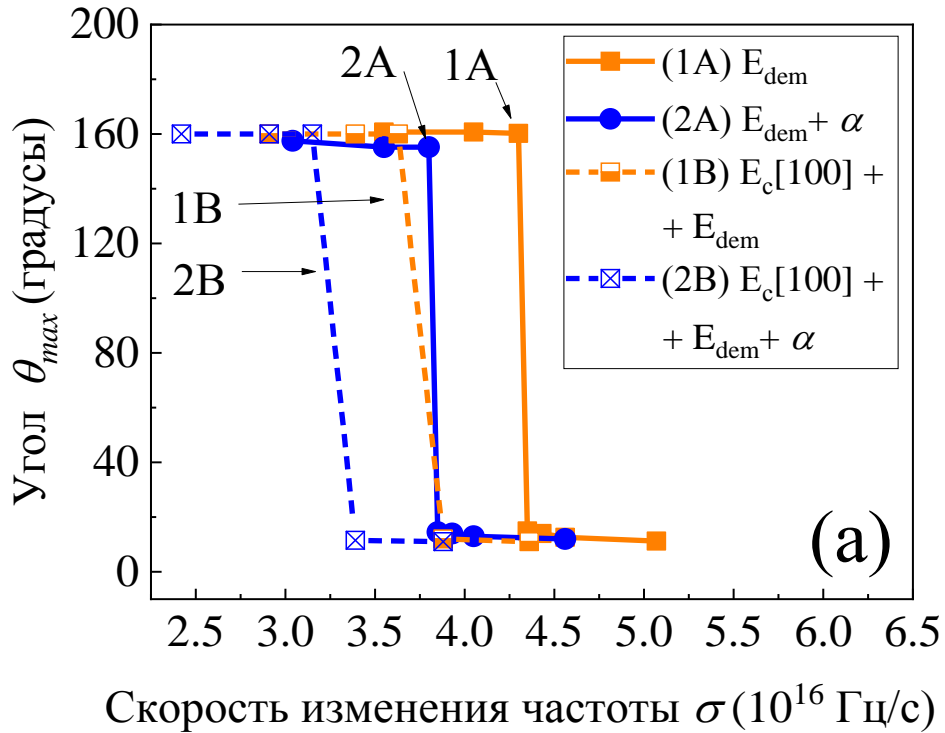


Рисунок 4.11 – Зависимость  $\theta_{max}(\sigma)$  от скорости изменения частоты  $\sigma$  для четырех случаев: 1А- результат моделирования с учетом  $E_{dem}$ , 2А – со вкладом  $E_{dem}$  и параметром затухания  $\alpha = 10^{-4}$ , 1В - результат моделирования с учетом  $E_{dem} + E_c$  с ориентацией [100] для ОЛН ( $\delta = 0^\circ$ ) и ОТН ( $\delta = 45^\circ$ ), 2В – со вкладом  $E_{dem} + E_c$  с ориентацией [100] и параметром затухания  $\alpha = 10^{-4}$  для ОЛН ( $\delta = 0^\circ$ ) и ОТН ( $\delta = 45^\circ$ ).

#### 4.5.2 Ориентация пленки [111]

Для пленки с направлением [111] зависимость частоты ФМР от угла поворота пленки  $\delta$  в плоскости (111) в постоянном поле  $H = 2$  кЭ представлена на Рисунке 4.12. На графике наблюдаются характерные максимумы, расположенные под углом  $60^\circ$  относительно друг друга, что коррелирует с данными, полученными для пленок с ориентацией [111] в работах [42,100].

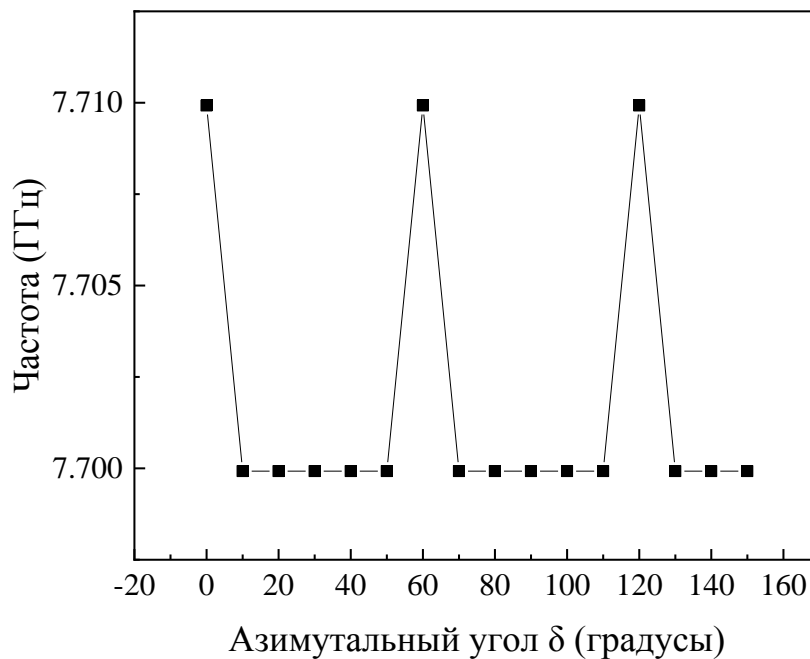


Рисунок 4.12 – Зависимость частоты ФМР от угла поворота постоянного магнитного поля  $\delta$  в плоскости (111) для пленки с ориентацией [111].

Исходя из данных Рисунка 4.12, для возбуждения авторезонанса в модели пленки были выбраны ОЛН ( $\delta = 30^\circ$ ) и ОТН ( $\delta = 60^\circ$ ). Для обеих осей значение первой моды СВР в случае нормального намагничивания составляет  $f_1 = 11.5$  ГГц. Затухание практически не влияет на ее величину. Результаты моделирования влияния кубической анизотропии и параметра затухания Гильберта, представлены на Рисунке 4.13.

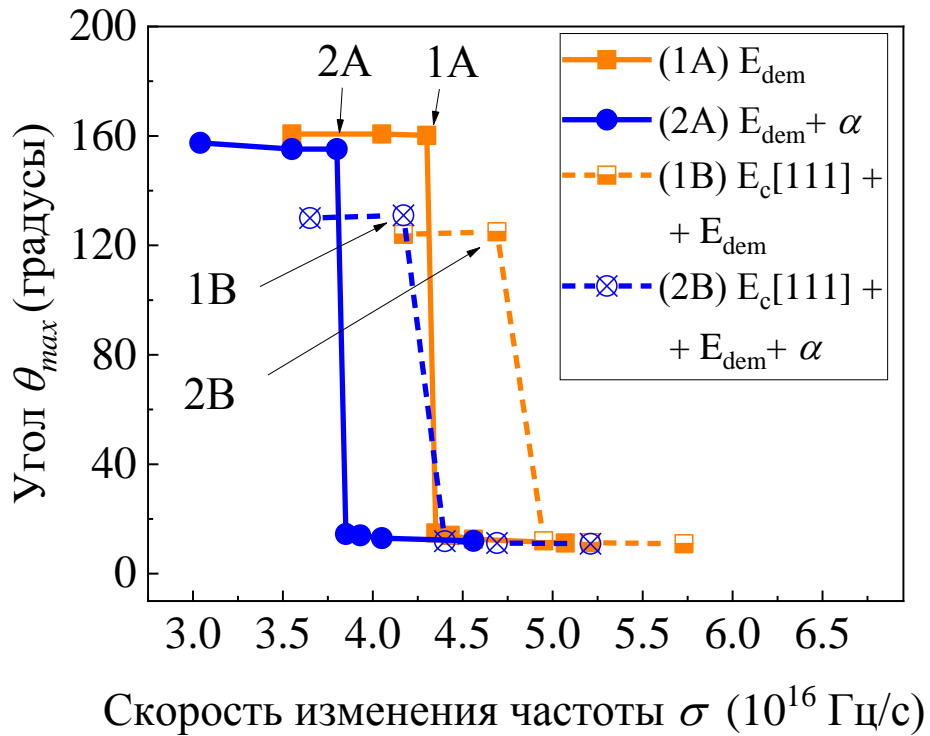


Рисунок 4.13 – Зависимость  $\theta_{max}(\sigma)$  от скорости изменения частоты  $\sigma$  для четырех случаев: 1А – результат моделирования с учетом  $E_{dem}$ , 2А – со вкладом  $E_{dem}$  и параметром затухания  $\alpha = 10^{-4}$ , 1В – результат моделирования с учетом  $E_{dem} + E_c [111]$  для ОЛН ( $\delta = 30^\circ$ ) и ОТН ( $\delta = 60^\circ$ ), 2В – со вкладом  $E_{dem} + E_c [111]$  и параметром затухания  $\alpha = 10^{-4}$  для ОЛН ( $\delta = 30^\circ$ ) и ОТН ( $\delta = 60^\circ$ ).

В ходе расчета авторезонанса было показано, что учет кубической анизотропии для пленки [111] почти не влияет на пороговый характер поведения и величину  $\theta_{max}$  для обоих  $\delta$ . Для всех  $\sigma \leq \sigma_{th} = 4.69 \times 10^{16}$  Гц/с в пленке наблюдается увеличение амплитуды колебаний намагниченности до  $\theta = 125^\circ$ . Затухание уменьшает  $\sigma_{th}$  до  $4.17 \times 10^{16}$  Гц/с при этом значение  $\theta$  достигает  $131^\circ$ .

Таким образом, ориентация пленки [111] уменьшает амплитуду прецессии намагниченности до  $\theta = 125^\circ$ , при этом  $\sigma_{th}$  увеличивается примерно на 11 % относительно результатов, полученных для модели без учета магнитокристаллической анизотропии.

### 4.5.3 Ориентация пленки [210]

Для пленок с ориентацией [210] помимо ОТН ( $\delta = 0^\circ$ ) в проекции на плоскость (210) возникает промежуточная ось ( $\delta = 90^\circ$ ) (Рисунок 4.14), а проекция ОЛН лежит под углом  $\delta = 50^\circ$ . Соответственно для моделирования авторезонанса в пленке были выбраны три направления с  $\delta = 0^\circ, 50$  и  $90$ .

Результаты влияния кубической магнитокристаллической анизотропии и параметра затухания на зависимость  $\theta_{max}(\sigma)$  представлены на Рисунке 4.15. Исходя из полученных зависимостей, можно сделать вывод, что магнитокристаллическая анизотропия слабо влияет на величину  $\sigma_{th}$  в пленке с ориентацией [210]. Порог возникновения авторезонанса остается таким же как и в случае отсутствия магнитокристаллической анизотропии и составляет  $\sigma_{th} = 4.3 \times 10^{16}$  Гц/с для бездиссипативного случая.

В то же время  $\theta_{max}$  сильно зависит от направления поля накачки относительно кристаллографических осей пленки. В бездиссипативном случае для проекции ОТН ( $\delta = 0^\circ$ ) максимальное значение  $\theta_{max}$  достигает  $66^\circ$  (Рисунок 4.15 (а)), для проекции ОЛН ( $\delta = 50^\circ$ ) -  $160^\circ$  (Рисунок 4.15 (в)). Для промежуточной оси ( $\delta = 90^\circ$ )  $\theta_{max}$  также достигает  $160^\circ$  (Рисунок 4.15 (б)). В последнем случае диапазон значений

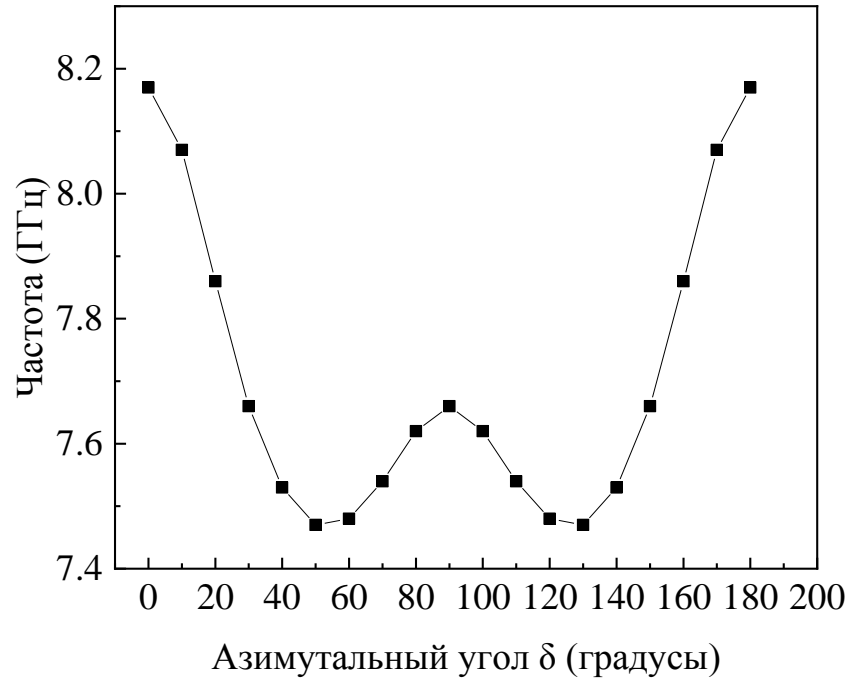


Рисунок 4.14 – Зависимость частоты ФМР в плоскости (210 от угла поворота постоянного магнитного поля  $\delta$  для пленки с ориентацией [210].

$\sigma \leq \sigma_{th}$ , при котором наблюдается авторезонансное возбуждение, оказывается заметно меньше, чем для направлений ( $\delta = 0^\circ, 50^\circ$ ), и уже при  $\sigma_{th} = 3.5 \times 10^{16}$  Гц/с величина  $\theta_{max}$  уменьшается до  $66^\circ$ .

Такая зависимость  $\theta_{max}(\delta)$  свидетельствует о нестабильности процесса авторезонанса при углах выше  $66^\circ$  для промежуточной оси и ОН, что проиллюстрировано на Рисунке 4.16. Необходимо обратить внимание на разность фаз. В случае возбуждения резонанса вдоль промежуточной оси ( $\delta = 90^\circ$ ) после

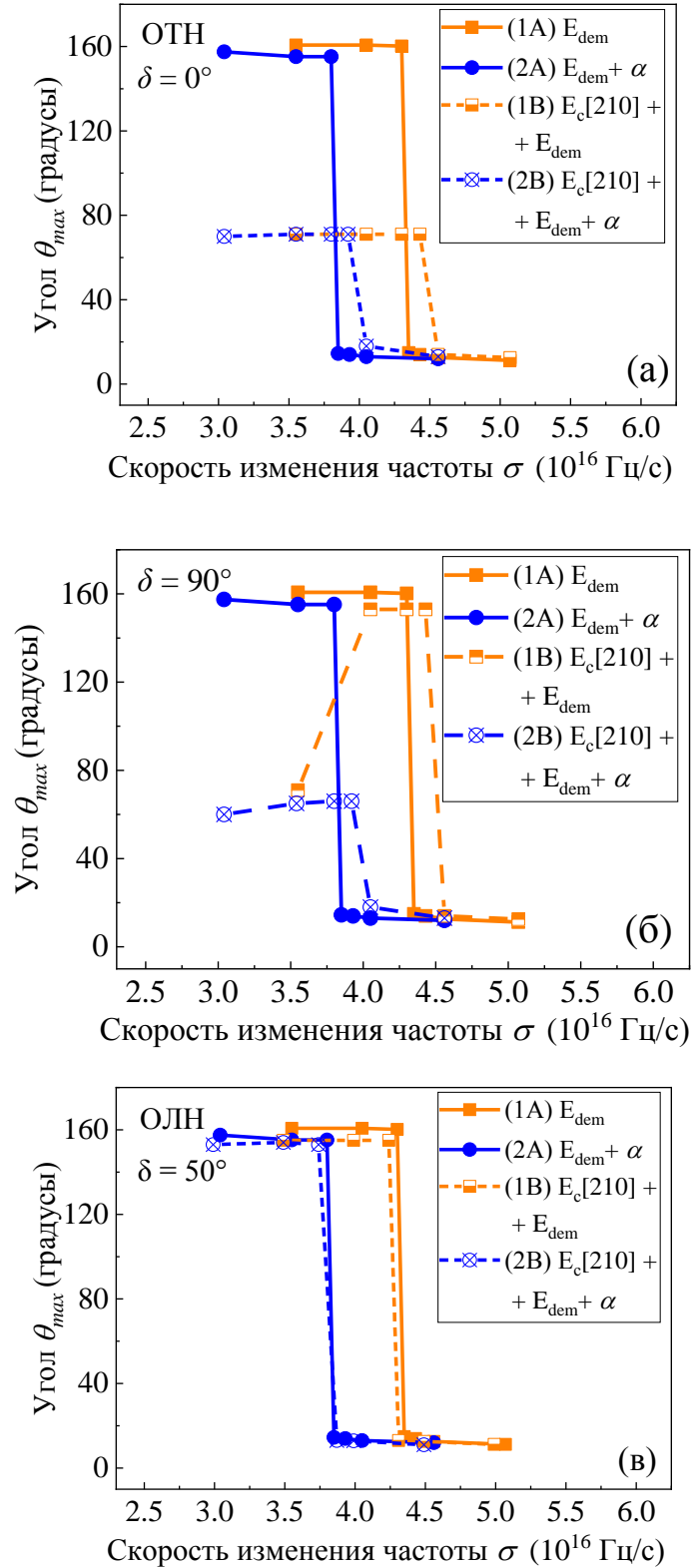


Рисунок 4.15 – Зависимость  $\theta_{max}(\sigma)$  от скорости изменения частоты  $\sigma$  для пленки с ориентацией [210]: 1А - с учетом  $E_{dem}$ , 2А – с учетом  $E_{dem}$  и параметром затухания  $\alpha = 10^{-4}$ , 1В - с учетом  $E_{dem} + E_c$ , 2В – с учетом  $E_{dem} + E_c$  + затухание. (а) результаты для ОТН ( $\delta = 0^\circ$ ), (б) результаты для оси с промежуточной ориентацией ( $\delta = 90^\circ$ ), (в) результаты для ОЛН ( $\delta = 50^\circ$ ).

достижения угла колебаний  $66^\circ$  происходит дополнительная подстройка фаз и рост амплитуды прецессии намагниченности сохраняется. Однако биение  $\theta_{max}$  становится неравномерным. Когда  $\theta_{max}$  достигает значений  $110^\circ$ , наблюдается очередная подстройка фаз с увеличением амплитуды до  $160^\circ$ . Однако после достижения угла  $140^\circ$  диапазон  $\Delta$  начинает увеличиваться и происходит постепенная рассинхронизация авторезонансного возбуждения. При возбуждении авторезонанса вдоль проекции ОЛН ( $\delta = 50^\circ$ ) подобной неустойчивости не наблюдается.

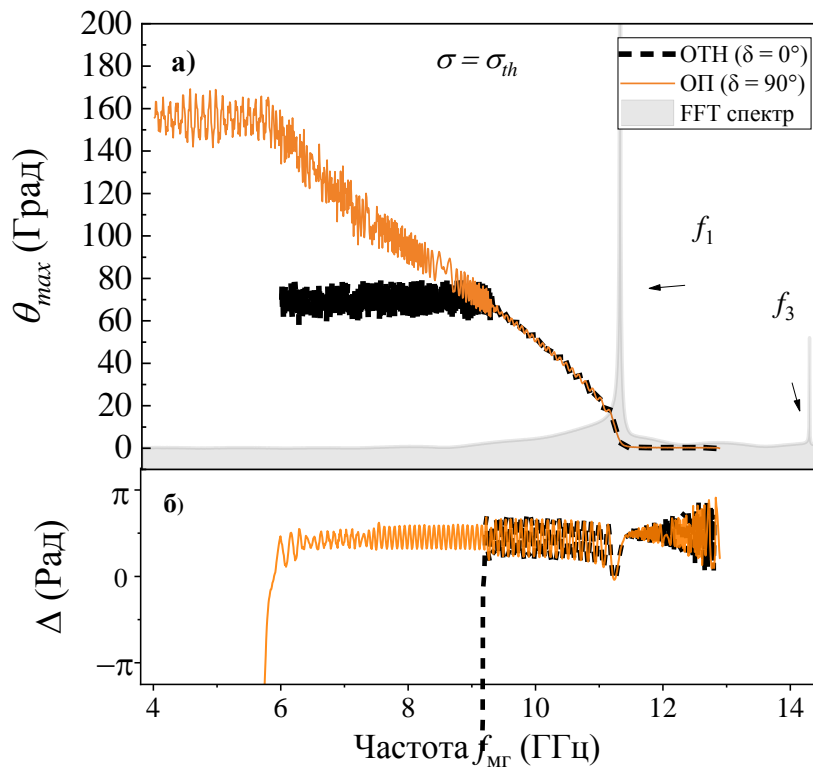


Рисунок 4.16 – (а) Зависимость  $\theta_{max}$  от частоты развертки  $f_{MG}$  в перпендикулярном постоянном поле 2 кЭ для случая возбуждения авторезонанса вдоль проекции ОЛН ( $\delta = 0^\circ$ ) (пунктирная линия) и оси промежуточной ориентации (ОП) ( $\delta = 90^\circ$ ) (сплошная линия) при  $\sigma = \sigma_{th}$ , серый фон – FFT-спектр собственных магнитных колебаний в толще пленки с модами СВР  $f_1$  и  $f_3$ . (б) Разность фаз  $\Delta$  для случаев возбуждения авторезонанса вдоль проекции ОЛН ( $\delta = 0^\circ$ ) (пунктирная линия) и оси промежуточной ориентации ( $\delta = 90^\circ$ ) (сплошная линия) при  $\sigma = \sigma_{th}$ .



Перестройка  $\Delta$  на углах  $66^\circ$  и  $110^\circ$  может свидетельствовать о том, что при равенстве значения  $\theta_{max}$  и угла наклона кристаллографических осей для направления ОТН происходит распад авторезонанса, а для оси промежуточной ориентации процесс возбуждения становится неустойчивым.

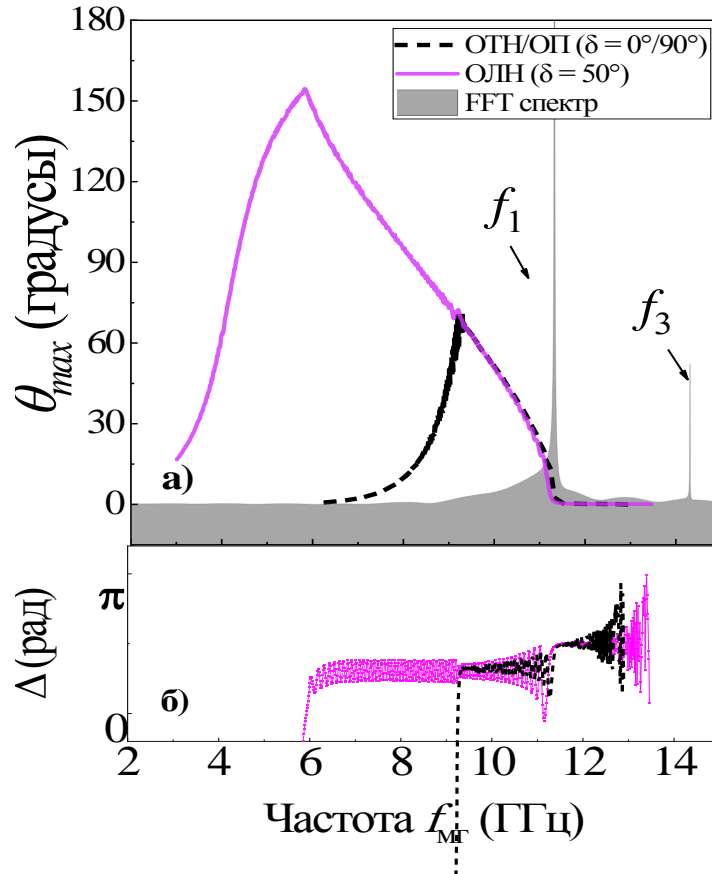


Рисунок 4.17 – (а) Зависимость  $\theta_{max}$  от частоты развертки  $f_{MG}$  в перпендикулярном поле 2 кЭ для случая возбуждения авторезонанса вдоль проекции ОТН/ось промежуточной ориентации (ОП) ( $\delta = 0^\circ/90^\circ$ ) (пунктирная линия) и ОЛН ( $\delta = 50^\circ$ ) (сплошная линия) при  $\sigma = \sigma_{th}$ . Сплошные линии – результат микромагнитного моделирования, серый фон – FFT спектр собственных магнитных колебаний в толщине пленки с модами СВР  $f_1$  и  $f_2$ . (б) Разность фаз  $\Delta$  для случаев возбуждения авторезонанса вдоль проекции ОТН/промежуточная ось ( $\delta = 0^\circ/90^\circ$ ) (пунктирная линия) и ОЛН ( $\delta = 50^\circ$ ) (сплошная линия) при  $\sigma = \sigma_{th}$ .

Добавление затухания не сказывается на величине  $\sigma_{th}$ , которая остается такой же ( $\sigma_{th} = 3.8 \times 10^{16}$  Гц/с), как и в случае, когда кубическая магнитокристаллическая анизотропия отсутствует. Однако зависимость  $\theta_{max}(\delta)$  сильно меняется. Для проекции ОТН ( $\delta = 0^\circ$ ) и оси промежуточной ориентации ( $\delta = 0^\circ$ ) максимальное значение угла достигает  $66^\circ$  (Рисунок 4.15 (а), (б)), а для проекции ОЛН ( $\delta = 50^\circ$ ) –  $160^\circ$  (Рисунок 4.15 (в)). Можно сделать вывод, что наличие диссипации оказывает влияние на устойчивость авторезонанса, обнаруженную в бездиссипативном случае для промежуточной оси, когда вместо подстройки фазы наблюдается срыв авторезонанса. В результате рост  $\theta_{max}$  останавливается на той же отметке, что и для ОТН ( $\delta = 0^\circ$ ). Подобная неустойчивость авторезонансного возбуждения была получена для ОЛН ( $\delta = 50^\circ$ ) (Рисунок 4.17). В момент достижения угла  $66^\circ$  происходит дополнительная подстройка  $\Delta$  и дальнейший устойчивый рост колебаний намагниченности.

Таким образом, ориентация пленки [210] оказывает значительное влияние на авторезонансное возбуждение колебаний намагниченности в модели. При этом амплитуда прецессии намагниченности уменьшается до  $\theta_{max} = 66^\circ$ .

#### 4.6 Выводы по главе

Методом микромагнитного моделирования, основанном на численном решении уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта, показана возможность авторезонансного возбуждения колебаний намагниченности в тонких пленках  $Y_3Fe_5O_{12}$  с перпендикулярной магнитной анизотропией. Впервые установлено, что поля размагничивания и затухание приводят к уменьшению порога скорости изменения частоты поля накачки. Учет затухания также обеспечивает более быструю стабилизацию процесса подстройки фаз между полем накачкой и собственными резонансными колебаниями намагниченности пленки. Учет

магнитокристаллической анизотропии в пленке приводит к изменению пороговой скорости изменения частоты поля накачки для пленок с выделенным направлением [100] и [111], а также к появлению параметрической неустойчивости для плёнок ЖИГ [210].

Для успешного экспериментального наблюдения авторезонанса в тонкой пленке ЖИГ с ПМА необходимо обеспечить следующие параметры: постоянное поле насыщения 2 кЭ, амплитуда поля накачки 1 Э, скорость изменения частоты поля накачки –  $2.0 \times 10^{16}$  -  $4.0 \times 10^{16}$  Гц/с. Отметим, что полученные значения скорости изменения фазы поля накачки на несколько порядков превышают стандартные значения скорости развертки сигнала СВЧ-генераторов, однако могут быть реализованы в специальных генераторах свипирования сигнала (Giga-tronics).

Результаты, представленные в данной главе, опубликованы в работах [A2, A3, A6, A7, A9-A12].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе экспериментально и теоретически изучены новые процессы возбуждения и распространения колебаний намагниченности (спиновых волн) в ферромагнитных пленках. В частности, экспериментально исследованы свойства неотраженной спиновой волны, возникающей вследствие эффекта полного неотражения поверхностной магнитостатической спиновой волны на границе раздела сред. Исследования проведены с помощью методики Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света, позволяющей оценить параметры неотраженной волны с высоким пространственным, частотным и временным разрешением.

Также было проведено численное микромагнитное моделирование процессов авторезонансного возбуждения колебаний намагниченности в тонких пленках в рамках решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта. Показано, что авторезонанс возбуждает колебания намагниченности с большими углами отклонения от равновесного положения при малом поле накачки в пленках ЖИГ с перпендикулярной магнитной анизотропией. Полученные результаты могут быть использованы как для экспериментального наблюдения авторезонансного возбуждения в пленках ЖИГ, так и для развития магнонной электроники и разработки энергоэффективных СВЧ-устройств.

Получены следующие основные результаты:

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 каустической 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  $160^\circ$ . 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  $60^\circ$ .

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.

**Благодарности**

Автор выражает Глубокую благодарность за постоянное научное руководство своему научному руководителю, к.ф.-м.н. Бессонову В.Д. Автор весьма признателен за полезные обсуждения к.ф.-м.н. Баталову С.В., а также зав. лаб. магнитных полупроводников, к.ф.-м.н. Телегину А.В., д.ф.-м.н. Е.В. Мостовщиковой и другим сотрудникам лаборатории магнитных полупроводников Института физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН.

Публикации автора по теме диссертационной работы

Публикации в рецензируемых научных изданиях из списка ВАК:

A1. Бессонов В.Д. Особенности распространения неотраженной волны в дефектных пленках ЖИГ / В. Д. Бессонов, В. С. Теплов, 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.

A5. 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»(НМММ-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 по 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 СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

- АЧХ – амплитудно-частотная характеристика
- ГГГ – галий гадолиниевый гранат
- ЖИГ – железо-иттриевый гранат
- СВ – спиновые волны
- НВ – неотраженная волна
- МСВ – магнитостатические спиновые волны
- ЛЛГ – уравнение Ландау-Лифшица-Гилберта
- МБРС – Мандельштам-Бриллюеновское рассеяние света
- НУШ – нелинейное уравнение Шредингера
- ООМСВ – обратные объёмные магнитостатические волны
- ПМА – перпендикулярная магнитная анизотропия
- ПМСВ – поверхностные магнитостатические волны
- ПОМСВ – прямые объёмные магнитостатические волны
- СВР – спин-волновой резонанс
- СВЧ – сверхвысокие частоты
- ФМР – ферромагнитный резонанс
- ЭВМ – электронная вычислительная машина
- ОЛН – ось легкого намагничивания
- ОТН – ось трудного намагничивания
- $\xi$  – константа закрепления спинов на поверхности
- $k_s$  – константа поверхностной анизотропии
- $a$  – амплитуда колебаний
- $A_{ex}$  – обменная жёсткость
- B** – вектор индукции магнитного поля
- CPU – центральный процессор компьютера
- D** – вектор индукции электрического поля

$d$  – толщина плёнки

$d_e$  – размер элементарной ячейки

$\mathbf{E}$  – вектор напряжённости электрического поля

$E_a$  – плотность энергии магнитной анизотропии

$E_{dem}$  – плотность энергии размагничивания

$E_{ex}$  – плотность обменной энергии

$E_{tot}$  – полная плотность энергии

$E_Z$  – плотность энергии Зеемана

$\omega_{0n}$  – собственная частота нелинейного резонанса

ФТТ – быстрое преобразование Фурье

$f$  – линейная частота

GPU – графический процессор компьютера

$I_{МБРС}$  – интенсивность сигнала МБРС

$\mathbf{J}$  – плотность тока

$\mathbf{H}$  – вектор напряжённости внешнего магнитного поля

$\mathbf{h}^*$  – вектор поперечного магнитного поля накачки с круговой поляризацией

$h'$  – напряжённость переменного магнитного поля

$h$  – амплитуда переменного магнитного поля

$H$  – напряжённость магнитного поля

$H_0$  – напряжённость постоянного магнитного поля

$H_A$  – поле анизотропии

$\mathbf{H}_{eff}$  – вектор напряжённости эффективного магнитного поля

$\mathbf{H}_{int}$  – вектор напряжённости внутреннего магнитного поля

$\mathbf{H}_M$  – вектор напряжённости поля размагничивания

$\mathbf{k}$  – волновой вектор

$k_{in}$  – проекция волнового вектора ПМСВ падающей на границу раздела сред

$k_r$  – проекция волнового вектора ПМСВ отраженной от границы раздела сред

$k$  – волновое число

$k_u$  – первая константа одноосевой анизотропии

- $k_{u2}$  – вторая константа одноосевой анизотропии  
 $k_c$  – первая константа кубической анизотропии  
 $k_{c2}$  – вторая константа кубической анизотропии  
 $k_{us}$  – константа поверхностной магнитной анизотропии в модели пленки ЖИГ  
 $K$  – эффективная константа анизотропии  
 $l$  – магнитная длина (ширина доменной стенки)  
 $M$  – магнитный момент  
 $\mathbf{M}$  – вектор магнитного момента  
 $m'$  – динамическая намагниченность  
 $m$  – амплитуда динамической намагниченности  
 $M_0$  – статическая величина намагниченности  
 $\hat{\mathbf{N}}$  – тензор размагничивающего фактора  
 $N$  – компонента тензора размагничивающего фактора  
 $n$  – номер моды спин-волнового резонанса  
 $P$  – мощность  
 $r$  – расстояние по направлению распространения волны  
 $r_{free}$  – длина свободного пробега  
 $t$  – время  
 $t_{MW}$  – длина СВЧ импульса  
 $V$  – групповая скорость волны  
 $\alpha$  – параметр затухания Гилберта  
 $\alpha_{1,2,3}$  – направляющие косинусов  
 $\hat{\chi}$  – тензор магнитной восприимчивости  
 $\chi$  – диагональные компоненты тензора магнитной восприимчивости  
 $\gamma$  – гиромагнитное отношение  
 $\Delta$  – разность фаз  
 $\Delta V$  – малый макроскопический объём  
 $\hat{\epsilon}$  – тензор электрической проницаемости  
 $\theta$  – угол между нормалью к плоскости образца и направлением намагниченности

$\theta_{cr}$  – критический угол между внешним магнитным полем и границей раздела, при котором возникает неотражённая волна

$\lambda$  – параметр затухания

$\lambda_{ex}$  – нормированная обменная жёсткость

$\lambda_L$  – длина волны лазера

$\hat{\mu}$  – тензор магнитной проницаемости

$\rho$  – удельное сопротивление

$\rho_V$  – объёмная плотность заряда

$\Sigma M$  – суммарный магнитный момент

$\sigma$  – скорость изменения частоты

$\tau_k$  – время спин-спиновой релаксации

$\tau_{ls}$  – время спин-решёточной релаксации

$\tau_r$  – время релаксации

$\Omega$  – скорость изменения угловой частоты поля накачки

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chumak A. V. Magnon transistor for all-magnon data processing / A. V. Chumak, A. A. Serga, B. Hillebrands. // *Nature Communication* – 2014. – Vol. 5. – P. 4700 (8).
2. 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., Кирилюк А. И. // *Успехи физических наук*. – 2020. – Т. 190, № 10. – С. 1009-1040.
3. The 2021 magnonics roadmap / A. Barman, G. Gubbiotti, S. Ladak, A. O. Adeyeye, M. Krawczyk, J. Gräfe, C. Adelmann, 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, M. Winklhofer // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2021. – Vol. 33, № 41. – P. 413001.
4. Шавров В.Г. Динамика намагниченности в условиях изменения ее ориентации / Шавров В.Г., Щеглов В.И. – Москва: Физматлит, 2019. – 472 с.
5. 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. – V. 229, № 3. – P. 81-144.
6. 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).
7. Micromagnetic study of spin wave propagation in bicomponent magnonic crystal waveguides / F. S. Ma, H. S. Lim, Z. K. Wang, S. N. Piramanayagam, S. C. Ng, M. H. Kuok // *Applied Physics Letters*. – 2011. – Vol. 98, № 15. – P. 153107 (3).

8. Lee K. S. Physical origin and generic control of magnonic band gaps of dipole-exchange spin waves in width-modulated nanostrip waveguides / K. S. Lee, D. S. Han, S. K. Kim //Physical review letters. – 2009. – Vol. 102, № 12. – P. 127202.
9. Spin-current nano-oscillator based on nonlocal spin injection / V. E. Demidov, S. Urazhdin, A. Zholud, A. V. Sadovnikov, A. N. Slavin, S. O. Demokritov. //Scientific reports. – 2015. – Vol. 5, № 1. – P. 1-5.
10. Long-distance propagation of short-wavelength spin waves /Liu, C., Chen, J., Liu, T., Heimbach, F., Yu, H., Xiao, Y., J. Hu, M. Liu, H. Chang, T. Stueckler, S. Tu, Y. Zhang, Y. Zhang, Pe. Gao, Z. Liao, D. Yu, K. Xia, N. Lei, W. Zhao, Wu, M. //Nature communications. – 2018. – Vol. 9, № 1. – P. 1-8.
11. 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).
12. Generation of coherent spin-wave modes in yttrium iron garnet microdiscs by spin-orbit torque / M. Collet, X. de Milly, O. d'Allivy Kelly, V. V. Naletov, R. Bernard, P. Bortolotti, J. Ben Youssef, V. E. Demidov, S. O. Demokritov, J. L. Prieto, M. Muñoz, V. Cros, A. Anane, G. de Loubens, O. Klein //Nature communications. – 2016. – Vol. 7, № 1. – P. 1-8.
13. Excitation of microwavteguide modes by a stripe antenna / V.E. Demidov, M. P. Kostylev, K. Rott, P. Krzysteczko, G. Reiss, S. O. Demokritov // Applied Physics Letters. – 2009. – Vol. 95, № 11. – P. 112509 (3).
14. Transmission of electrical signals signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator / Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa E. Saitoh // Nature. – 2010. – Vol. 464. - P 262-266.
15. Excitation of microwavteguide modes by a stripe antenna / V.E. Demidov, M. P. Kostylev, K. Rott, P. Krzysteczko, G. Reiss, S. O. Demokritov // Applied Physics Letters. – 2009. – Vol. 95, № 11. – P. 112509 (3).
16. Transmission of electrical signals signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator / Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi,

- H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa E. Saitoh // Nature. – 2010. – Vol. 464. - P 262-266.
17. 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.
  18. Ultrafast optical excitation of coherent magnons in antiferromagnetic NiO / C. Tzschaschel, K. Otani, R. Iida, T. Shimura, H. Ueda, S. Günther, M. Fiebig, T. Satoh. //Physical Review B. – 2017. – Vol. 95, № 17. – P. 174407.
  19. Excitation of coherent propagating spin waves by pure spin currents / Demidov, V. E., Urazhdin, S., Liu, R., Divinskiy, B., Telegin, A., Demokritov, S. O. //Nature communications. – 2016. – Vol. 7, № 1. – P. 1-6.
  20. 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.
  21. Nondiffractive subwavelength wave beams in a medium with externally controlled anisotropy / T. Schneider, A. A. Serga, A. Chumak, C. W. Sandweg, S. Trudel, S. Wolff, M. P. Kostylev, V. S. Tiberkevich, A. N. Slavin, B. Hillebrands // Physical Review Letters. – 2010. – Vol. 104, № 19. – P. 197203 (4).
  22. Anisotropic propagation and damping of spin waves in a nanopatterned antidot lattice. / Neusser, S., Duerr, G., Bauer, H. G., Tacchi, S., Madami, M., Woltersdorf, G., Grundler, D. //Physical review letters. – 2010. – Vol.105, № 6. – P. 067208.
  23. Single antidote 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, A. Maziewski // Applied Physics Letters. – 2014. – Vol/ 104, № 8. – P. 082412 (4).
  24. 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.

25. 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).
26. Баталов С. В. Авторезонансное управление солитоном намагниченности / С. В. Баталов, А. Г. Шагалов // *Физика металлов и металловедение*. – 2010. – Т. 109, № 1. – С. 3–8
27. Баталов С.В. Автофазировка солитонов / С. В. Баталов, Е. М. Маслов, А. Г. Шагалов // *Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*. – 2009. – Т. 135, № 5. – С. 1021-1028.
28. Supercurrent in a room-temperature Bose–Einstein magnon condensate / Bozhko, D. A., Serga, A. A., Clausen, P., Vasyuchka, V. I., Heussner, F., Melkov, G. A., Pomyalov A., L'vov V. S., Hillebrands, B. // *Nature Physics*. – 2016. – V. 12, № 11. – P. 1057-1062.
29. Friedland L. Autoresonant phase-space holes in plasmas / L. Friedland, P. Khain, A. G. Shagalov // *Physical Review Letters*. – 2006. – Vol. 96, № 22. – P. 225001 (4).
30. Fajans J. Autoresonant (nonstationary) excitation of pendulums, Plutinos, plasmas, and other nonlinear oscillators / J. Fajans, L. Friedland // *American Journal of Physics*. – 2001. – Vol. 69, № 10. - P. 1096-1102.
31. 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.
32. 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).
33. Klughertz G. Autoresonant switching of the magnetization in single-domain nanoparticles: two-level theory / G. Klughertz // *Physical Review B*. – 2015. – Vol. 91, № 10. – P. 104433 (7).
34. 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).



35. Semenova E. K. Spin wave propagation though an antidote lattice and a concept of a tunable magnonic filter / E. K. Semenova, D. V. Berkov // Journal of Applied Physics. – 2013. – Vol. 114, № 1. – P. 013905 (9).
36. Нейроморфные вычисления на основе латеральных систем магнитных микроструктур с нарушением трансляционной симметрии / А. В. Садовников, А. А. Грачев, С. А. Одинцов, А. А. Мартышкин, В. А. Губанов, С. Е. Шешукова, С. А. Никитов, //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2018. – Т. 108, №. 5. – С. 332-338
37. Невзаимное распространение гибридных электромагнитных волн в слоистой структуре феррит–сегнетоэлектрик конечной ширины / А. В. Садовников, К. В. Бубликов, Е. Н. Бегинин, С. Е. Шешукова, Ю. П. Шараевский, С. А. Никитов //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2015. – Т. 102, №. 3. – С. 167-172.
38. Nonlinear spin wave effects in the system of lateral magnonic structures / A. V. Sadovnikov, S. A. Odintsov, E. N. Beginin, A. A. Grachev, V. A. Gubanov, S. E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov //JETP Letters. – 2018. – Vol. 107, №. 1. – P. 25-29.
39. Ландау Л. Д. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – Москва: Наука, 1969. – Т. 1. –128 с.
40. Гуревич А. Г. Магнитные колебания и волны / А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков. – Москва: Физматлит, 1994. - 464 с.
41. Лакс. Б. Сверхвысокочастотные ферриты и ферримагнетики. / Б. Лакс, К. Баттон. – Москва: Мир, 1965. – 676 с.
42. Чивилева О. А. Влияние кубической анизотропии на спектр поверхностных спиновых волн в пленке с плоскостью (111) / О. А. Чивилева, А. Г. Гуревич, Л. М. Эмирян. // Физика твердого тела. - 1987. – Т. 29, №1. - С. 110–115.
43. Bloch F. Zur Theorie des Ferromagnetismus / F. Bloch // Zeitschrift für Physik. – 1930. – Vol. 61. – P. 206.

44. Maxwell J. C. On Physical lines of force / J. C. Maxwell. // *Philosophical Magazine and Journal of Science*. – 1861. – Vol. 11,13, № 4. – P.P. 161—175, 281—291, 338—347; 12—23, 85—95.
45. Борн М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – Москва: Наука, 1973. – 721 с.
46. Walker L. R. Magnetostatic Modes in Ferromagnetic Resonance / L. R. Walker // *Physical Review*. – 1956. – Vol. 105, № 2. – P. 390-399.
47. Вашковский А. В. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот / А. В. Вашковский, В. С. Стальмахов, Ю. П. Шараевский – Саратов: Издательство Саратовского университета, 1993. – 312 с.
48. Bessonov V. Magnetization dynamics in patterned thin films: Doctoral thesis [Электронный ресурс] /V. Bessonov. – Białystok, 2014. – 160 с. – Режим доступа: [https://repozytorium.uwb.edu.pl/jspui/bitstream/11320/2440/3/Bessonov\\_doktorat\\_fizyka.pdf](https://repozytorium.uwb.edu.pl/jspui/bitstream/11320/2440/3/Bessonov_doktorat_fizyka.pdf)
49. Damon R. W. Magnetostatic modes of a ferromagnetic slab / R. W. Damon, J. R. Eshbach // *Journal Physics and Chemistry Solids*. – 1961. – Vol. 19, № 3-4. - P. 308-320.
50. Вашковский А. В. Свойства обратных электромагнитных волн и возникновение отрицательного отражения в ферритовых плёнках. / А. В. Вашковский, Э. Г. Локк // *Успехи Физических Наук*. – 2006. – Т. 176, № 4. – С. 403-414.
51. Kittel C. Excitation of spin waves in a ferromagnet by a uniform rf field / C. Kittel. // *Physical Review*. – 1958. – Vol. 110. – P. 1295.
52. Seavey M. H. Direct observation of spin-wave resonance / M. H. Seavey, P. E. Tannenwald // *Physical Review Letters*. – 1958. – Vol. 1, № 5. – P. 168-169.
53. Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках / А. Г. Гуревич. – Москва: Наука, 1973. - 588 с.
54. Скроцкий Г.В. Влияние формы образца на ферромагнитный резонанс в сильном радиочастотном поле/ Г.В. Скроцкий, Ю.М. Алимов // *ЖЭТФ*. – 1959. – Т. 36, № 4. – С. 1267–1271
55. Bloembergen N. Relaxation effect in para- and ferromagnetic resonance / N. Bloembergen, S. Wang // *Physical Review*. – 1954. – Vol. 93, № 1. – P. 72-85.

56. Anderson P. W. Instability in the motion of ferromagnets at high microwave power levels / P. W. Anderson, H. Sohl // *Physical Review*. – 1955. – Vol. 100, № 6. – P. 1788-1799.
57. Баталов С. В. Резонансное управление солитонами спиновых волн / С. В. Баталов, А. Г. Шагалов // *Физика металлов и металловедение*. – 2013. – Т. 114, №. 10. – С. 899-899.
58. Kosevich A. Nonlinear waves of magnetization. Dynamic and topological solitons / A. Kosevich, B. Ivanov, A. Kovalev, // Kiev: Naukova dumka, 1983. –311 P.
59. Coronas J. Solitons as nonlinear magnons / J. Coronas. // *Physical Review*. – 1977. – Vol. 16, № 4. – P. 1763.
60. Friedland L. Efficient capture of nonlinear oscillations into resonance, / Friedland L. // *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical*. – 2008. – Vol. 41. – P. 415101
61. Magnonics based on thin-film iron garnets / Sheng, L., Chen, J., Wang, H., & Yu, H. // *Journal of the Physical Society of Japan*. – 2021. – Vol. 90, № 8. – P. 081005.
62. Effect of the magnetic film thickness on the enhancement of the spin current by multi-magnon processes. / O. Dzyapko, H. Kurebayashi, V. E. Demidov, M. Evelt, A. J. Ferguson, S. O. Demokritov. // *Applied Physics Letters*, – 2013. –Vol. 102, №25. – P. 252409.
63. Локк Э. Г. Свойства изочастотных зависимостей и законы геометрической оптики / Э. Г. Локк // *Успехи Физических Наук*. – 2008. – Том 178, № 4. – С. 397-417.
64. Манделъштам Л. И. Полное собрание трудов. / Манделъштам Л. И.; Под ред. проф. С. М. Рытова; – Москва: АН СССР, 1955. – Т. 4. – 108 с.
65. L. Brillouin. Diffusion de la Lumière et des Rayonnes X par un Corps Transparent Homogène; Influence del'Agitation Thermique (фр.) / L. Brillouin. // *Annales des Physique*. — 1922. — Vol. 17. — P. 88.
66. 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. - P. 441-489.

67. Магноника — новое направление спинтроники и спин-волновой электроники / С. А. Никитов, Д. В. Калябин, И. В. Лисенков, А. Н. Славин, Ю. Н. Барабаненков, С. А. Осокин, А. В. Садовников, Е. Н. Бегинин, М. А. Морозова, Ю. П. Шараевский, Ю. А. Филимонов, Ю. В. Хивинцев, С. Л. Высоцкий, В. К. Сахаров, Е. С. Павлов // *Успехи Физических Наук.* – 2015. – Т. 185, № 5. - С. 1099–1128.
68. Lindsay S. M. Construction and alignment of a high performance multipassvernier tandem Fabry-Perot interferometer / S. M. Lindsay, M. W. Anderson, J. R. Sandercock // *Review of Scientific Instruments.* - 1981. – Vol. 52, № 4. – P. 1478-1486.
69. Bose-Einstein condensation of quasi-equilibrium magnon 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. 430-433.
70. Cross-relaxation in spin system / N. Bloembergen, S. Shapiro, P. S. Pershan, J. O. Artman // *Physical Review.* -1959. – Vol. 114, № 2. – P. 445-459.
71. Коттам М. Г. Рассеяние света в магнетиках / М. Г. Коттам, Д. Дж. Локвуд.; пер. с англ. С. О. Демокритова ; ред. Н. М. Крейнс. – Москва: Наука, 1991. –272 с.
72. Phase-sensitive Brillouin light scattering spectroscopy from spin-wave packets / A. A. Serga, T. Schneider, B. Hillebrands, S. O. Demokritov, M. P. Kostylev // *Applied Physics Letters.* – 2006. – Vol. 89, № 6. - P. 063506.
73. Magnonic band gaps in YIG-based one-dimensional magnonic crystals: An array of grooves versus an array of metallic stripes / V. D. Bessonov, M. Mruczkiewicz, R. Gieniusz, U. Guzowska, A. Maziewski, A. I. Stognij, M. Krawczyk // *Physical Review B.* – 2015. –Vol. 91, № 10. - P. 104421.
74. Scattering of surface and volume spin waves in a magnonic crystal / A. V. Chumak, A. A. Serga, S. Wolff, B. Hillebrands, M. P. Kostylev // *Applied Physics Letters.* – 2009. – Vol. 94, № 17. - P. 172511.
75. Linear and nonlinear diffraction of dipolar spin waves in yttrium iron garnet films observed by space- and time-resolved Brillouin light scattering / O. Büttner, M.

- Bauer, S.O. Demokritov, B. Hillebrands. // *Physical Review B*. – 2000. – Vol. 61, № 17. – P. 11576-11587.
76. Многомодовое распространение поверхностных магнитостатических волн в нерегулярных узких ферритовых волноводах [Электронный ресурс] /Е.Н.Бегинин, А.В. Садовников, Ю.П. Шараевский, С.А. Никитов// II Всероссийская научно-техническая конференция «Электроника и микроэлектроника СВЧ. – Санкт-Петербург. – 2013. – Режим доступа: [https://mwelectronics.etu.ru/assets/files/2013/stand/02\\_begininen\\_mnogomodovoe\\_rasprostranenie.pdf](https://mwelectronics.etu.ru/assets/files/2013/stand/02_begininen_mnogomodovoe_rasprostranenie.pdf)
77. Brown W. F. Ferromagnetic domains and the magnetization curve / W. F. Brown Jr. // *Journal of Applied Physics*. – 1940. – Vol. 11, № 3. – P. 160-172.
78. Браун У.Ф. Микромагнетизм. / Браун У.Ф.; Пер. с англ. А. Г. Гуревич. – Москва: Наука, 1979. – 160 с.
79. Тикадзуми С. Физика Ферромагнетизма Магнитные характеристики и практические применения / Тикадзуми С. ; пер. с яп. А. И. Леонова ; под ред. Р. В. Писарева. – Москва: Мир, 1987. – 416 с.
80. Hubert A. Magnetic domain. The analysis of magnetic microstructures / A. Hubert, R. Schäfer. – Springer, 2009. – P. 686.
81. Micromagnetic simulations using graphics processing units / L. Lopez-Diaz, D. Aurelio, L. Torres, E. Martinez, M. A. Hernandez-Lopez, J. Gomez, O. Alejos, M. Carpentieri, G. Finocchio G. Consolo // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2012. – Vol. 45, № 32. – P. 323001.
82. Donahue, M. OOMMF User's Guide, Version 1.0 : Interagency Report NI-STIR 6376 / M. Donahue, D. Porter ; National Institute of Standards and Technology. — Gaithersburg, MD, 1999.
83. Micromagnetic modeling simulations and applications / H. H. Long, Z. J. Liu, E. T. Ong, E. P. Li // 17th International Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility. – 2006. - P. 398-401.
84. Stancil D. Spin waves. Theory and application / D. Stancil, A Prabhakar. – Springer, 2009. – P. 335.

85. Brown S. D. Observation of an exchange dominated surface spin wave in yttrium iron garnet films / S. D. Brown, R. D. Henry, P. E. Wigen // *Solid State Communication*. – 1972. – Vol. 11, № 9. – P. 1179-1182.
86. Demidov V. E. Spin-waves eigenmodes of a saturated magnetic square at different precession angles / V. E. Demidov, U.-H. Hansen, S. O. Demokritov // *Physical Review Letters*. - 2007. – Vol. 98, № 15. – P. 157203.
87. Kittel C. On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption / Kittel C.//*Physical Review*. – 1948. – Vol. 73, № 2. – P. 155–161.
88. Vaz C. A. F. Magnetism in ultrathin film structures / C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, G. Lauhoff // *Reports on Progress in Physics*. – 2008. – Vol. 71, № 5. – P. 056501 (78).
89. Kittel C. Physical theory of ferromagnetic domains. / Kittel C. //*Reviews of modern Physics*. 1949. Vol. 21, № 4. P. 541.
90. Боков В. А. Физика магнетиков / В. А. Боков. – Санкт-Петербург: Невский Диалект, 2002. – 271 с.
91. Epitaxial growth of  $Y_3Fe_5O_{12}$  thin films with perpendicular magnetic anisotropy / Jianbo Fu, Muxin Hua, Xin Wen, Mingzhu Xue, Shilei Ding, Meng Wang, Pu Yu, Shunquan Liu, Jingzhi Han, Changsheng Wang, Honglin Du, Yingchang Yang, Jinbo Yang. // *Applied Physics Letters*. – 2017. – Vol. 110, № 20. – P. 202403.
92. Spin wave propagation in ultrathin magnetic insulators with perpendicular magnetic anisotropy / Jilei Chen, Chuangtang Wang, Chuanpu Liu, Sa Tu, Lei Bi, Haiming Yu. // *Applied Physics Letters*. – 2019. – Vol. 114, № 21 – P. 212401.
93. Integration and characterization of micron-sized YIG structures with very low Gilbert damping on arbitrary substrates / P. Trempler, R. Dreyer, P. Geyer, C. Hauser, G. Woltersdorf, G. Schidt // *Applied Physics Letters*. – 2020. – Vol. 117, № 23. – P. 232401.
94. Unusual anomalous Hall effect in perpendicularly magnetized YIG films with a small Gilbert damping constant / Q. B. Liu, K. K. Meng, Z. D. Xu, Tao Zhu, X. G. Xu, J. Miao, Y. Jiang // *Physical Review B*. – 2020. – Vol. 101, № 17. - P. 174431.

95. Yig films with low magnetic damping obtained by solgel on silicon (100). / Peña-Garcia, R., Delgado, A., Guerra, Y., & Padrón-Hernández, E. //Materials Letters. – 2015. – Vol.161. – P. 384-386.
96. Magnetization reversal in YIG/GGG (111) nanoheterostructures grown by laser molecular beam epitaxy. / B. B. Krichevtsov, S. V. Gastev, S. M. Suturin, V. V. Fedorov, A. M. Korovin, V. E. Bursian, A. G. Bانشchikov, M. P. Volkov, N. S. Sokolov. // Science and Technology of advanced MaTerialS. – 2017. – Vol.18, № 1. – P. 351-363.
97. [110]-directed ridge formation of epitaxial Y3Fe5O12 film grown on [111]-oriented Gd3Ga5O12. / Y. Katoh, N. Sugimoto, A. T. A. Tate, A. S. Shibukawa. // Japanese Journal of Applied Physics. – 1992. – Vol.31, № 5B, – P. 652.
98. Optical harmonic generation in magnetic garnet epitaxial films near the fundamental absorption edge. / Pavlov, V. V., Pisarev, R. V., Fiebig, M., & Fröhlich, D. //Physics of the Solid State. – 2003. –Vol. 45, № 4. – P. 662-669.
99. Крупи́чка С. Физика ферритов и родственных им окислов / С. Крупи́чка.– Москва: Мир. 1976. – Т. 2. – 505 с.
100. Gieniusz R. Cubic and uniaxial anisotropy effects on magnetostatic modes in (111)-oriented yttrium iron garnet films / R. Gieniusz //Journal of magnetism and magnetic materials. – 1993. – Vol. 119, № 1-2. – P. 187-192.