

Минобрнауки Российской Федерации
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«СЫКТЫВКАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ
ПИТИРИМА СОРОКИНА»

На правах рукописи

Дианов Михаил Юрьевич

**ДИНАМИКА МАГНИТОУПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ И
ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ В ТРЕХСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЕ В
ЗАВИСИМОСТИ ОТ МАТЕРИАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ И ВНЕШНИХ
МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ**

Специальность 1.3.8. Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание учёной степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор Л.Н. Котов

Сыктывкар 2023

Содержание

Общая характеристика работы	4
Глава 1. Обзор литературы	9
1.1. Основные уравнения магнитной динамики. Эффективные поля	9
1.2. Динамика магнитных колебаний в пластине с кубической анизотропией.	20
1.3 Динамика намагниченности в слоистых системах с обменной связью ...	31
Глава 2. Динамика магнитных и упругих колебаний в трёхслойной планарной магнитной структуре	35
2.1. Геометрия задачи и система уравнений	35
2.2. Вывод уравнений магнитоупругой динамики трёхслойной структуры	38
2.3 Приведение уравнений для магнитных и упругих компонент к машинному виду	48
2.4. Сравнение результатов вычислений параметров колебаний слоёв планарных структур с разным количеством слоёв	51
Глава 3. Амплитудно-частотные свойства магнитоупругих колебаний трёхслойной структуры	59
3.1 Частотные зависимости амплитуд магнитных и упругих колебаний трёхслойной магнитной структуры.	59
3.2. Временные и частотные зависимости амплитуд магнитных и упругих колебаний слоёв структуры для разных констант магнитоупругой связи....	65
3.3. Биения колебаний в магнитной и упругой подсистемах слоёв структуры ..	68
Глава 4. Динамика магнитных колебаний в зависимости от материальных параметров слоёв структуры	71
4.1. Динамика магнитных и упругих колебаний при разных константах магнитной анизотропии	71
4.2. Влияние магнитной кристаллографической анизотропии на динамику магнитных колебаний r -слоя при малом постоянном магнитном поле	75
4.3. Влияние магнитной кристаллографической анизотропии на динамику колебаний r -слоя при магнитном поле, близком к резонансу	79

4.4. Влияние магнитной анизотропии на динамику колебаний r -слоя при постоянных магнитных полях, превышающих резонансное поле	82
4.5. Влияние магнитной анизотропии на резонансную частоту и амплитуду магнитных колебаний r -слоя	85
4.6. Влияние магнитоупругой связи на магнитную динамику r -слоя в условиях, близких к резонансным	88
Глава 5. СВЧ переключения в магнитной и упругой подсистемах трехслойной магнитной структуры	92
5.1. Динамика магнитных и упругих колебаний в области магнитной переориентации	92
5.2. Магнитное переключение в слоях структуры при разных константах магнитной кристаллографической анизотропии	94
5.3. Влияние постоянного магнитного поля на СВЧ магнитное переключение ...	98
5.4. Влияние амплитуды переменного поля на магнитное переключение слоя	100
5.5. Влияние константы магнитоупругой связи на СВЧ магнитное переключение слоёв структуры	102
Заключение	105
Публикации автора по теме диссертации	106
Список литературы	110

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Бурное развитие магнитоэлектроники, спинтроники и магнитоакустики в рамках развития прикладной электроники, стимулирует развитие многих фундаментальных областей физической науки, в том числе и физики конденсированного состояния [1-7]. В качестве объекта исследования магнитоакустики обычно выступают пластины и плёнки, для которых выполнено условие акустического резонанса в ВЧ и СВЧ диапазонах [5-7]. Выбор трёхслойной магнитной структуры в качестве объекта исследования даёт возможность изучения магнитных и упругих свойств наноразмерных слоёв в режиме акустического резонанса в тирагерцовом диапазоне. Исследования магнитных и упругих колебаний в многослойных структурах могут представлять собой большой практический интерес в связи с необходимостью дальнейшего уменьшения размеров структур и увеличения чувствительности к внешним полям, а также расширения рабочего диапазона частот. Многонослойные структуры обладают большой универсальностью в проявлении квантовых магнитных свойств, включая спин-зависимое рассеяние, спиновое туннелирование, обменную анизотропию и наличие перпендикулярной магнитной анизотропии, управляемой внешними полями [5]. На основе реализации управления магнитными и упругими состояниями слоёв многослойных структур электрическими и магнитным полями, возможно создание новых типов устройств записи и хранения данных, таких как оперативная память на основе многослойных структур. Полученные результаты диссертационных исследований будут побуждать материаловедов к созданию новых магнитных материалов с уникальными магнитными и упругими наноструктурными свойствами. В настоящей работе проведено исследование динамики магнитных и упругих колебаний и изучены условия СВЧ магнитного переключения в планарной трёхслойной магнитной структуре при воздействии на них постоянных и переменных магнитных полей. Свойства и характеристики трёхслойной магнитной структуры

изменялись за счёт вариации материальных параметров одного слоя структуры, таких как, константы магнитной кристаллической анизотропии, константы магнитоупругой связи, а также подбором релаксационных и резонансных частот упругой и магнитной подсистем слоёв. Интервалы варьирования внутренних параметров слоёв структуры осуществлялись в пределах изменения этих же параметров для кристаллов железо-иттриевого граната с примесью алюминия, которое можно достичь за счёт изменения соотношения концентраций ионов алюминия и железа. Диссертационная работа является частью комплексных исследований, проводимых на кафедре радиофизики и электроники СыктГУ при финансовой поддержке Министерства образования и науки (тематический план НИР, 2016-2017), гранта РФФИ (№ 21-72-20048, 2021-2023), грантов РФФИ (№17-02-01138, 12-02-01035а, 17-57-150001).

Целью данной работы является выявление новых уникальных нелинейных магнитоупругих свойств трёхслойной магнитной структуры и нахождение условий СВЧ магнитного переключения в слоях структуры в зависимости от внутренних параметров слоёв и внешних магнитных полей. В ходе выполнения работы решались следующие **задачи**:

1. Расчёт и анализ равновесных состояний (или осей лёгкого намагничивания) вектора намагниченности в кристаллах иттрий железо алюминиевого граната в зависимости от концентрации алюминия и напряжённости постоянного и амплитуды переменного магнитных полей, действующих на кристалл;
2. Получение численных решений системы уравнений магнитоупругой динамики с учётом граничных условий, которые можно использовать для описания линейной и нелинейной динамики магнитных и упругих колебаний в трехслойной структуре;
3. Получение графиков временных и частотных зависимостей амплитуд магнитных и упругих колебаний слоёв структуры, а также траектории движения вектора намагниченности и их анализ и нахождения оптимальных условий для СВЧ переключения вектора намагниченности слоя;

4. Исследование влияния амплитуды, частоты переменного магнитного поля и напряженности постоянного магнитного поля, а также материальных параметров слоёв структуры, таких как константы магнитной кристаллографической анизотропии, константы магнитоупругой связи на магнитную, упругую динамику трёхслойной структуры.

Научная новизна работы

1. Впервые получены численные решения системы дифференциальных уравнений с учётом граничных условий, описывающих динамику магнитных и упругих колебаний в трёхслойной планарной магнитной структуре в зависимости от материальных параметров и внешних магнитных полей.

2. Описано поведение магнитной и упругой СВЧ нелинейной динамики в условиях магнитоакустического резонанса слоёв трёхслойной структуры в зависимости от соотношения полей магнитной анизотропии и размагничивания. Показано, что рост констант магнитной кристаллографической анизотропии слоёв приводит к увеличению амплитуд и уменьшению резонансных частот магнитных и упругих колебаний.

3. Показано, что рост константы магнитоупругой связи в слое при выполнении условий ферромагнитного резонанса, приводит к расщеплению частотных пиков магнитных колебаний и к значительному росту амплитуды колебаний низкочастотного пика. Показано, что размеры локальной области колебаний вектора намагниченности около положения равновесия уменьшаются при росте константы магнитоупругой связи.

4. Впервые получены условия СВЧ переключения магнитных и упругих состояний слоёв структуры, возникающие под действием переменного и постоянного магнитных полей для разных внутренних параметров слоёв, что открывает перспективы в создании устройств записи и обработки сверхвысокочастотных и акустических сигналов.

Практическая значимость обусловлена применимостью полученных результатов при создании функциональных магнитострикционных

материалов, которые могут быть использованы в СВЧ электронных приборах в качестве датчиков, приводов в микроэлектромеханических системах и в сенсорных устройствах. Полученные результаты в дальнейшем могут быть применены при синтезировании новых магнитных материалов или составить основу новых теоретических исследований, а также могут быть использованы в учебном процессе. Разработанное программное обеспечение [A10] может быть использована в теоретических и экспериментальных исследованиях СВЧ магнитных и упругих свойств многослойных структур, проводимых в научных лабораториях академических учреждений и ВУЗов России. Результаты диссертационной работы были использованы и продолжают использоваться для выполнения проекта РНФ (№ 21-72-20048, 2021-2024 г. г.).

Основные положения, выносимые на защиту

1. Численные решения системы дифференциальных уравнений с учётом граничных условий, описывающих СВЧ динамику магнитных и упругих колебаний в трехслойной планарной магнитной структуре в зависимости от материальных параметров и постоянного и переменного магнитных полей.
2. Рост констант магнитной кристаллографической анизотропии слоёв приводит к увеличению соотношения амплитуд и уменьшению частот низко- и высокочастотных магнитных и упругих колебаний. При малых константах анизотропии конец вектора намагниченности описывает спираль в виде многоугольников, а при больших константах анизотропии - в виде эллипса.
3. Рост константы магнитоупругой связи в слое при выполнении условий ферромагнитного резонанса, приводит к расщеплению частотных пиков магнитных колебаний и к значительному росту амплитуды колебаний низкочастотного пика. Размеры локальной области колебаний вектора намагниченности около положения равновесия уменьшаются при росте константы магнитоупругой связи.
4. СВЧ переключение магнитных состояний слоёв структуры возникают при наличии двух и более, близких по энергии, потенциальных ям в слое. Чем

больше константа анизотропии слоя, тем меньше время магнитного переключения, но тем больше амплитуда переменного поля, необходимая для переключения магнитного состояния слоя.

Личный вклад. Автор лично принимал участие в постановке задач диссертационного исследования, выборе методов и проведении расчётов, а также в анализе и в обсуждении полученных результатов и формулировке основных выводов. Все вычисления и моделирование магнитоупругой динамики трёхслойной структуры были выполнены автором лично методом Рунге-Кутты-Фельберга 4-5 порядков. Большинство опубликованных работ написано автором, а также совместно с научным руководителем Котовым Л.Н. и соавтором Власовым В.С. Соавторами статей Шавровым В.Г. и Щегловым В.И. оказывалась консультационная помощь при написании системы уравнений магнитоупругой динамики для трёхслойной структуры.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы и защищаемые положения были доложены на конференциях: «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (НМММ – 2012, 2021); Московском Международном Симпозиуме по Магнетизму (Москва, 2011, 2014, 2017); на V и VIII европейско-азиатском симпозиуме «Trends in MAGnetism» (Владивосток, 2013; Казань, 2022); «Spin waves» (Санкт-Петербург, 2013, 2018); «Февральские чтения» (СыктГУ, Сыктывкар, 2015-2022); Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (Екатеринбург, 2012, 2013); «Фазовые переходы и нелинейные явления в конденсированных средах» (Махачкала, 2010).

Публикации. По теме диссертации опубликовано 26 научных работ, в том числе: 7 статей в журналах, рекомендованных ВАК РФ и индексируемых в базе РИНЦ; 8 статей, индексируемых в базе Scopus; 3 статьи, индексируемые в базе Web of Science, 13 тезисов докладов, 1 авторское свидетельство о регистрации компьютерной программы.

Объём и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы из 113 наименований. Объём диссертации составляет 122 страницу с 36 рисунками.

ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1. Уравнения магнитной динамики. Эффективные поля

Магнетики - твердые тела, способные взаимодействовать с магнитным полем, обладают внутренним упорядоченным магнитным полем, которое может быть описано пространственным распределением макроскопической намагниченности единицы объема $\vec{M}(\vec{r})$, где \vec{r} - радиус-вектор. Распределение намагниченности в магнетике описывается на основе модели непрерывной среды. В этом случае макроскопическая намагниченность единицы объема магнетика есть суммарная намагниченность системы спинов или магнитных моментов [1-3]. Намагниченность тел можно объяснить так же с помощью квантовой теории магнетизма. Основные квантовые модели, описывающих намагниченность магнитных диэлектриков, это модель Изинга и модель Гейзенберга [4-8]. В данной работе будет использоваться классическое описание колебаний в магнетиках на основе континуальной модели [5-8]. В этой работе рассматривается в основном ферромагнетики, это вещества, которые обладают ферромагнетизмом. Такие вещества обладают спонтанной намагниченностью ниже определенной температуры, называемой температурой Кюри [9]. Типичными ферромагнетиками являются железо, кобальт и никель. Первую теорию, объясняющую свойства ферромагнетиков, предложил Вейсс [10]. Дорфман развил его теорию предположив, что ферромагнетики состоят из малых доменов, каждый из которых намагничен до насыщения [11]. В обычном состоянии, когда ферромагнетик не намагничен, намагниченность всех доменов направлена случайным образом, таким образом в сумме, полный магнитный момент равен нулю. Это условие выполняется, если размер образца больше критического. При намагничивании

ферромагнетика, направление намагниченности каждого отдельного домена меняется без изменения намагниченности в каждом из них. Величина намагниченности насыщения и ее температурная зависимость являются важнейшими характеристиками ферромагнетика.

Направления намагниченности доменов в ферромагнетике связано с сильным взаимодействием магнитных моментов различных атомов и определяется эффективным полем \vec{H}_{eff} , которое можно разбить на три составляющие: поле анизотропии \vec{H}_{an} , обменное \vec{H}_{obm} и размагничивающее поля \vec{H}_{razm} , с добавлением воздействия внешнего поля \vec{H}_{ext} [7]:

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{obm} + \vec{H}_{an} + \vec{H}_{razm} + \vec{H}_{ext}. \quad (1.1)$$

При помещении магнитного диполя с моментом \vec{M} в постоянное магнитное поле $\vec{H}_0 \parallel \vec{z}$ (рис. 1.1) он прецессирует таким образом, что его движение подчиняется уравнению Блоха:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}_0], \quad (1.2)$$

где γ — магнитомеханическое отношение. Прецессия происходит вокруг направления \vec{H}_0 с частотой:

$$\omega_0 = \gamma H_0. \quad (1.3)$$

Из уравнения (1.3) следует, что M^2 не зависит от времени и сохраняется [12]. Действительно, умножая обе части (1.3) скалярно на \vec{M} , получим [9]:

$$\frac{\partial M^2}{\partial t} = 0. \quad (1.4)$$

Неизменность модуля вектора намагниченности, показывает, что уравнение Блоха справедливо в области вращения, т.е. для не слишком больших полей. В не зависящих от времени полях энергия диполя не изменяется. В нестационарном магнитном поле может происходить обмен энергией между диполем и внешним магнитным полем. В случае, когда

частота внешнего переменного магнитного поля совпадает с частотой прецессии, то возникает резонансный обмен энергией. Когда, кроме постоянного поля H_0 есть еще слабое переменное магнитное поле частоты ω , направленное в плоскости XY, магнитный момент, помимо собственной прецессии в поле H_0 , будет совершать вынужденную нутацию с частотой переменного поля ω . Если менять ω или, как это делается, менять величину H_0 , то можно достичь условия $\omega = \omega_0$, т.е. совпадения частоты переменного поля с частотой прецессии спина — это условие ферромагнитного резонанса. При ферромагнитном резонансе x- и y- компоненты магнитного момента увеличиваются, энергия его увеличивается за счет более эффективного поглощения энергии переменного магнитного поля. Если это поле создается электромагнитной волной, то при определенных значениях постоянного магнитного поля наблюдается резкое увеличение затухания электромагнитной волны, энергия которой затрачивается на возбуждение спиновой прецессии. Этот эффект является признаком наступления резонанса. Условия ферромагнитного резонанса в некоторой точке (или области) магнетика будут выполнены, если выполняется (1.3), где под \vec{H} следует понимать теперь не только внешнее поле \vec{H}_0 , но и всю совокупность полей внешних и внутренних (обменного, размагничивания, анизотропии, магнитострикционного). Впервые на это указал Ландау, в результате чего уравнение:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}_{eff}], \quad (1.5)$$

где \vec{H}_{eff} — эффективное значение магнитного поля в данной точке магнетика, носит название уравнения Ландау. Прецессия спина будет происходить вокруг направления \vec{H}_{eff} с угловой частотой:

$$\omega_0 = \gamma H_{eff}. \quad (1.6)$$

Известно, что для возникновения спонтанной намагниченности необходимы очень большие внутренние поля $\sim 10^6 - 10^7$ Э [13-14]. Но совместимые с представлениями классической физики «источники»

внутреннего магнитного поля не дают столь высоких значений. В работе [15] показано, что между спинами электронов имеется квантовое обменное взаимодействие, заставляющее спины ориентироваться в одном направлении, т.е. приводящее к спонтанному намагничиванию и, следовательно, к ферромагнетизму. Обменное взаимодействие не имеет характера магнитоэлектростатического поля, а обладает электростатической природой. Несмотря на это, в современной теории вводится некоторое обменное поле $H_{об}$, которое создает такие же магнитные силы, как и электростатическое обменное взаимодействие. Оценка величины такого поля может быть сделана из того, что магнитная упорядоченность разрушается при температуре Кюри T_C . При этом тепловая энергия магнитного момента равна его энергии в обменном поле: $kT_C = \mu_B H_{об}$, где k – постоянная Больцмана, μ_B – магнетон Бора. Из этой оценки $H_{об} \approx 10^6 - 10^7$ Э. Поле неоднородного обмена пропорционально градиенту отклонения магнитного момента и, следовательно, чем на меньших пространственных масштабах происходит данное отклонение, тем большие обменные поля при этом возникают. Возможны ситуации, когда на магнитный момент действуют другие силы. Примером такой ситуации может быть доменная стенка, когда направление магнитного момента изменяется от направления в одном домене до направления в соседнем, что происходит благодаря конкуренции обменного поля и поля анизотропии.

Существует несколько моделей описания обменного взаимодействия между спинами [16-21]:

модель локализованных электронов (модели Изинга и Гейзенберга);

модель коллективизированных электронов (предельный случай – модель Хаббарда);

гибридная модель (например s – d(f)-обменная модель Вонсовского).

Обменное взаимодействие – специфическое взаимное влияние одинаковых, тождественных, частиц, эффективно проявляющееся как

результат некоторого особого взаимодействия. Это чисто квантовомеханический эффект, не имеющий аналога в классической физике. Поскольку обычно влияние частиц друг на друга является результатом действия между ними каких-либо сил, о взаимном влиянии одинаковых частиц, вытекающем из принципа тождественности, говорят как о проявлении специфического взаимодействия – обменного взаимодействия [17]. Обменные силы зависят от градиента намагниченности и равны нулю в том случае, когда все элементарные магнитики ориентированы одинаковым образом. При отклонении от этой ориентации сильное обменное взаимодействие возвращает магнитный момент в прежнее состояние. Чем на меньших пространственных масштабах происходит отклонение, тем большие обменные поля при этом возникают. Для всех моделей было показано, что обменное поле может быть определено как [22]:

$$\vec{H}_{obm} = A^* \Delta \vec{m}, \quad (1.7)$$

где \vec{m} - единичный вектор намагниченности, определяется как $\vec{m} = \frac{\vec{M}}{|\vec{M}|}$; \vec{M} - вектор намагниченности материала; $A^* = \frac{nJS^2}{a}$ – обменная постоянная, где число n определяется количеством ионов в элементарной ячейке, J – параметр, называемый обменным интегралом, S – значение спина электрона, a – постоянная решетки [23]. Другое реальное магнитное поле – поле, создаваемое магнитными моментами. Величина такого поля зависит от намагниченности насыщения и формы магнетика. Во внешнем магнитном поле моменты перестраиваются, причем таким образом, чтобы скомпенсировать внутри магнетика внешнее поле. Поэтому перестраивающееся при наложении внешнего поля (или возникающее, если его не было) внутри магнетика поле называют размагничивающим полем. Максимальное значение размагничивающего поля порядка $4\pi M_S$ и может составлять 10^3 – 10^4 Э [22]. Зависимость размагничивающих полей от формы

образца может играть и положительную роль, например, при расширении рабочего диапазона устройств, созданных на основе ферритовых сердечников.

В общем случае ферромагнетик конечных размеров и произвольной формы, намагниченный в однородном внешнем поле H_0 , имеет неоднородное внутреннее поле вследствие неоднородности размагничивающего поля. Исключением является идеальный по структуре эллипсоид, для которого размагничивающее поле однородно [22]. Поле размагничивания \vec{H}_{razm} определяется из уравнений магнитостатики [16]:

$$\begin{cases} rot\vec{H}_{razm} = 0, \\ div\vec{B}_{razm} = 0. \end{cases} \quad (1.8)$$

С учетом материального уравнения:

$$\vec{B}_{razm} = \vec{H}_{razm} + 4\pi\vec{M}, \quad (1.9)$$

тогда можно для второго уравнения системы (1.8) записать:

$$div\vec{H}_{razm} = -4\pi div\vec{M}. \quad (1.10)$$

Тогда общее решение системы уравнений (1.8) будет иметь следующий вид [15]:

$$\vec{H}_{razm} = -|\vec{M}| \int_V \frac{div\vec{m} \cdot (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV' + |\vec{M}| \int_S \frac{m_n \cdot (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dS', \quad (1.11)$$

где \vec{r} - где радиус-вектор точки, в которой вычисляем \vec{H}_{razm} , \vec{r}' - радиус-вектор точки интегрирования, m_n - проекция вектора \vec{m} на нормаль к поверхности.

При рассмотрении наиболее простого случая, когда направление внешнего поля H_0 совпадает с одной из осей эллипсоида, постоянная намагниченность M_0 и постоянное внутреннее поле H_i будут совпадать по направлению с H_0 . Выражение для собственной частоты прецессии дается в этом случае известной формулой Киттеля:

$$\omega_{рез} = \gamma \{ [H_0 + (N_x - N_z) \cdot M_0] \cdot [H_0 + (N_y - N_z) \cdot M_0] \}^{1/2}. \quad (1.12)$$

Наибольший интерес представляют некоторые частные случаи эллипсоида, которые часто встречаются на практике.

Для бесконечно тонкого диска, намагниченного вдоль оси симметрии (рис.1.2 а, б) $N_x = N_y = 0, N_z = 4\pi$, и

$$\omega_{рез} = \gamma(H_0 - 4\pi M_0). \quad (1.13)$$

Для бесконечного длинного цилиндра, намагниченного вдоль оси вращения (рис.1.2 в,г), $N_x = N_y = 2\pi, N_z = 0$ и

$$\omega_{рез} = \gamma(H_0 - 2\pi M_0). \quad (1.14)$$

Для сферы (рис.1.2д) $N_x = N_y = N_z = \frac{4}{3}\pi$, и

$$\omega_{рез} = \gamma H_0. \quad (1.15)$$

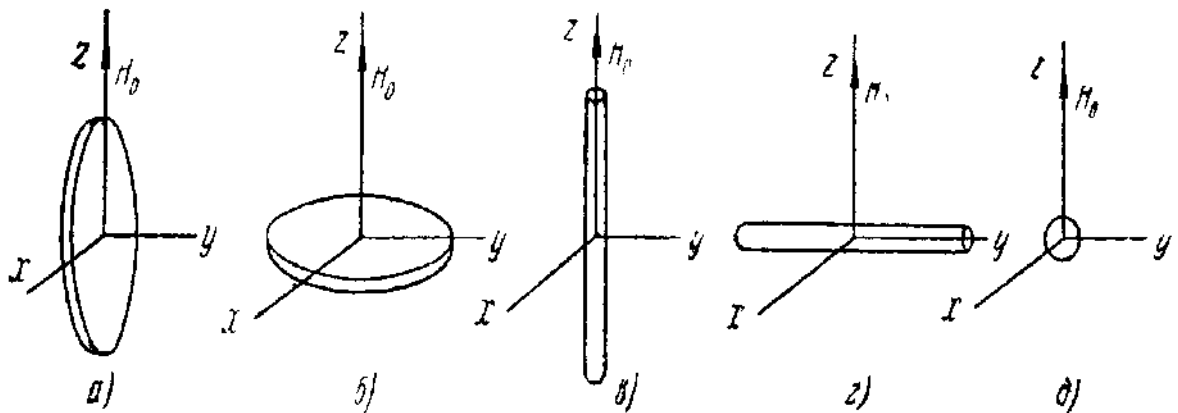


Рис.1.1. Частные случаи эллипсоида вращения.

Магнитная анизотропия - неодинаковость магнитных свойств тел по различным направлениям, причина которой заключается в анизотропном характере магнитного взаимодействия между атомными носителями магнитного момента в веществах. В монокристаллах приводит к большим наблюдаемым эффектам, например к различию величины магнитной восприимчивости парамагнетиков вдоль различных направлений в кристалле.

Особенно велика магнитная анизотропия в монокристаллах ферромагнетиков, где она проявляется в наличии осей лёгкого намагничивания, вдоль которых направлены векторы самопроизвольной намагниченности ферромагнитных доменов [17]. Наряду с обменным взаимодействием в магнитном кристалле существует взаимодействие спинов с орбитальными моментами. Поскольку орбитальные моменты жестко связаны с кристаллической решеткой, их связь со спиновыми моментами отражает особенности анизотропии кристалла. Это приводит к тому, что направление вектора намагниченности в кубическом кристалле, при отсутствии внешнего магнитного поля, определенным образом ориентировано относительно направления кристаллографических осей кристалла. Ориентация намагниченности относительно направления кристаллографических осей задается величиной магнитной энергии кристаллографической анизотропии Φ_A .

Для кристаллов с кубической структурой энергию Φ_A для единицы объёма, можно представить в виде [3]:

$$\Phi_A = K_1(m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) + K_2(m_x^2 m_y^2 m_z^2) + \dots, \quad (1.16)$$

где K_1 и K_2 – первая и вторая константы кубической анизотропии; $m_i = M_i/M_0$ – направляющие косинусы вектора намагниченности относительно осей, совпадающих с рёбрами куба элементарной ячейки; M_i – i -компонента вектора намагниченности M_0 . Минимизируя (1.15), можно найти ориентации вектора намагниченности M_0 в кристалле, соответствующие осям лёгкого намагничивания. Минимум магнитной энергии кристаллографической анизотропии Φ_A в различных материалах будет соответствовать различным кристаллографическим осям в зависимости от знаков K_1 , K_2 и их соотношения. С помощью констант анизотропии можно определить и поле анизотропии H_A :

$$H_A = \frac{2K_1}{M_s}. \quad (1.17)$$

Несмотря на то, что для большинства ферромагнетиков поля анизотропии существенно меньше размагничивающих полей и полей обменного

взаимодействия, они оказывают существенное влияние на другие параметры магнетиков. Можно выделить также магнитоупругую анизотропию, энергия которой соответствует магнитоупругой энергии. Для кубического магнетика упругая и магнитоупругая часть плотности энергии могут быть представлены в виде [25]:

$$U_e = \frac{c_{11}}{2}(u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + u_{zz}^2) + c_{12}(u_{xx}u_{yy} + u_{yy}u_{zz} + u_{zz}u_{xx}) + 2c_{44}(u_{xy}^2 + u_{yz}^2 + u_{zx}^2), \quad (1.18)$$

где c_{ij} – модули упругости, u_{ik} – компоненты тензора деформаций;

$$U_{me} = b_1(m_x^2u_{xx} + m_y^2u_{yy} + m_z^2u_{zz}) + 2b_2(m_xm_yu_{xy} + m_y m_z u_{yz} + m_z m_x u_{zx}), \quad (1.19)$$

где b_1 и b_2 – первая и вторая магнитоупругие константы. При учете магнитной и магнитоупругой энергии необходимо рассматривать упругую динамику ферромагнитного образца, особенно в области магнитоакустического резонанса (МАР) [31]. Упругая динамика описывается уравнением движения для вектора механического смещения u [30]:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}, \quad (1.20)$$

где ρ – плотность кристалла, σ_{ik} – тензор упругих напряжений, определяемый как:

$$\sigma_{ik} = \frac{\partial(U_e + U_{me})}{\partial u_{ik}} \frac{1 + \delta_{ik}}{2}, \quad (1.21)$$

где δ_{ik} – символ Кронекера. Уравнение (1.5) справедливо для гипотетической среды «без потерь», в которой при колебаниях намагниченности не происходит диссипации энергии колебаний. В действительности же при колебаниях намагниченности неизбежно происходит диссипация энергии – переход ее в другие виды энергии, в конечном счете, в энергию теплового

движения кристаллической решетки. Один из путей учёта диссипации заключается в добавлении диссипативных членов в уравнение движения (1.5). Основной член в правой части (1.5) можно оставить без изменения и добавить другой – сравнительно малый член, учитывающий диссипацию энергии. Это впервые было предложено Ландау и Лифшицем [32]. Предложенное ими уравнение имеет вид:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}] - \frac{\gamma \lambda}{M^2} [\vec{M} \times [\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}]], \quad (1.22)$$

где λ – параметр диссипации. Если в диссипативном члене уравнения (1.23) заменить приближённо (используя уравнение без диссипативного члена) $[\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}]$ на $-\gamma^{-1} \partial \vec{M} / \partial t$ и вместо λ ввести параметр $\alpha = \lambda / M$, то придём к уравнению:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M} \left[\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right], \quad (1.23)$$

которое было предложено Гильбертом [3]. Это уравнение является основным для описания движения вектора намагниченности \vec{M} внутри магнетика. Параметр диссипации α связан с частотой ферромагнитного резонанса (ФМР) ω_{res} :

$$\alpha = \omega_r / \omega_{\text{res}}, \quad (1.24)$$

где $\omega_r \equiv 1 / \tau_r$ — частота релаксации намагниченности (τ_r — время релаксации). Уравнение движения (1.5) обеспечивает выполнение условия сохранения модуля вектора \vec{M} . Поскольку вектор, отвечающий за диссипацию (второе слагаемое в (1.22), (1.23)), перпендикулярен \vec{M} , то оба эти уравнения также обеспечивают выполнение условия сохранения длины вектора \vec{M} .

Сложные и многообразные процессы диссипации в ферромагнетиках нельзя строго описать при помощи уравнений движения ни с одним, ни с двумя параметрами диссипации (если не считать, конечно, что эти параметры зависят от многих величин). Эти параметры могут рассматриваться как

постоянные, лишь приближенно, в некоторых пределах изменения ω или \vec{H}_0 . Предпочтение при этом следует отдавать тому параметру, изменение которого будет наименьшим [32]. В дальнейшем нас будет интересовать случай возбуждения упругой волны (УВ) в планарной магнитной структуре, так как нелинейные релаксационные магнитоупругие эффекты, описанные в данной работе, связаны с взаимодействием упругих стоячих по толщине мод с низшим магнитостатическим колебанием – однородной прецессией намагниченности, которая возбуждается электромагнитной волной. Рассмотрим случай тонких пленочных структур. При этом, если длина электромагнитной волны соответствует СВЧ диапазону, то она много больше толщины планарной структуры (с размерами 10-1000 нм). Тогда можно считать, что при электромагнитном возбуждении УВ используют практически однородные магнитные поля. Поэтому для возбуждения УВ требуется наличие неоднородностей магнитных или упругих свойств материала [18]. Возбуждение, возможно, или на поверхностях образцов, или на внутренних неоднородностях образца.

В работе [18] рассматривается электромагнитное возбуждение УВ на поверхностях ограниченных образцов, длина волны которых сопоставима с размерами образцов. В качестве образцов рассматривались диски и стержни. При этом возбуждаемые упругие волны были плоскими. Случай стержня от случая диска отличается тем, что возбуждение УВ происходит только на одной из его поверхностей. В работе [20] была рассмотрена нелинейная задача о возбуждении гиперзвука переменным магнитным полем в нормально намагниченной ферритовой пластине, обладающей одноосной и кубической анизотропией и магнитострикцией. Получены уравнения движения и граничные условия для компонент намагниченности и упругого смещения в случае произвольного угла прецессии вектора намагниченности. Выполнено численное решение полученной системы методом Рунге-Кутты. При сильно нелинейном режиме амплитуда магнитных колебаний при отстройке вверх от

резонансной частоты линейного режима увеличивается, а упругих – уменьшается. Наблюдаемые особенности объяснены ассиметричным наклоном резонансной кривой магнитных колебаний, обусловленным нелинейной расстройкой. Показано, что в нелинейном режиме амплитуда возбуждаемого гиперзвука может превышать амплитуду линейного режима на три-четыре порядка с одновременным расширением диапазона эффективно возбуждаемых частот в полтора-два раза [20].

1.2. Динамика магнитных колебаний в пластине с кубической анизотропией

В работе [12] рассматривается влияние кубической анизотропии на магнитные колебания в пластине. Для нормально намагниченной ферритовой пластины возможна высокоамплитудная прецессия вектора намагниченности [13–16]. В случае, если постоянное поле меньше, чем поле размагничивания, то возникает прецессия положения равновесия второго порядка, при которой вектор намагниченности колеблется двумя способами: вокруг положения равновесия, и вокруг направления поля [16]. Период такой прецессии более чем на порядок превышает период возбуждающего поля, а прецессионный портрет имеет форму кругового кольца, равномерно заполненного вдоль образующей малыми кольцами. В работе [17] выявлены различные режимы прецессии, а в работах [17, 18] показано, что в условиях несимметричного постоянного или переменного поля на прецессионном портрете наблюдаются сгущения и разрежения малых колец. В работе [19] рассмотрена прецессия положения равновесия при одноосной анизотропии, ось легкого намагничивания которой отклонена от нормали к плоскости пластины. Наблюдаемые в этом случае сгущения и разрежения малых колец объяснены на основе энергетической модели.

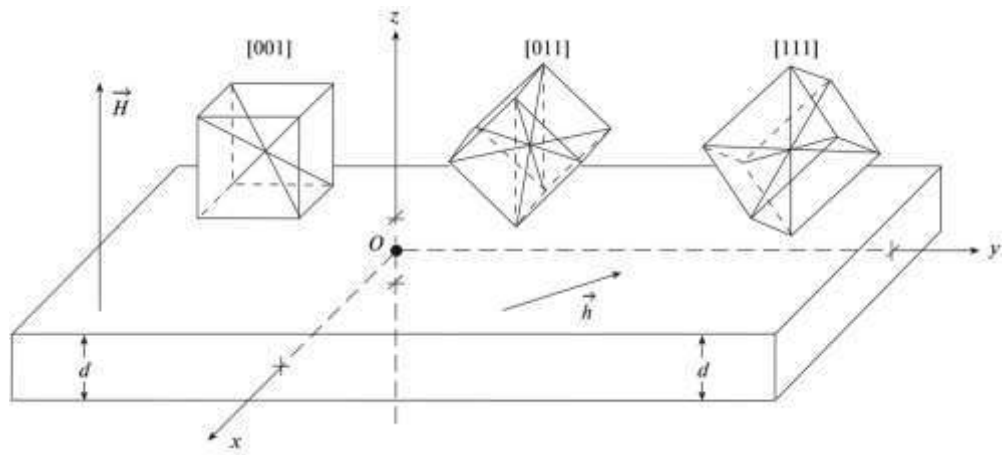


Рис. 1.3. Геометрия задачи для ферритовой пластины.

Рассматриваем нормально намагниченную ферритовую пластину, обладающую кубической магнитной анизотропией. Общая геометрия задачи иллюстрируется рис. 1.3. Постоянное поле направлено перпендикулярно плоскости пластины вдоль оси Oz . На рисунке так же указаны три случая ориентации кристаллографической ячейки материала пластины относительно ее плоскости: 1) ориентация $[001]$: вдоль нормали к плоскости пластины, т.е. вдоль оси Oz направлена одна из осей типа $[001]$, являющаяся ребром куба, при этом оси Ox и Oy ориентируются вдоль двух других ребер куба; 2) ориентация $[011]$: вдоль нормали к плоскости пластины или оси Oz направлена одна из осей типа $[011]$, т.е. диагональ грани куба, при этом ось Ox ориентирована вдоль одного из ребер куба, а ось Oy – перпендикулярно этому ребру; 3) ориентация $[111]$: вдоль нормали к плоскости пластины или оси Oz направлена одна из осей типа $[111]$, т.е. пространственная диагональ куба, при этом ось Ox ориентирована вдоль проекции одного из ребер куба на плоскость Oxy , а ось Oy – перпендикулярно этой проекции. Предполагается, что осями легкого намагничивания являются пространственные диагонали куба, т.е. оси типа $[111]$, показанные внутри ячеек сплошными линиями.

Величина постоянного поля H_0 недостаточно для того, чтобы ориентировать вектор намагниченности в равновесном состоянии перпендикулярно плоскости пластины. В работе [16] показано, что в этих

условиях при возбуждении системы переменным полем круговой поляризации:

$$h_x = h_0 \sin(2\pi Ft), h_y = -h_0 \cos(2\pi Ft), \quad (1.25)$$

где F – частота переменного поля, h_0 – его амплитуда, в определенных обстоятельствах возможна прецессия положения равновесия, состоящая в том, что положение равновесия, вокруг которого прецессирует вектор намагниченности с частотой возбуждения, само прецессирует вокруг направления постоянного поля с более низкой частотой.

Для решения задачи о динамическом поведении вектора намагниченности, используется уравнения движения намагниченности Ландау–Лифшица с диссипативным членом в форме, введенной Гильбертом (1.24) [21]. Входящее в эти уравнение эффективное поле содержит в себе поле анизотропии, внешнее поле и поле размагничивания. В общем случае эффективные поля кубической анизотропии определяются с помощью формулы:

$$H_{ai} = -\frac{\partial U_a}{\partial M_i} = -\frac{1}{M_0} \frac{\partial U_a}{\partial m_i}, \quad (1.26)$$

где U_a – плотность энергии кубической анизотропии при заданной ориентации кристаллографической ячейки.

Плотность энергии анизотропии в системе $Oxyz$ имеет вид:

$$U_a^{(001)} = -K(m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_z^2 m_x^2). \quad (1.27)$$

В соответствии с (1.30), эффективные поля анизотропии имеют вид

$$H_{ax}^{(001)} = \frac{2K}{M_0} m_x (m_y^2 + m_z^2), \quad (1.28)$$

$$H_{ay}^{(001)} = \frac{2K}{M_0} m_y (m_z^2 + m_x^2), \quad (1.29)$$

$$H_{az}^{(001)} = \frac{2K}{M_0} m_z (m_x^2 + m_y^2). \quad (1.30)$$

Далее полученные результаты применяются для описания свойств прецессии второго порядка намагниченности в анизотропной среде. И исследуются прецессионные портреты при различных ориентациях осей анизотропии, построенные путем численного решения нелинейных уравнений

Ландау–Лифшица методом Рунге–Кутты четвертого порядка [11], подобно тому, как это было сделано в работах [17–20].

Полученные портреты представлены на рис. 1.3. Для сравнения портретов с различной ориентацией осей анизотропии, на рис. 1.4. б–1.4. г утолщенными линиями показаны проекции осей типа (111) на плоскость S_{xy} . На внутренних вставках в каждый из этих портретов показаны азимутальные портреты плотности энергии. Направление движения положения равновесия (вдоль центральной линии большого кольца) происходит против часовой стрелки, что соответствует его правому характеру прецессии. Сплошные линии портретов плотности энергии соответствуют росту потенциала по мере продвижения положения равновесия, пунктирные – его убыванию. Рис. 1.4.а соответствует отсутствию анизотропии и приведен здесь для сравнения. Видно, что в этом случае большое кольцо заполнено малыми кольцами совершенно равномерно. Рис. 1.4.б соответствует ориентации [001]. Видно, что в этом случае прецессионный портрет имеет четыре сгущения малых колец с расположенными между ними разрежениями, причем положения тех и других хорошо коррелируют с проекциями осей типа [111]. Из сопоставления с азимутальным портретом плотности энергии можно видеть,

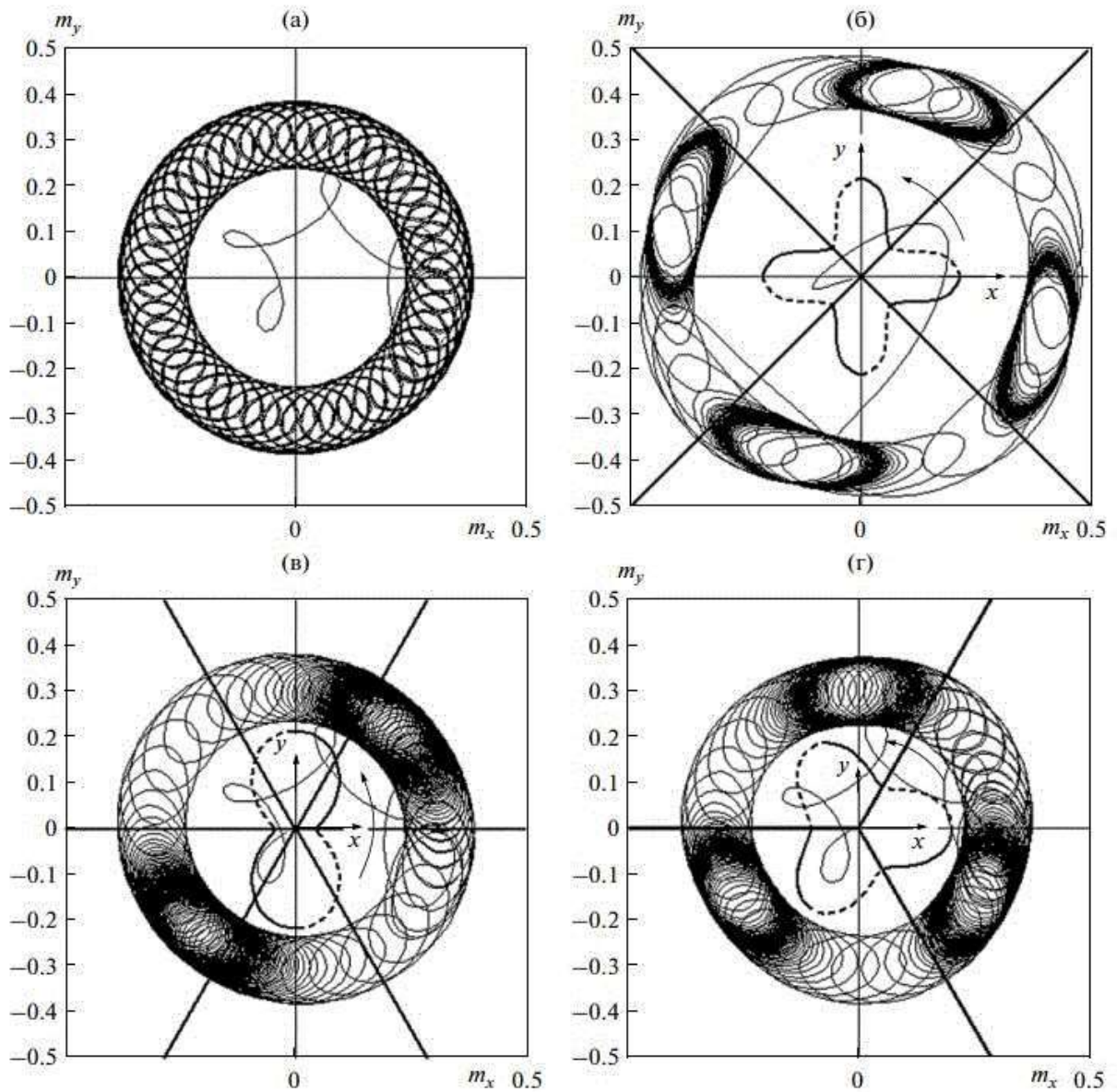


Рис. 1.3. Прецессионные портреты и плотности энергии анизотропии при различных ориентациях кубических осей: а – анизотропия отсутствует; $K = 0$; б – ориентация $[001]$, $K = 221 \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-3}$; в – ориентация $[011]$, $K = 5.5 \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-3}$; г – ориентация $[111]$, $K = 12.9 \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-3}$. Параметры: $4\pi M_0 = 280 \text{ Гс}$, $\alpha = 0.3$, $H_{0z} = 265 \text{ Э}$, $F = 100 \text{ МГц}$, $h_0 = 3 \text{ Э}$.

что сгущения приходится на те же значения азимутального угла, что и области роста потенциала (от 45° до 90° и далее между 135° и 180° , 225° и 270° , 315° и 360°). Рис. 1.5 в соответствует ориентации $[011]$. В этом случае прецессионный портрет имеет всего два сгущения малых колец с расположенными между ними разрежениями, также хорошо коррелирующими с проекциями осей типа

[111]. Здесь центры сгущений также приходятся на середины тех же интервалов азимутального угла, что и области роста потенциала (от 0° до 90° и от 180° до 270°). Рис. 1.5 г соответствует ориентации [111]. Теперь прецессионный портрет имеет три сгущения малых колец с промежуточными разрежениями, также коррелирующими с проекциями осей типа [111]. И этом случае сгущения приходятся на те же интервалы азимутального угла, что и области роста потенциала (от 60° до 120° , от 180° до 240° и от 300° до 360°). Таким образом, как и в случае одноосной анизотропии, сгущение малых колец соответствует торможению положения равновесия из-за его “подъема” на потенциальную горку, а разрежение – ускорению движения из-за “скатывания” с этой горки.

Кубическая анизотропия нарушает осевую симметрию системы, в результате чего при достаточной величине ее константы происходит срыв круговой прецессии положения равновесия, на прецессионном портрете проявляющийся в виде разрыва большого кольца и выходе малых колец на стационарную орбиту. Можно видеть, что при различной ориентации осей куба вид прецессионного портрета различен, т.е. симметрия нарушается различным образом и в различной степени. Все прецессионные портреты на рис. 1.4 построены в условиях, предшествующих срыву с точностью порядка 0.01, т.е. срыв наступает уже при увеличении константы на 1...2%. В то же время рис. 1.4 б соответствует $K = 221 \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-3}$, рис. 1.4 в – $K = 5.5 \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-3}$, рис. 1.4 г – $K = 12.9 \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-3}$.

Столь сильное различие между значениями констант срыва при различной ориентации кубической ячейки определяется резкостью ориентационной зависимости потенциала, иллюстрируемой рис. 1.5. На этом рисунке представлены зависимости нормированной на величину константы потенциала U/K (плотности энергии) от азимутального угла вектора намагниченности при различных ориентациях осей кубической анизотропии. Из рисунка видно, что зависимость потенциала от азимутального угла крайне мала при ориентации [001], имеет среднее значение при ориентации [111] и

достигает наибольшей величины при ориентации [011]. То есть ориентация [001] нарушает симметрию в наименьшей степени, а ориентация [011] – в наибольшей. Это соответствует тому обстоятельству, что при ориентации [011] срыв наступает уже при столь малом значении константы как $K = 5.5 \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-3}$, т.е. при поле анизотропии, определенном как $H_a = K/M_0$, равном $H_a = 0.247 \text{ Э}$, тогда как при ориентации [001] для срыва требуется значение константы $K = 221 \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-3}$, что соответствует $H_a = 9.92 \text{ Э}$. Таким образом, соотношение критических значений констант, соответствующих срыву для ориентаций [001] и [011], составляет 40.2. Симметрия системы нарушается наибольшим образом тогда, когда углы, которые оси анизотропии составляют с плоскостью пластины, являются различными. С другой стороны, при ориентации [001] расположение осей типа [111] можно перевести само в себя путем поворота кубической ячейки вокруг нормали к плоскости пластины на 90° , т.е. нормаль является осью симметрии четвертого порядка. При ориентации [111] такой перевод возможен при повороте вокруг той же нормали на 120° , т.е. в этом случае нормаль является осью симметрии уже третьего порядка. Ориентация [011] для такого перевода требует поворота уже на 180° , т.е. здесь нормаль к плоскости пластины является осью симметрии всего второго порядка. Таким образом, с понижением степени симметрии амплитуда азимутальной зависимости потенциала растет, а критическое значение константы падает.

Воздействие постоянным полем в плоскости пластины является статическим фактором, никак не связанным во времени с прецессионным движением вектора намагниченности. Поскольку при прецессии второго порядка вектор намагниченности участвует сразу в двух движениях прецессионного характера: с частотой возбуждающего поля и с частотой прецессии положения равновесия, то воздействие переменного поля, в зависимости от его частоты, может синхронизироваться как с тем, так и с другим движением.

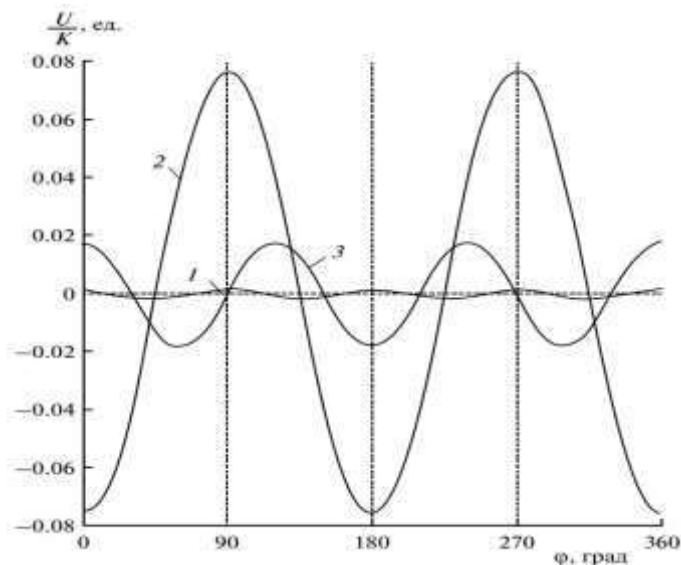


Рис. 1.4. Зависимости нормированного потенциала (плотности энергии) от азимутального угла вектора намагниченности при различных ориентациях осей кубической анизотропии: 1 – ориентация [001], сдвиг нуля: +0.105; 2 – ориентация [011]; сдвиг нуля: +0.223; 3 – ориентация [111]; сдвиг нуля: +0.263. Параметры: $4\pi M_0 = 280$ Гс; $H_{0z} = 265$ Э, $\theta_a = 20^\circ$.

Рассматривается теперь одновременное действие обоих факторов: кубической анизотропии при ориентации [011] и несимметрии возбуждающего поля. Происходящие при этом явления иллюстрируются рис. 1.6, где показаны развертки колебаний намагниченности во времени и прецессионные портреты при различных сочетаниях анизотропии и компонент переменного поля. Рис. 1.6а соответствует отсутствию анизотропии и полной симметрии переменного поля. Колебания компонент намагниченности m_x и m_y являются чисто синусоидальными со сдвигом фаз на 90° , что соответствует строго круговой поляризации возбуждающего поля. Период колебаний составляет 0.5×10^{-6} с. На прецессионном портрете какиелибо сгущения малых колец отсутствуют. Рис. 1.6б соответствует наличию кубической анизотропии с ориентацией [011], однако переменное поле остается симметричным. В этих условиях колебания компонент намагниченности имеют вид близких к прямоугольным импульсов, синфазной полярности, т.е. не имеют заметного сдвига фазы. При этом, однако

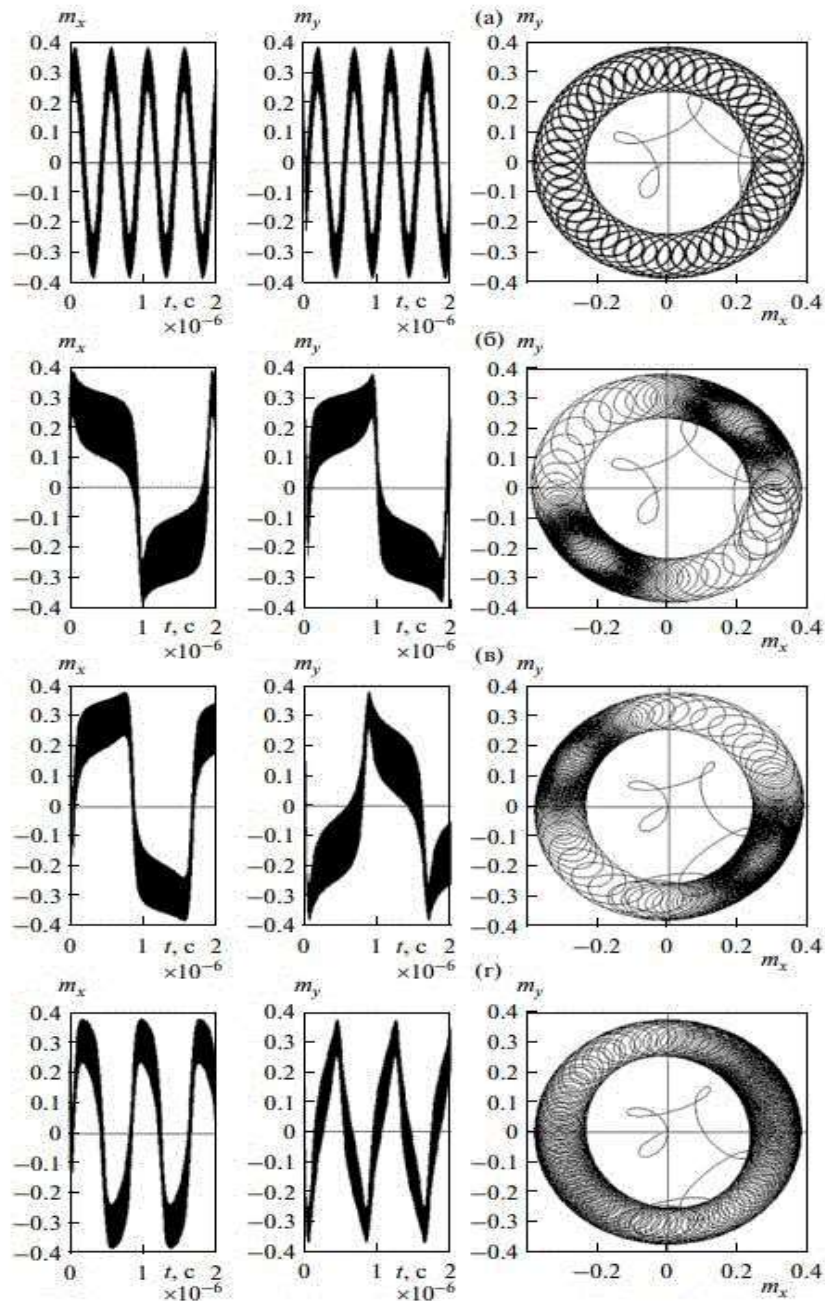


Рис. 1.5. Развертки колебаний намагниченности во времени (два левых столбца) и прецессионные портреты (правый) при различных сочетаниях анизотропии и компонент переменного поля. Ориентация [011]. Параметры: $4\pi M_0=280$ Гс, $\alpha=0.3$, $H_{0z}=265$ Э, $F=100$ МГц. а – $K=0$, $h_{0x}=3.0$ Э, $h_{0y}=3.0$ Э; б – $K = 5.5$ эрг·см⁻³, $h_{0x}=3.0$ Э, $h_{0y}=3.0$ Э; в – $K = 0$, $h_{0x}=2.4$ Э, $h_{0y}=3.0$ Э; г – $K=5.5$ эрг·см⁻³, $h_{0x}=2.4$ Э, $h_{0y}=3.0$ Э.

протяженных участков импульсов, соответствующих m_x , в течение длительности каждого импульса несколько (примерно на треть) спадают, а

амплитуды протяженных участков импульсов, соответствующих μy , в той же степени нарастают. Период импульсов составляет 2.0×10^{-6} с, т.е. значительно (в четыре раза) превышает период синусоидальных колебаний в отсутствие анизотропии. На прецессионном портрете наблюдаются два диаметрально противоположных сгущения малых колец, расположенных в первой и третьей четвертях азимутальной плоскости. Соответственно во второй и четвертой четвертях той же плоскости малые кольца испытывают разрежения. Рис. 1.6в соответствует отсутствию кубической анизотропии, однако переменное поле является несимметричным. Соотношения его компонент выбраны таким образом, чтобы местоположения сгущений на прецессионном портрете максимально отличались от предыдущего случая, а именно: амплитуда компоненты h_{0x} составляет 0.8 от амплитуды компоненты h_{0y} . В этих условиях колебания намагниченности также близки к прямоугольным импульсам с наклонной протяженной вершиной, однако теперь их полярность является антифазной. Характер наклона протяженных участков импульсов для обеих компонент намагниченности подобен предыдущему случаю, однако теперь нарастание и спад меняются местами. Период импульсов составляет 1.8×10^{-6} с и близок к периоду импульсов, обусловленных анизотропией (в 3.6 раз превышает период синусоидальных колебаний). На прецессионном портрете наблюдаются два диаметрально противоположных сгущения малых колец, расположенных во второй и четвертой четвертях азимутальной плоскости (благодаря упомянутому выбору соотношения компонент переменного поля). Соответственно в первой и третьей четвертях той же плоскости малые кольца испытывают разрежения. Рис. 1.6г соответствует одновременному сочетанию кубической анизотропии с несимметрично стью переменного поля. Видно, что в этом случае действие перечисленных факторов направлено в противоположные стороны. Так, вид колебаний намагниченности утрачивает импульсный характер и приближается к синусоидальному, хотя и несколько деформированному. Сдвиг фазы также стремится к 90° . Период колебаний составляет 0.8×10^{-6} с, т.е. приближается к периоду колебаний в отсутствие

возмущений. На прецессионном портрете в этом случае большое кольцо заполняется малыми почти равномерно, т.е. значительно однороднее, чем на рис. 1.6б и 6в. При этом хотя некоторые сгущения в интервалах углов – $10^\circ \dots 80^\circ$ и $170^\circ \dots 260^\circ$ все же остаются, однако интенсивность их значительно меньше сгущений на рис. 1.6б и 1.6в. В это же время происходит и значительное ослабление наблюдаемых разрежений. Таким образом, надлежащим выбором несимметричности переменного поля можно в значительной степени компенсировать вызванное анизотропией нарушение равномерного движения прецессии положения равновесия. Условия такой компенсации весьма критичны к выбору обоих параметров – как величины константы анизотропии, так и степени несимметричности переменного поля. Так, уменьшение константы анизотропии K от 5.5 до 4.0 эрг·см⁻³, т.е. уменьшение поля анизотропии от 0.24 до 0.17 Э приводит к рассасыванию сгущений, а увеличение той же константы до величины 5.6 эрг·см⁻³, т.е. на 2% вызывает срыв прецессии с соответствующим разрывом большого кольца. Уменьшение степени несимметричности поля путем увеличения его компоненты h_{0x} от 2.4 до 2.7 Э уже не позволяет получить видимого рассасывания сгущений, а увеличение той же степени несимметричности путем уменьшения h_{0x} до 2.2 Э (т.е. менее чем на 10%) приводит опять-таки к срыву прецессии. То есть чтобы иметь возможность наблюдать компенсацию, надо выбирать значения параметров с точностью в единицы процентов. Напомним, что описанная компенсация рассмотрена для случая ориентации [011], когда прецессионный портрет имеет всего два сгущения. Дополнительное рассмотрение показывает, что в случае ориентаций [001] и [111], когда такой портрет имеет четыре или три сгущения, удастся частично скомпенсировать не более одногодвух сгущений, тогда как остальные, хотя и деформируются, но все же остаются.

1.3. Магнитная динамика в многослойных структурах с обменной связью

Далее рассматриваем динамику намагниченности в слоистых системах с обменной связью. В статье [45] была исследована лазерно-индуцированная прецессия намагниченности в мультислоях Fe/Si(dSi) с помощью оптического метода TRMOKE (Time-resolved magneto-optical Kerr effect). Измерения проводились в зависимости от величина магнитного поля до 6,5 кЭ для трех разных углов поля $\theta_H = 10^\circ, 25^\circ$ и 50° относительно нормальной плоскости образца (рис. 1.7). В качестве источника лазерных импульсов использовалась система фемтосекундного регенеративного усилителя, генерирующего импульсы с частотой 10 кГц на длине волны 800 нм с фиксированными интервалами 0,05 и 1,6 мДж·см⁻² для зондирующего пучка и пучка накачки соответственно. Зондирующий пучок и пучок накачки падали на образец под углами $\sim 25^\circ$ и $\sim 5^\circ$ относительно оси z соответственно. Плоскость падения света показана заштрихованной областью на рис. 1.7. Вращение было синхронно обнаружено с помощью сбалансированного оптического мостового детектора в схеме механического прерывателя модуляция луча накачки. Другие ключевые аспекты измерения используемой методики и экспериментальной установки подробно описаны в источниках [46, 47]. Измерения статических петель гистерезиса были выполнены в полярной и продольной геометрии с величиной магнитного поля до 22 кЭ с использованием магнитооптического магнитометра, основанная на методе модуляции поляризации света [48–50]. Все измерения были выполнены при температуре окружающей среды 297 К. Для идеальной многослойной структуры, представляющей собой последовательное повторение магнитных и немагнитных слоев, все параметры подслоев, за исключением направлений намагничивания, в магнитных подслоях идентичны. Тогда оправданно предполагать, в первом приближении, что систему уравнений, описывающих многослойную систему, можно свести к симметричной трехслойной. Для

получения решения для прецессии намагничивания дисперсионные соотношения используется аппроксимация для системы связанных уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) без учета затухания. Этот подход оправдан в связи с режимом эксперимента, поскольку условия затухания в уравнении ЛЛГ обычно пренебрежимо малы по сравнению с частотными членами. Прецессия намагничивания происходит за счет моментов, действующих на \mathbf{M}_i со стороны эффективных полей $\mathbf{H}_i^{eff} = -\frac{1}{M_s} \nabla_i E$, где E — полная энергия трехслойной структуры.

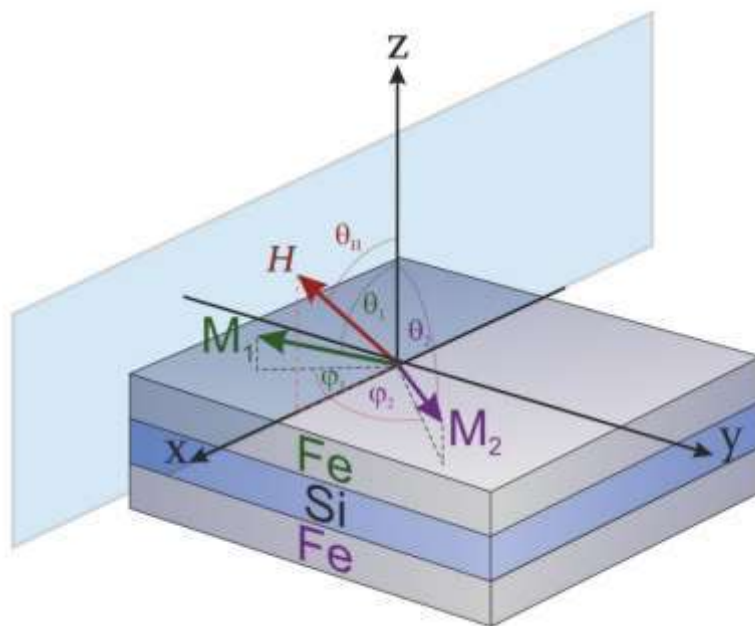


Рис. 1.6. Схема трехслойной структуры и система координат.

Изменения $M(t)$ в зависимости от времени задержки t между накачкой и зондирующим импульсом обнаруживаются в геометрии отражения как переходные процессы Керровского вращения $\theta_K(t)$ в эксперименте TRMOKE. Из-за наличия межслоевой связи, определяемой по измеренным статическим петлям гистерезиса, ожидалось две моды прецессии намагничивания во всех образцах. Поэтому удобно выражать измеренные сигналы TRMOKE как сумма составляющих, задаваемых формулой

$$\Delta\theta_K(t) = A_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} \sin(2\pi f_1 t + \varphi_1) + A_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} \sin(2\pi f_2 t + \varphi_2) + B(t), \quad (1.31)$$

где A_i , f_i , φ_i и τ_i — амплитуда, частота, фаза, и время релаксации i -й ($i = 1, 2$)

компоненты прецессии намагниченности в сигнале TRMOKE соответственно. Первый два члена в уравнении (1.31) представляют собой затухающие колебательные функции, описывающие затухание прецессии намагниченности, а $V(t)$ представляет собой медленно меняющуюся неколеблющийся фон, связанный с размагничиванием образца и процессов восстановления. Подогнанная теоретическая зависимости первых двух слагаемых уравнения (1.31) хорошо согласуются с экспериментальной, оба представлены на рис. 1.8 (a), 1.8(c), и 1.8 (e) для увеличения величины магнитного поля H до 6,5 кЭ, указанные по вертикальным осям, и углы ориентации $\theta_H = 10^\circ, 25^\circ$ и 50° .

Как видно, зависимости суммы первых двух слагаемых существенно различаются между выборками и сильно изменяются с H и θ_H . Для лучшей визуализации эволюции режима прецессии используются быстрые преобразования Фурье (БПФ), результаты представлены на рис. 1.8(b), 1.8(d) и 1.8(f) для образцов S1, S2 и S3 соответственно. Можно наблюдать возникновение двух режимов прецессии частот ω_{ac} и ω_{op} определяются положениями пиков в спектрах БПФ отмечено вертикальными пунктирными линиями на рис. 1.8(b), 1.8(d) и 1.8(f). Видно, что частоты ω_{ac} меняются в зависимости от поля H и угла θ_H иначе, чем с ω_{op} . Подобное разнообразие существует и для пиковых амплитуд мод. Поскольку амплитудные части пиков очень малы по сравнению с другими, и пики перекрываются, эти частоты мод с трудом определимы. Таким образом, спектры БПФ были рассматривается только как качественная иллюстрация эволюции режима в исследованных образцах.

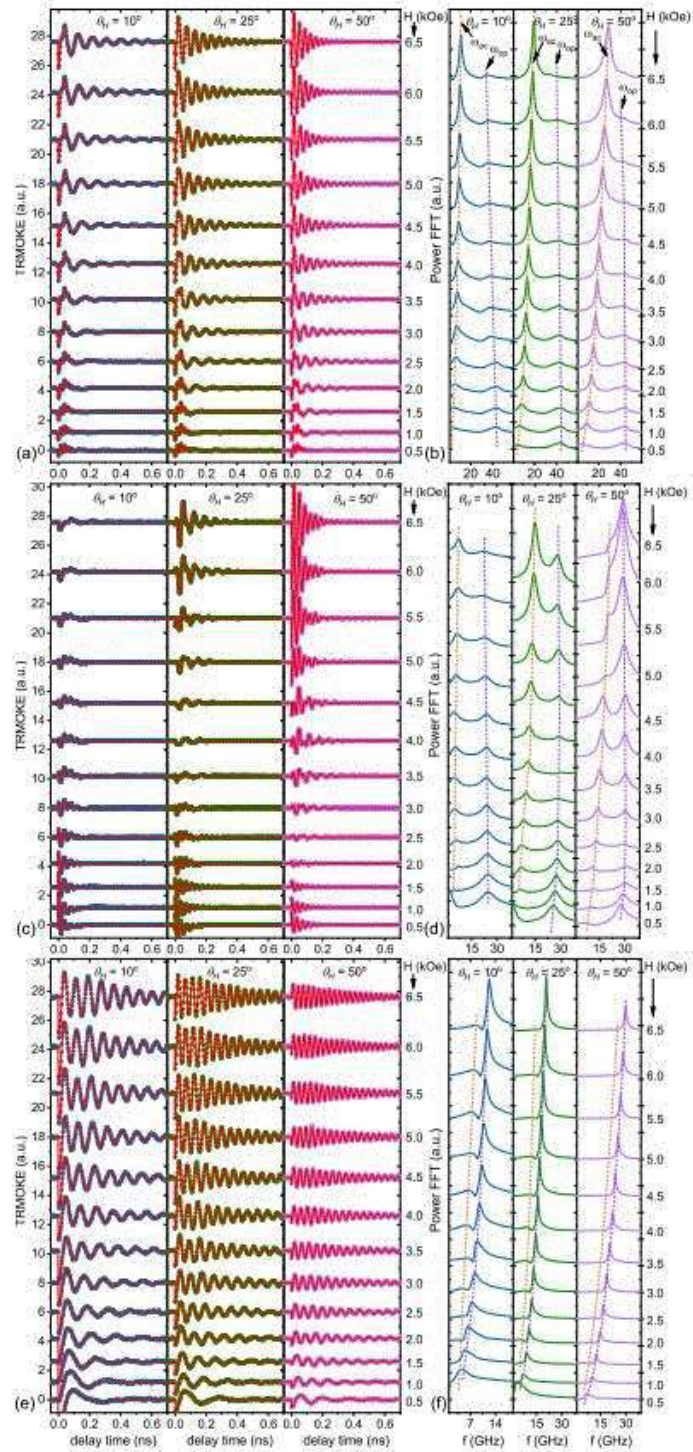


Рис. 1.7. Переходные сигналы керровского вращения и их БПФ в зависимости от величины магнитного поля H и угла ориентации θ_H в многослойной структуре Fe/Si(d_{Si}) для образцов S1($d_{Si}=0.9$ нм) [(a), (b)], S2 ($d_{Si}=1.4$ нм) [(c), (d)], и S3 ($d_{Si}=2.4$ нм) [(e), (f)].

ГЛАВА 2. ДИНАМИКА МАГНИТНЫХ И УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ В ТРЕХСЛОЙНОЙ ПЛАНАРНОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЕ

2.1. Геометрия задачи и система уравнений

Геометрия задачи показана на рис. 2.1. Здесь показана структура, состоящая из 3 магнитных слоев, толщина которых произвольна. Будем считать, что все слои обладают одинаковыми упругими свойствами. Внешнее постоянное магнитное поле \vec{H} направлено перпендикулярно плоскости слоев, по оси z . Переменное магнитное поле круговой поляризацией и поляризовано в плоскости xu . Материалы структуры имеют кубическую кристаллографическую симметрию, плоскость (100), которая совпадает с плоскостью пластины [40].

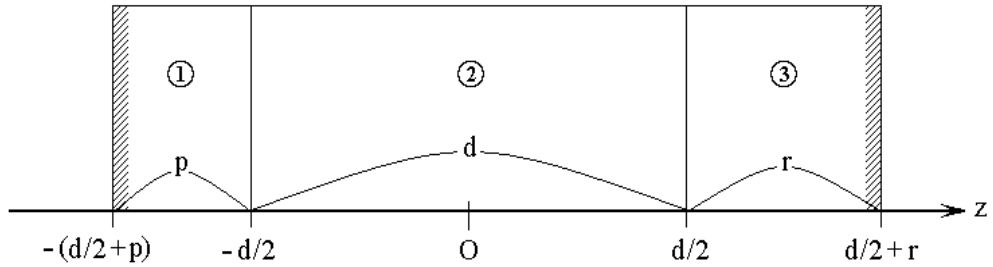


Рис. 2.1. Геометрия задачи.

Полагаем далее полную плотность энергии пластин U в поле $\vec{H} = \{h_x; h_y; H_0\}$ равной сумме плотности энергий каждого слоя:

$$U = U^{(1)} + U^{(2)} + U^{(3)}. \quad (2.1)$$

Плотность энергия каждого слоя состоит из плотностей магнитной, упругой и магнитоупругой энергий [1]. Получаем для любого слоя:

$$U = -M_0 h_x m_x - M_0 H_0 m_z + 2\pi M_0^2 m_z^2 + \frac{1}{2} C_{11} (u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + u_{zz}^2) + \\ + C_{12} (u_{xx} u_{yy} + u_{zz} u_{yy} + u_{xx} u_{zz}) + 2C_{44} (u_{xy}^2 + u_{yz}^2 + u_{zx}^2) + \\ + 2B_2 (m_x m_y u_{xy} + m_z m_y u_{zy} + m_x m_z u_{xz}), \quad (2.2)$$

где C_{11} , C_{12} , C_{44} - константы (модули) упругости; B_2 - константа

магнитоупругого взаимодействия. Все константы магнитоупругости для каждого отдельного слоя различны в общем случае. В этом выражении компоненты тензора деформации имеют вид:

$$u_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right), \quad (2.3)$$

где u_i - компоненты упругого смещения при $i=x,y,z$; x_i - координаты x,y,z .

При этом тензор напряжений имеет вид:

$$\sigma_{ik} = \frac{1 + \delta_{ik}}{2} \frac{\partial U}{\partial u_{ik}}, \quad (2.4)$$

где δ_{ik} - символ Кронегера. Уравнение движения для намагниченности выбираем в форме Ландау-Лифшица-Гильберта:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}_{eff}] + \frac{\alpha}{M} \left[\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right], \quad (2.5)$$

где γ - гиромагнитная постоянная ($\gamma > 0$), α - параметр затухания, \vec{H}_{eff} - эффективное поле, равное

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{M_0} \frac{\partial U}{\partial \vec{m}}. \quad (2.6)$$

Уравнение для упругих смещений:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} + 2\beta\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}, \quad (2.7)$$

где ρ - плотность материала слоев, β - параметр затухания.

Система уравнений и граничных условий, будучи дополнена граничными условиями для намагниченности, полностью определяет магнитоупругие колебания в магнитной структуре. Так как поставленная задача крайне громоздка, то для упрощения дальнейшего решения сделаем два предположения [40]:

1. будем считать, что прецессия намагниченности в пластине является однородной, т.е. от координат не зависит;

2. предположим, что продольные колебания вдоль оси Oz с намагниченностью не связаны, т.е. можно полагать $u_z=0$.

Первое предположение имеет право на существование благодаря однородности постоянного поля внутри нормально намагниченной пластины, однако неоднородные типы прецессии при этом из рассмотрения исключаются.

Второе, вообще говоря, корректно только для линейных колебаний и приближенно выполняется при небольшой степени нелинейности. Численная оценка показывает, что с точностью до 20% им можно пользоваться при углах прецессии до $12...15^\circ$.

Таким образом, уравнения принимают следующий вид:

1. Уравнения для намагниченности

$$\begin{aligned}\frac{\partial m_x}{\partial t} &= -\frac{\gamma}{1+\alpha^2}[(m_y + \alpha m_x m_z)H_{effz} - (m_z - \alpha m_y m_x)H_{effy} - \alpha(m_y^2 + m_z^2)H_{effx}], \\ \frac{\partial m_y}{\partial t} &= -\frac{\gamma}{1+\alpha^2}[(m_z + \alpha m_y m_x)H_{effx} - (m_x + \alpha m_z m_y)H_{effz} - \alpha(m_z^2 + m_x^2)H_{effy}], \\ \frac{\partial m_z}{\partial t} &= -\frac{\gamma}{1+\alpha^2}[(m_x + \alpha m_z m_y)H_{effy} - (m_y - \alpha m_x m_z)H_{effx} - \alpha(m_x^2 + m_y^2)H_{effz}].\end{aligned}\quad (2.8)$$

Эффективные поля

$$\begin{aligned}H_{effx} &= h_x - \frac{B_2}{M_0} m_z \frac{\partial u_x}{\partial z}, \\ H_{effy} &= -\frac{B_2}{M_0} m_z \frac{\partial u_y}{\partial z}, \\ H_{effz} &= H_0 - 4\pi M_0 m_z - \frac{B_2}{M_0} (m_x \frac{\partial u_x}{\partial z} + m_y \frac{\partial u_y}{\partial z}).\end{aligned}\quad (2.9)$$

2. Уравнения для упругого смещения

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} &= -2\beta \frac{\partial u_x}{\partial t} + \frac{C_{44}}{\rho} \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2}, \\ \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} &= -2\beta \frac{\partial u_y}{\partial t} + \frac{C_{44}}{\rho} \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2}.\end{aligned}\quad (2.10)$$

2.2. Вывод уравнений магнитоупругой динамики трехслойной структуры

Рассмотрим первый (р) слой. Уравнение для упругого смещения:

$$\frac{\partial^2 u_{px}}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial u_{px}}{\partial t} - \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 u_{px}}{\partial z^2} = 0. \quad (2.11)$$

Разложим задачу на 2 составляющих, однородную и неоднородную:

$$u_x(z,t) = U_x(z,t) + v_x(z,t). \quad (2.12)$$

Для неоднородной части:

$$\frac{\partial^2 U_p}{\partial z^2} = 0, \quad (2.13)$$

$$\begin{cases} \left. \frac{\partial U^{(p)}}{\partial z} \right|_{z=-(\frac{d}{2}+p)} = \frac{B_2^{(p)}}{c_{44}} m_x^{(p)} m_z^{(p)}, \\ \left. \frac{\partial U^{(p)}}{\partial z} \right|_{z=-\frac{d}{2}} + \frac{B_2^{(p)}}{c_{44}} m_x^{(p)} m_z^{(p)} = \left. \frac{\partial U^{(d)}}{\partial z} \right|_{z=-\frac{d}{2}} + \frac{B_2^{(d)}}{c_{44}} m_x^{(d)} m_z^{(d)}. \end{cases} \quad (2.14)$$

После двукратного интегрирования получаем:

$$U_p = -\left(\frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz}\right) \cdot z + \frac{d}{2} \cdot \left(\frac{B_{d2}}{c_{44}} m_{dx} m_{dz} - \frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz}\right). \quad (2.15)$$

Для однородной части уравнения выглядят следующим образом, подставляя (2.12) в (2.11) получаем:

$$\frac{\partial^2 v_x}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial v_x}{\partial t} - \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} = -\frac{\partial^2 U_x}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial U_x}{\partial t}. \quad (2.16)$$

Граничные условия при этом будут выглядеть следующим образом:

$$\left. \frac{\partial v}{\partial z} \right|_{z=-\frac{d}{2}}^{z=-(\frac{d}{2}+p)} = 0. \quad (2.17)$$

Найдем собственные функции задачи, с нулевыми граничными условиями:

$$\frac{\partial^2 v_{px}}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial v_{px}}{\partial t} - \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 v_{px}}{\partial z^2} = 0, \quad (2.18)$$

$$\left. \frac{\partial v}{\partial z} \right|_{z=-\frac{d}{2}}^{z=-(\frac{d}{2}+p)} = 0. \quad (2.19)$$

Решаем задачу методом разделения переменных:

$$v_x(z, t) = Z(z) \cdot T(t). \quad (2.20)$$

Подставим уравнение (2.20) в (2.18), получим,

$$Z(z) \cdot \frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2} + 2\beta \cdot Z(z) \cdot \frac{\partial T(t)}{\partial t} - T(t) \cdot \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} = 0. \quad (2.21)$$

Разделим (2.20) на (2.21), получим,

$$\frac{1}{T(t)} \cdot \frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2} + 2\beta \cdot \frac{1}{T(t)} \cdot \frac{\partial T(t)}{\partial t} - \frac{1}{Z(z)} \cdot \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} = 0. \quad (2.22)$$

Перенесем последнее слагаемое в правую часть, получим:

$$\frac{1}{T(t)} \cdot \frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2} + 2\beta \cdot \frac{1}{T(t)} \cdot \frac{\partial T(t)}{\partial t} = \frac{1}{Z(z)} \cdot \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} = -\lambda^2. \quad (2.23)$$

Уравнение имеет нетривиальное решение, в том случае, если правая и левая часть уравнения равно некоторой отрицательной постоянной. Тогда правая часть уравнения (2.23) имеет вид:

$$\frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} + \frac{\rho}{c_{44}} \cdot \lambda^2 \cdot Z(z) = 0. \quad (2.24)$$

Проведем некоторую замену переменной, получим:

$$\lambda' = \lambda \cdot \sqrt{\frac{\rho}{c_{44}}}. \quad (2.25)$$

Получаем уравнение:

$$\frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} + \lambda'^2 \cdot Z(z) = 0. \quad (2.26)$$

Решение данного дифференциального уравнения есть, сумма синусов и косинусов:

$$Z(z) = A \cdot \sin(\lambda' \cdot z) + B \cdot \cos(\lambda' \cdot z). \quad (2.27)$$

Возьмем частную производную по координате, получим:

$$\frac{\partial v}{\partial z} = A \cdot \lambda' \cdot \cos(\lambda' \cdot z) - B \cdot \lambda' \cdot \sin(\lambda' \cdot z). \quad (2.28)$$

Подставим в (2.28) граничные условия (2.19):

$$\begin{cases} A \cdot \lambda' \cdot \cos(\lambda' \cdot (-p - d/2)) - B \cdot \lambda' \cdot \sin(\lambda' \cdot (-p - d/2)) = 0 \\ A \cdot \lambda' \cdot \cos(\lambda' \cdot (-d/2)) - B \cdot \lambda' \cdot \sin(\lambda' \cdot (-d/2)) = 0 \end{cases}. \quad (2.29)$$

После чего производим некоторые преобразования:

$$\begin{cases} A \cdot \cos(\lambda' \cdot (-p - d/2)) - B \cdot \sin(\lambda' \cdot (-p - d/2)) = 0 \\ A \cdot \cos(\lambda' \cdot (-d/2)) - B \cdot \sin(\lambda' \cdot (-d/2)) = 0 \end{cases}. \quad (2.30)$$

Из второго уравнения выражаем А и подставляем в первое уравнение:

$$A = B \cdot \frac{\sin((-d/2) \cdot \lambda')}{\cos((-d/2) \cdot \lambda')} = B \cdot \operatorname{tg}\left(\left(-\frac{d}{2}\right) \cdot \lambda'\right). \quad (2.31)$$

Получаем:

$$\begin{aligned} B \cdot \operatorname{tg}\left(\left(-\frac{d}{2}\right) \cdot \lambda'\right) \cdot \cos(\lambda' \cdot (-p - d/2)) - B \cdot \sin(\lambda' \cdot (-p - d/2)) &= 0, \\ B \cdot [\operatorname{tg}\left(\left(-\frac{d}{2}\right) \cdot \lambda'\right) - \operatorname{tg}(\lambda' \cdot (-p - d/2))] &= 0. \end{aligned} \quad (2.32)$$

Решение уравнения (2.32) есть, либо $B=0$ либо $\operatorname{tg}\left(\left(-\frac{d}{2}\right) \cdot \lambda'\right) = \operatorname{tg}(\lambda' \cdot (-p - d/2))$. В не равно нулю, т.к. получаются тривиальные решения, т.е. $A=0$ или $\lambda'=0$, значит:

$$\left(-\frac{d}{2}\right) \cdot \lambda' = \lambda' \cdot \left(-p - \frac{d}{2}\right) + \pi \cdot n. \quad (2.33)$$

Отсюда:

$$\lambda' = \frac{\pi \cdot n}{p}. \quad (2.34)$$

Подставляя (2.34) в уравнение (2.27), получаем:

$$Z(z) = A \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot n}{p} \cdot z\right) + B \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot n}{p} \cdot z\right). \quad (2.35)$$

Из второго уравнения системы (2.30) выразим коэффициент А и подставим его в уравнение (2.35). Коэффициент А имеет вид:

$$A = B \cdot \operatorname{tg}\left(\frac{\pi \cdot n}{p} \cdot \left(-\frac{d}{2}\right)\right). \quad (2.36)$$

Подставим (2.36) в (2.35):

$$Z(z) = B \cdot \operatorname{tg}\left(\frac{\pi \cdot n}{p} \cdot \left(-\frac{d}{2}\right)\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot n}{p} \cdot z\right) + B \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot n}{p} \cdot z\right). \quad (2.37)$$

Проведем нормировку на 1 уравнения (2.37), для этого воспользуемся следующей формулой:

$$Z = \frac{\hat{Z}}{\|\hat{Z}\|}. \quad (2.38)$$

Где \hat{Z} - исходная функция, $\|\hat{Z}\|$ - норма этой функции, Z - функция,

нормированная на 1. $\|\hat{Z}\|$ определяется из следующей формулы:

$$\|\hat{Z}\|^2 = \int_{-d/2-p}^{-d/2} (\hat{Z})^2 dz. \quad (2.39)$$

В нашем случае \hat{Z} это функция (2.37). Тогда $\|\hat{Z}\|$ выглядит следующим образом:

$$\|Z\|^2 = \frac{1}{2} B^2 \cdot t g^2 \left(\frac{\pi \cdot n}{p} \cdot \left(-\frac{d}{2} \right) \right) \cdot p. \quad (2.40)$$

Подставим теперь все значения в формулу (2.38), получим:

$$\begin{aligned} Z(z) &= \\ &= \sqrt{\frac{2}{p}} \cdot \left(\sin\left(\frac{\pi \cdot n}{p} \cdot \left(-\frac{d}{2}\right)\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot n}{p} \cdot z\right) + \cos\left(\frac{\pi \cdot n}{p} \cdot \left(-\frac{d}{2}\right)\right) \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot n}{p} \cdot z\right) \right). \end{aligned} \quad (2.41)$$

Формула (2.41) сворачивается в более простую функцию:

$$Z(z) = \sqrt{\frac{2}{p}} \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot n}{p} \cdot z + \frac{\pi \cdot n}{p} \cdot \frac{d}{2}\right). \quad (2.42)$$

Легко видеть, что уравнение (2.42) удовлетворяет граничным условиям (2.19), так же уравнение (2.40), нормировано на единицу. Получаем, для р-слоя собственные функции имеют вид (2.42).

Будем искать решение уравнение (2.16) в виде:

$$v(z, t) = \sum_{n=1}^{\infty} v_n(t) \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot n}{p} \cdot z + \frac{\pi \cdot n}{p} \cdot \frac{d}{2}\right). \quad (2.43)$$

Так же, для решения уравнения (2.16) представим уравнение (2.15) в следующем виде:

$$\begin{aligned} U_p &= -\left(\frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz}\right) \cdot z + \frac{d}{2} \cdot \left(\frac{B_{d2}}{c_{44}} m_{dx} m_{dz} - \frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz}\right) = \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} W_n(t) \cdot \cos\left(\frac{\pi n}{p} z + \frac{\pi n d}{p 2}\right). \end{aligned} \quad (2.44)$$

Для получения коэффициентов $W_n(t)$ надо провести следующую математическую операцию:

$$W_n(t) =$$

$$= \frac{2}{p} \int_{-d/2-p}^{-d/2} \left[- \left(\frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz} \right) \cdot z + \right. \\ \left. + \frac{d}{2} \cdot \left(\frac{B_{d2}}{c_{44}} m_{dx} m_{dz} - \frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz} \right) \right] \cos \left(\frac{\pi n}{p} z + \frac{\pi n d}{p} \right) dz. \quad (2.45)$$

От куда получаем следующие значения для $W_n(t)$:

$$W_n(t) = - \left(\frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz} \right) \frac{2p}{\pi^2 \cdot n^2} [1 - (-1)^n]. \quad (2.46)$$

Тогда (2.44) преобразуется в:

$$U_p = - \left(\frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz} \right) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2p}{\pi^2 \cdot n^2} [1 - (-1)^n] \cdot \cos \left(\frac{\pi n}{p} z + \frac{\pi n d}{p} \right). \quad (2.47)$$

Подставляя (2.47) и (2.43) в уравнение (2.16), получаем:

$$\sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{\partial^2 v_x}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial v_x}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\pi^2 \cdot n^2}{p^2} v_x + \right. \\ \left. + \frac{2p}{\pi^2 \cdot n^2} \cdot [1 - (-1)^n] \cdot \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial}{\partial t} \right) \cdot \left(- \frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz} \right) \right] \cos \left(\frac{\pi n}{p} z + \right. \\ \left. + \frac{\pi n d}{p} \right) = 0. \quad (2.48)$$

Это равенство выполняется для всех z , поэтому оно выполняется, при равенстве нулю функции внутри скобки.

$$\frac{\partial^2 v_x}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial v_x}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\pi^2 \cdot n^2}{p^2} v_x = \\ = - \frac{2p}{\pi^2 \cdot n^2} \cdot [1 - (-1)^n] \cdot \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial}{\partial t} \right) \cdot \left(- \frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz} \right). \quad (2.49)$$

Теперь перепишем уравнение (2.12) следующим образом:

$$u_x(z, t) = - \left(\frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz} \right) \cdot z + \\ + \frac{d}{2} \cdot \left(\frac{B_{d2}}{c_{44}} m_{dx} m_{dz} - \frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz} \right) + \sum_{n=1}^{\infty} v_n(t) \cdot \cos \left(\frac{\pi n}{p} z + \frac{\pi n d}{p} \right). \quad (2.50)$$

Рассмотрим первую упругую моду:

Из уравнения (2.50) получаем:

$$u_x(z, t) = - \left(\frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz} \right) \cdot z + \\ + \frac{d}{2} \cdot \left(\frac{B_{d2}}{c_{44}} m_{dx} m_{dz} - \frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz} \right) + v_1(t) \cdot \cos \left(\frac{\pi}{p} z + \frac{\pi d}{p} \right). \quad (2.51)$$

Уравнение (2.49) переписывается в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 v_{1x}}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial v_{1x}}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\pi^2}{p^2} v_{1x} = -\frac{4p}{\pi^2} \cdot \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial}{\partial t} \right) \cdot \left(-\frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz} \right). \quad (2.52)$$

Для решения задачи, необходимо взять производные по координате уравнения (2.51), получаем:

$$\frac{\partial u_x(z,t)}{\partial z} = -\frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz} - \frac{\pi}{p} v_{1x}(t) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{p} z + \frac{\pi d}{p 2}\right). \quad (2.53)$$

Усредняя синус по всей толщине слоя, получаем:

$$\overline{\sin\left(\frac{\pi}{p} z + \frac{\pi d}{p 2}\right)} = \frac{1}{p} \int_{-d/2-p}^{-d/2} \sin\left(\frac{\pi}{p} z + \frac{\pi d}{p 2}\right) dz = -\frac{2}{\pi}. \quad (2.54)$$

Подставим (2.54) в (2.53), получим:

$$\frac{\partial u_x}{\partial z} = -\frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz} + \frac{2}{p} v_{1x}(t). \quad (2.55)$$

Таким образом, мы получаем систему уравнений, состоящую из (2.55), в которой $v_{1x}(t)$ находится из дифференциального уравнения (2.54), которые необходимы для решения.

Аналогичным путем получаем уравнения для Y компоненты.

Повторяем аналогичные рассуждения для второго (d) слоя:

Уравнение, для которого мы будем искать собственные функции:

$$\frac{\partial^2 v_{dx}}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial v_{dx}}{\partial t} - \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 v_{dx}}{\partial z^2} = 0. \quad (2.56)$$

Граничные условия для него следующие:

$$\frac{\partial v}{\partial z} \Big|_{z=\pm d/2} = 0. \quad (2.57)$$

Решаем аналогично, методом разделения переменных:

$$v_x(z, t) = Z(z) \cdot T(t). \quad (2.58)$$

Подставим уравнение (2.58) в (2.56), получим,

$$Z(z) \cdot \frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2} + 2\beta \cdot Z(z) \cdot \frac{\partial T(t)}{\partial t} - T(t) \cdot \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} = 0. \quad (2.59)$$

Разделим (2.59) на (2.58), получим,

$$\frac{1}{T(t)} \cdot \frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2} + 2\beta \cdot \frac{1}{T(t)} \cdot \frac{\partial T(t)}{\partial t} - \frac{1}{Z(z)} \cdot \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} = 0. \quad (2.60)$$

Перенесем последнее слагаемое в правую часть, получим:

$$\frac{1}{T(t)} \cdot \frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2} + 2\beta \cdot \frac{1}{T(t)} \cdot \frac{\partial T(t)}{\partial t} = \frac{1}{Z(z)} \cdot \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} = -\lambda^2. \quad (2.61)$$

Уравнение имеет нетривиальное решение, в том случае, если правая и левая часть уравнения равно некоторой, отрицательной постоянной. Тогда правая часть уравнения (2.61) имеет вид:

$$\frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} + \frac{\rho}{c_{44}} \cdot \lambda^2 \cdot Z(z) = 0. \quad (2.62)$$

Проведем некоторую замену переменной, получим:

$$\lambda' = \lambda \cdot \sqrt{\frac{\rho}{c_{44}}}. \quad (2.63)$$

Получаем уравнение:

$$\frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} + \lambda'^2 \cdot Z(z) = 0. \quad (2.64)$$

Решение данного дифференциального уравнения есть, сумма синусов и косинусов:

$$Z(z) = A \cdot \sin(\lambda' \cdot z) + B \cdot \cos(\lambda' \cdot z). \quad (2.66)$$

Возьмем частную производную по координате, получим:

$$\frac{\partial v}{\partial z} = A \cdot \lambda' \cdot \cos(\lambda' \cdot z) - B \cdot \lambda' \cdot \sin(\lambda' \cdot z). \quad (2.67)$$

Подставим в (2.66) граничные условия (2.57):

$$\begin{cases} A \cdot \lambda' \cdot \cos(\lambda' \cdot (-d/2)) - B \cdot \lambda' \cdot \sin(\lambda' \cdot (-d/2)) = 0 \\ A \cdot \lambda' \cdot \cos(\lambda' \cdot (d/2)) - B \cdot \lambda' \cdot \sin(\lambda' \cdot (d/2)) = 0 \end{cases}. \quad (2.67)$$

После чего производим некоторые преобразования:

$$\begin{cases} A \cdot \cos(\lambda' \cdot (d/2)) + B \cdot \sin(\lambda' \cdot (d/2)) = 0 \\ A \cdot \cos(\lambda' \cdot (d/2)) - B \cdot \sin(\lambda' \cdot (d/2)) = 0 \end{cases}. \quad (2.68)$$

Сложим уравнения из системы (2.68), получим:

$$A \cdot \cos(\lambda' \cdot (d/2)) = 0. \quad (2.69)$$

Уравнение имеет решение если, либо $A=0$, либо $\cos(\lambda' \cdot (d/2)) = 0$.

Если $A=0$, то система (2.69) будет иметь тривиальное решение. Поэтому $\cos(\lambda' \cdot (d/2)) = 0$. Следовательно:

$$\lambda' \cdot \left(\frac{d}{2}\right) = \frac{\pi}{2} + 2\pi n. \quad (2.70)$$

Отсюда:

$$\lambda' = \frac{\pi(2n+1)}{d}. \quad (2.71)$$

Подставим теперь (2.71) в одно из уравнений системы (2.68), получим:

$$A \cdot \cos\left(\frac{\pi(2n+1)}{d} \cdot \left(\frac{d}{2}\right)\right) + B \cdot \sin\left(\frac{\pi(2n+1)}{d} \cdot \left(\frac{d}{2}\right)\right) = 0. \quad (2.72)$$

Из уравнения (2.72) видно, что первое слагаемое всегда равно нулю, т.к. косинус равен нулю, следовательно второе слагаемое, тоже равно нулю, но так как \sin не равен нулю, то равен нулю коэффициент B . Получаем:

$$Z(z) = A \cdot \sin\left(\frac{\pi(2n+1)}{d} \cdot z\right). \quad (2.73)$$

Проведя нормировку на 1, как это было сделано для предыдущего слоя, получим:

$$Z(z) = \sqrt{\frac{2}{d}} \cdot \sin\left(\frac{\pi(2n+1)}{d} \cdot z\right). \quad (2.74)$$

Таким образом, уравнение (2.74) является собственной функцией для слоя d . Функция (2.74) нормирована на 1, и удовлетворяет граничным условиям (2.57).

Будем искать решение уравнения (2.16) в виде:

$$v(z, t) = \sum_{n=1}^{\infty} v_n(t) \cdot \sin\left(\frac{\pi(2n+1)}{d} \cdot z\right). \quad (2.75)$$

Для второго слоя:

$$U_d = -\frac{B_{dz}}{c_{44}} m_{dx} m_{dz} \cdot z. \quad (2.76)$$

Так же, для решения уравнения (2.16) представим уравнение (2.76) в следующем виде:

$$U_d = -\frac{B_{dz}}{c_{44}} m_{dx} m_{dz} \cdot z = \sum_{n=1}^{\infty} W_n(t) \cdot \sin\left(\frac{\pi(2n+1)}{d} \cdot z\right). \quad (2.77)$$

Для получения коэффициентов $W_n(t)$ надо провести следующую математическую операцию:

$$W_n(t) = \frac{2}{d} \int_{-d/2}^{d/2} \left[-\frac{B_{dz}}{c_{44}} m_{dx} m_{dz} \cdot z \right] \sin\left(\frac{\pi(2n+1)}{d} \cdot z\right) dz. \quad (2.78)$$

От куда получаем следующие значения для $W_n(t)$:

$$W_n(t) = \left[-\frac{B_{dz}}{c_{44}} m_{dx} m_{dz} \right] \frac{4d}{\pi^2 \cdot (2n-1)^2} [(-1)^{n-1}]. \quad (2.79)$$

Тогда (2.77) преобразуется в:

$$U_p = -\frac{B_{dz}}{c_{44}} m_{dx} m_{dz} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4d(-1)^{n-1}}{\pi^2 \cdot (2n-1)^2} \sin\left(\frac{\pi(2n+1)}{d} \cdot z\right). \quad (2.80)$$

Подставляя (2.80) и (2.75) в уравнение (2.16), получаем:

$$\sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{\partial^2 v_x}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial v_x}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\pi^2 \cdot (2n-1)^2}{d^2} v_x + \frac{4d(-1)^{n-1}}{\pi^2 \cdot (2n-1)^2} \cdot \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial}{\partial t} \right) \cdot \left(-\frac{B_{dz}}{c_{44}} m_{dx} m_{dz} \right) \right] \sin\left(\frac{\pi(2n+1)}{d} \cdot z\right) = 0. \quad (2.81)$$

Это равенство выполняется для всех z , поэтому оно выполняется, при равенстве нулю функции внутри скобки.

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 v_x}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial v_x}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\pi^2 \cdot (2n-1)^2}{d^2} v_x = \\ = -\frac{4d(-1)^{n-1}}{\pi^2 \cdot (2n-1)^2} \cdot \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial}{\partial t} \right) \cdot \left(-\frac{B_{dz}}{c_{44}} m_{dx} m_{dz} \right). \end{aligned} \quad (2.82)$$

Теперь перепишем уравнение (2.12) следующим образом:

$$u_x(z, t) = -\frac{B_{dz}}{c_{44}} m_{dx} m_{dz} \cdot z + \sum_{n=1}^{\infty} v_n(t) \cdot \sin\left(\frac{\pi(2n+1)}{d} \cdot z\right). \quad (2.83)$$

Рассмотрим 1 упругую моду:

Из уравнения (2.83) получаем:

$$u_x(z, t) = -\frac{B_{dz}}{c_{44}} m_{dx} m_{dz} \cdot z + v_{1x}(t) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{d} \cdot z\right). \quad (2.84)$$

Уравнение (2.82) перепишется в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 v_{1x}}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial v_{1x}}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\pi^2}{p^2} v_{1x} = -\frac{4p}{\pi^2} \cdot \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial}{\partial t} \right) \cdot \left(-\frac{B_{pz}}{c_{44}} m_{px} m_{pz} \right). \quad (2.85)$$

Для решения задачи, необходимо взять производные по координате уравнения (2.84), получаем:

$$\frac{\partial u_x(z,t)}{\partial z} = -\frac{B_{d2}}{c_{44}} m_{dx} m_{dz} + \frac{\pi}{d} v_{1x}(t) \cdot \cos\left(\frac{\pi}{d} z\right). \quad (2.86)$$

Усредняя синус по всей толщине слоя, получаем:

$$\overline{\cos\left(\frac{\pi}{d} z\right)} = \frac{1}{d} \int_{-d/2-p}^{-d/2} \cos\left(\frac{\pi}{d} z\right) dz = \frac{2}{\pi}. \quad (2.87)$$

Подставим (2.87) в (2.86), получим:

$$\frac{\partial u_x}{\partial z} = -\frac{B_{d2}}{c_{44}} m_{dx} m_{dz} + \frac{2}{d} v_{1x}(t). \quad (2.88)$$

Таким образом, мы получаем систему уравнений, состоящую из (2.88), в которой $v_{1x}(t)$ находится из уравнения (2.85), которые необходимы для решения. Аналогичным путем получаем уравнения для Y компоненты. Вывод формул для последнего r-слоя практически полностью повторяет вывод для первого r-слоя. Поэтому приведем тут краткий вывод. Уравнение, для которого будем искать собственные функции:

$$\frac{\partial^2 v_{rx}}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial v_{rx}}{\partial t} - \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 v_{rx}}{\partial z^2} = 0. \quad (2.89)$$

И его граничные условия:

$$\left. \frac{\partial v}{\partial z} \right|_{z=d/2+r}^{z=d/2} = 0. \quad (2.90)$$

Исходя из аналогичных рассуждений, собственные функции получим:

$$Z(z) = \sqrt{\frac{2}{r}} \cos\left(-\frac{\pi n}{r} z + \frac{\pi n d}{r 2}\right). \quad (2.91)$$

Провидя аналогичные рассуждения, что и для 2 предыдущих случаев получим:

$$\frac{\partial^2 v_{1x}}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial v_{1x}}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\pi^2}{r^2} v_{1x} = \frac{4r}{\pi^2} \cdot \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial}{\partial t}\right) \cdot \left(-\frac{B_{r2}}{c_{44}} m_{rx} m_{rz}\right). \quad (2.92)$$

$$\frac{\partial u_x}{\partial z} = -\frac{B_{r2}}{c_{44}} m_{rx} m_{rz} - \frac{2}{r} v_{1x}(t). \quad (2.93)$$

2.3. Приведение уравнений для магнитных и упругих компонент к машинному виду

Для численного решения системы уравнений проведем некоторые преобразования в формулах, на примере 1-го слоя.

Уравнения для намагниченности:

$$\begin{aligned}\frac{\partial m_x}{\partial t} &= -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} [(m_y + \alpha m_x m_z) H_{effz} - (m_z - \alpha m_y m_x) H_{effy} - \alpha(m_y^2 + m_z^2) H_{effx}], \\ \frac{\partial m_y}{\partial t} &= -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} [(m_z + \alpha m_y m_x) H_{effx} - (m_x + \alpha m_z m_y) H_{effz} - \alpha(m_z^2 + m_x^2) H_{effy}], \\ \frac{\partial m_z}{\partial t} &= -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} [(m_x + \alpha m_z m_y) H_{effy} - (m_y - \alpha m_x m_z) H_{effx} - \alpha(m_x^2 + m_y^2) H_{effz}],\end{aligned}\quad (2.94)$$

где эффективные поля можно записать с учетом полученных ранее уравнений:

$$H_{effx} = h_0 \cdot \cos(2\pi ft) - \frac{B_{p2}}{M_0} m_{pz} \frac{\partial u_{px}}{\partial z}, \quad (2.95)$$

$$H_{effy} = h_0 \cdot \sin(2\pi ft) - \frac{B_{p2}}{M_0} m_{pz} \frac{\partial u_{py}}{\partial z}, \quad (2.96)$$

$$H_{effz} = H_0 - 4\pi M_0 m_{pz} - \frac{B_{p2}}{M_0} \left(m_{px} \frac{\partial u_{px}}{\partial z} + m_{py} \frac{\partial u_{py}}{\partial z} \right). \quad (2.97)$$

Где деформация определяется из следующих уравнений:

$$\frac{\partial u_{px}}{\partial z} = -\frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz} + \frac{2}{p} v_{px}, \quad (2.98)$$

$$\frac{\partial u_{py}}{\partial z} = -\frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{py} m_{pz} + \frac{2}{p} v_{py}. \quad (2.99)$$

Неоднородную часть уравнений (2.98) и (2.99) можно представить в следующем виде:

$$v_{px} = X_p + \frac{4p}{\pi^2} \cdot \frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz}, \quad (2.100)$$

$$v_{py} = Y_p + \frac{4p}{\pi^2} \cdot \frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{py} m_{pz}. \quad (2.101)$$

И подставив их в уравнения (2.52) для x и y компоненты, получим упрощенные дифференциальные уравнения второго порядка. Для решения дифференциальных уравнений второго порядка, необходимо разбить их на два

уравнения первого порядка:

$$\frac{\partial X_p}{\partial t} = W_p, \quad (2.102)$$

$$\frac{\partial Y_p}{\partial t} = Q_p, \quad (2.103)$$

$$\frac{\partial W_p}{\partial t} = -2\beta W_p - \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\pi^2}{p^2} X_p - \frac{4}{\rho} \cdot \frac{B_{p2}}{p} m_{px} m_{pz}, \quad (2.104)$$

$$\frac{\partial Q_p}{\partial t} = -2\beta Q_p - \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\pi^2}{p^2} Y_p - \frac{4}{\rho} \cdot \frac{B_{p2}}{p} m_{py} m_{pz}. \quad (2.105)$$

Определив функции X_p и Y_p , мы сможем однозначно определить v_{px} и v_{py} , а как следственно сможем определить упругие смещения для первого слоя:

$$u_x(z, t) = - \left(\frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz} \right) \cdot z + \\ + \frac{d}{2} \cdot \left(\frac{B_{d2}}{c_{44}} m_{dx} m_{dz} - \frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz} \right) + v_{0px}(t) + v_{1px}(t) \cdot \cos \left(\frac{\pi}{p} z + \frac{\pi d}{p 2} \right), \quad (2.106)$$

$$u_y(z, t) = - \left(\frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{py} m_{pz} \right) \cdot z + \\ + \frac{d}{2} \cdot \left(\frac{B_{d2}}{c_{44}} m_{dy} m_{dz} - \frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{py} m_{pz} \right) + v_{0py}(t) + v_{1py}(t) \cdot \cos \left(\frac{\pi}{p} z + \frac{\pi d}{p 2} \right). \quad (2.107)$$

Так же для определения упругого смещения необходимо знать, помимо первого члена ряда Фурье, еще и нулевой v_{0px} и v_{0py} :

$$v_{0px}(t) = X_0 - \frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{px} m_{pz} \frac{p}{2} - \frac{B_{d2}}{c_{44}} m_{dx} m_{dz} \frac{d}{2}, \quad (2.108)$$

$$v_{0py}(t) = Y_0 - \frac{B_{p2}}{c_{44}} m_{py} m_{pz} \frac{p}{2} - \frac{B_{d2}}{c_{44}} m_{dy} m_{dz} \frac{d}{2}. \quad (2.109)$$

Продельвая те же рассуждения, получаем следующие уравнения:

$$\frac{\partial^2 X_{0p}}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial X_{0p}}{\partial t} = 0, \quad (2.110)$$

$$\frac{\partial^2 Y_{0p}}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial Y_{0p}}{\partial t} = 0, \quad (2.111)$$

$$\frac{\partial X_{0p}}{\partial t} = W_{0p}, \quad (2.112)$$

$$\frac{\partial Y_{0p}}{\partial t} = Q_{0p}. \quad (2.113)$$

Аналогичные действия можно проделать с уравнениями описывающими 2-ой и 3-ий слой. Для 2-го слоя уравнения (2.94) – (2.105) аналогичны,

необходимо заменить индекс p , на индекс d во всех коэффициентах уравнений, а также заменить толщину 1-ого слоя p , на толщину 2-ого слоя d . Описывая 3-ий слой, уравнения для намагниченности совпадают с 1-ым и 2-ым слоями, а уравнения для упругих колебаний выглядят следующим образом:

$$\frac{\partial u_{rx}}{\partial z} = -\frac{B_{r2}}{c_{44}} m_{rx} m_{rz} - \frac{2}{r} v_{rx}, \quad (2.114)$$

$$\frac{\partial u_{ry}}{\partial z} = -\frac{B_{r2}}{c_{44}} m_{ry} m_{rz} - \frac{2}{r} v_{ry}. \quad (2.115)$$

Неоднородная часть уравнений (2.98) и (2.99):

$$v_{rx} = X_r - \frac{4r}{\pi^2} \cdot \frac{B_{r2}}{c_{44}} m_{rx} m_{rz}, \quad (2.116)$$

$$v_{ry} = Y_r - \frac{4r}{\pi^2} \cdot \frac{B_{r2}}{c_{44}} m_{ry} m_{rz}. \quad (2.117)$$

X_r и Y_r определяются из уравнений, представленных ниже:

$$\frac{\partial X_r}{\partial t} = W_r, \quad (2.118)$$

$$\frac{\partial Y_r}{\partial t} = Q_r, \quad (2.119)$$

$$\frac{\partial W_r}{\partial t} = -2\beta W_r - \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\pi^2}{r^2} X_r + \frac{4}{\rho} \cdot \frac{B_{r2}}{r} m_{rx} m_{rz}, \quad (2.120)$$

$$\frac{\partial Q_r}{\partial t} = -2\beta Q_r - \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\pi^2}{r^2} Y_r + \frac{4}{\rho} \cdot \frac{B_{r2}}{r} m_{ry} m_{rz}. \quad (2.121)$$

Уравнения для упругих смещений выглядят следующим образом:

$$u_{rx}(z, t) = -\left(\frac{B_{r2}}{c_{44}} m_{rx} m_{rz}\right) \cdot z - \frac{d}{2} \cdot \left(\frac{B_{d2}}{c_{44}} m_{dx} m_{dz} - \frac{B_{r2}}{c_{44}} m_{rx} m_{rz}\right) + v_{0rx} + v_{1rx}(t) \cdot \cos\left(-\frac{\pi}{r} z + \frac{\pi d}{r 2}\right), \quad (2.122)$$

$$u_{ry}(z, t) = -\left(\frac{B_{r2}}{c_{44}} m_{ry} m_{rz}\right) \cdot z - \frac{d}{2} \cdot \left(\frac{B_{d2}}{c_{44}} m_{dy} m_{dz} - \frac{B_{r2}}{c_{44}} m_{ry} m_{rz}\right) + v_{0ry} + v_{1ry}(t) \cdot \cos\left(-\frac{\pi}{r} z + \frac{\pi d}{r 2}\right). \quad (2.123)$$

Нулевой член ряда Фурье:

$$v_{0rx} = -X_{0r} + \frac{B_{r2}}{c_{44}} m_{rx} m_{rz} \frac{r}{2} + \frac{B_{d2}}{c_{44}} m_{dx} m_{dz} \frac{d}{2}, \quad (2.124)$$

$$v_{0ry} = -Y_{0r} + \frac{B_{r2}}{c_{44}} m_{ry} m_{rz} \frac{r}{2} + \frac{B_{d2}}{c_{44}} m_{dy} m_{dz} \frac{d}{2}. \quad (2.125)$$

X_{0r} и Y_{0r} определяются из уравнений

$$\frac{\partial^2 X_{0r}}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial X_{0r}}{\partial t} = 0, \quad (2.126)$$

$$\frac{\partial^2 Y_{0r}}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial Y_{0r}}{\partial t} = 0, \quad (2.127)$$

$$\frac{\partial X_{0r}}{\partial t} = W_{0r}, \quad (2.128)$$

$$\frac{\partial Y_{0r}}{\partial t} = Q_{0r}. \quad (2.129)$$

Таким образом приведена система из 24 уравнений первого порядка для 1 и 3 слоя, и 14 уравнений первого слоя для 2 (центрального слоя). Начальные условия: $m_{px}(0) = 0$; $m_{py}(0) = 0$; $m_{pz}(0) = 1$; $m_{dx}(0) = 0$; $m_{dy}(0) = 0$; $m_{dz}(0) = 1$; $m_{rx}(0) = 0$; $m_{ry}(0) = 0$; $m_{rz}(0) = 1$; $v_{px}(0) = 0$; $v_{py}(0) = 0$; $v_{dx}(0) = 0$; $v_{dy}(0) = 0$; $v_{rx}(0) = 0$; $v_{ry}(0) = 0$; $W_p(0) = 0$; $Q_p(0) = 0$; $W_d(0) = 0$; $Q_d(0) = 0$; $W_r(0) = 0$; $Q_r(0) = 0$; $W_{0p}(0) = 0$; $Q_{0p}(0) = 0$; $W_{0r}(0) = 0$; $Q_{0r}(0) = 0$. В качестве выходных данных нужно найти $m_{px}(t)$; $m_{py}(t)$; $m_{pz}(t)$; $m_{dx}(t)$; $m_{dy}(t)$; $m_{dz}(t)$; $m_{rx}(t)$; $m_{ry}(t)$; $m_{rz}(t)$; и функции (2.106), (2.107), а так же (2.122), (2.123). Чтобы найти смещения на внешних поверхностях структуры надо в формулах (2.106), (2.107), положить $z_1 = -\frac{d}{2} - p$, а в формулах (2.122), (2.123)

положить $z_2 = \frac{d}{2} + r$.

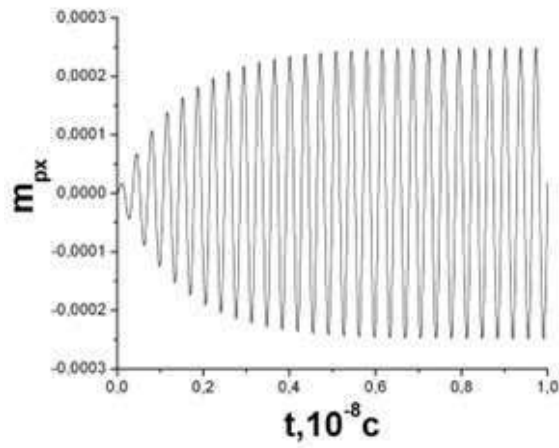
2.4. Сравнение результатов вычислений параметров колебаний слоёв планарных структур с разным количеством слоёв

Система дифференциальных уравнений решалась численно методом Рунге-Кутты-Фельберга 4-5 порядка с переменной длиной шага интегрирования, с перенормировкой намагниченности на каждом шаге. Этот метод давал наиболее устойчивое решение системы дифференциальных уравнений [41-45]. Для моделирования процессов колебаний и сравнения с

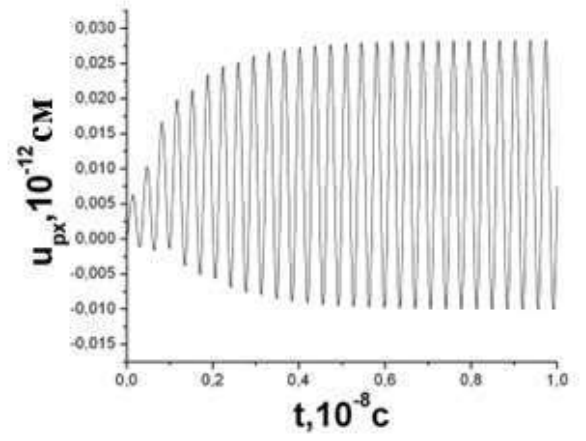
однослойной структурой использовались параметры близкие к параметрам ЖИГ [46-49]. Параметры системы были выбраны следующим образом, для рисунков (2.2) – (2.5): для каждого слоя магнитоупругие свойства одинаковые. $4\pi M_0=1750\text{Гс}$, $B_2=7\cdot 10^6$ эрг·см⁻³, $C_{44}=7,64\cdot 10^{11}$ эрг·см⁻³, плотность вещества была выбрана $\rho=5,17$ г/см⁻³. Параметры затухания были выбраны следующим образом: параметр диссипации для упругой системы $\beta=10^9$ с⁻¹, параметр диссипации для магнитной системы $\alpha=0.04$. Толщина магнитных слоев выбиралась из условия достижения акустического резонанса, на частоте переменного поля. Резонансная частота упругих колебаний для магнитных слоев может быть определена по следующей формуле:

$$\Omega = \frac{\pi}{d} \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}} \quad (3.1)$$

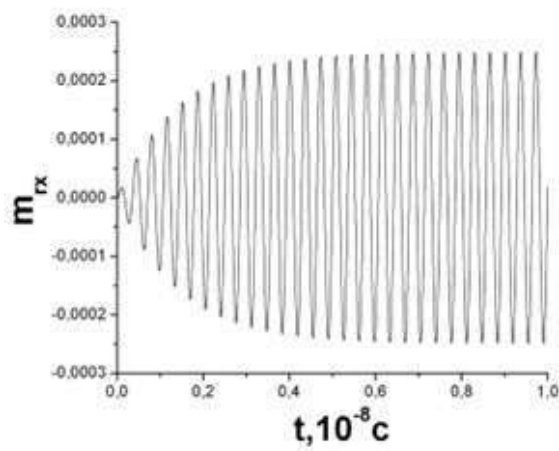
Частота переменного магнитного поля была равна 2.8 ГГц, что соответствует толщине 0.7688 мкм для первой упругой моды. При этом толщины для первого и третьего слоя одинаковые и равны 0.2 мкм, а для промежуточного слоя 0.3688 мкм. Постоянное магнитное поле равнялось $H=2750$ Э амплитуда в линейном режиме была $h_0=0,01$ Э, а в нелинейном $h_0=10$ Э при этом переменное магнитное поле было поляризована по кругу. На рис. 2.2 представлены линейные колебания для x-компоненты намагниченности и упругого смещения, которые были получены в результате численных решений уравнений (для x-компоненты намагниченности и упругого смещения в слое p - и r - слоях структуры при малой амплитуде переменного поля. На рисунках представлены. Ниже представлены графики для тех же параметров для нелинейного случая. Как видно из рис. 2.2-2.3 динамика и частоты магнитных и упругих колебаний совпадают в линейном случае, то есть при малых амплитудах переменного поля $h_0 < 1$ Э, совпадают для каждого отдельного слоя структуры.



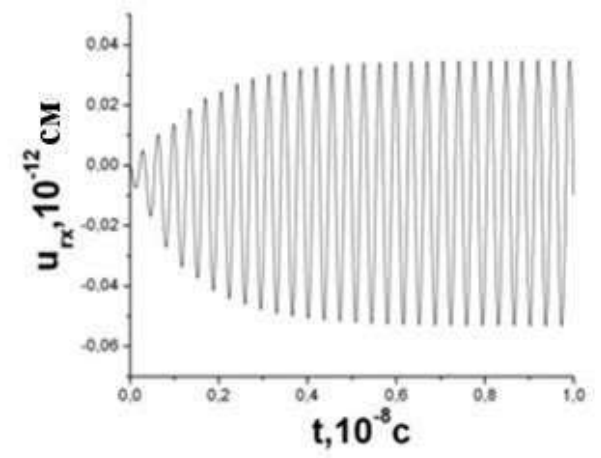
a



б



в



г

Рис. 2.2. Временные зависимости магнитной m_x и упругой u_x компоненты для первого p - слоя (*a*, *б*) и для третьего r - слоя (*в*, *г*). Амплитуда переменного магнитного поля $h_0=0.01$ Э, частота $f=2.8$ ГГц.

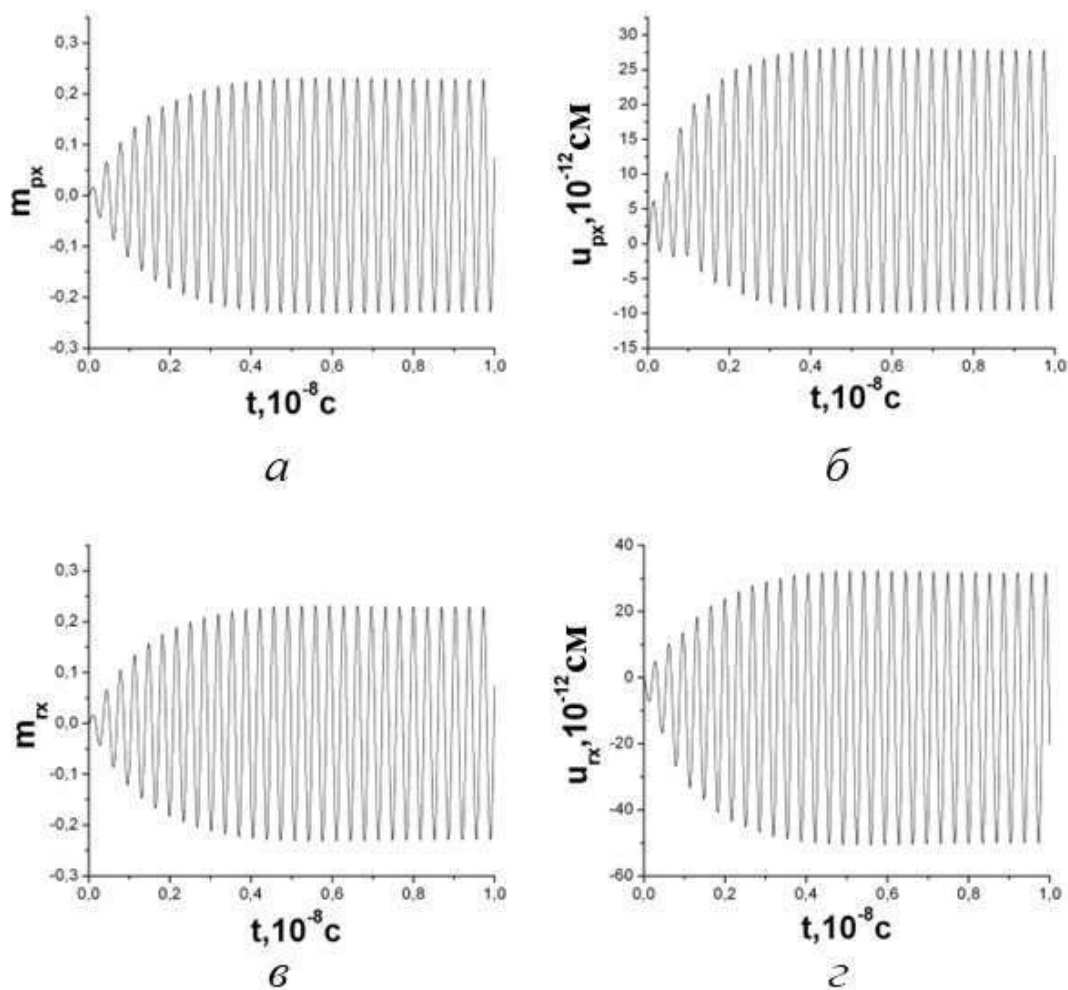


Рис. 2.3. Временные зависимости магнитной m_x и упругой u_x компоненты для первого p -слоя (a , $б$) и для третьего r -слоя ($в$, $г$). $h_0=10$ Э. $f=2.8$ ГГц.

Рассмотрим колебания в однослойной структуре с такими же параметрами материала, как и на рис. 2.2-2.3. Из рис. 2.2 и рис. 2.4 видно, что для однослойной и трехслойной структуры, при одинаковых внутренних параметрах слоёв что магнитные и упругие колебания совпадают как для линейного так для нелинейного случаев. Причем совпадает не только характер магнитных и упругих колебаний, но и численные значения с высокой точностью [82-87]. Следовательно, при одинаковых внутренних параметрах слоёв структуры для всех трёх слоев колебания отдельных слоёв трехслойной структуры совпадают с однослойной пленкой, а значит и система уравнений будет такой же, как и для однослойной структуры.

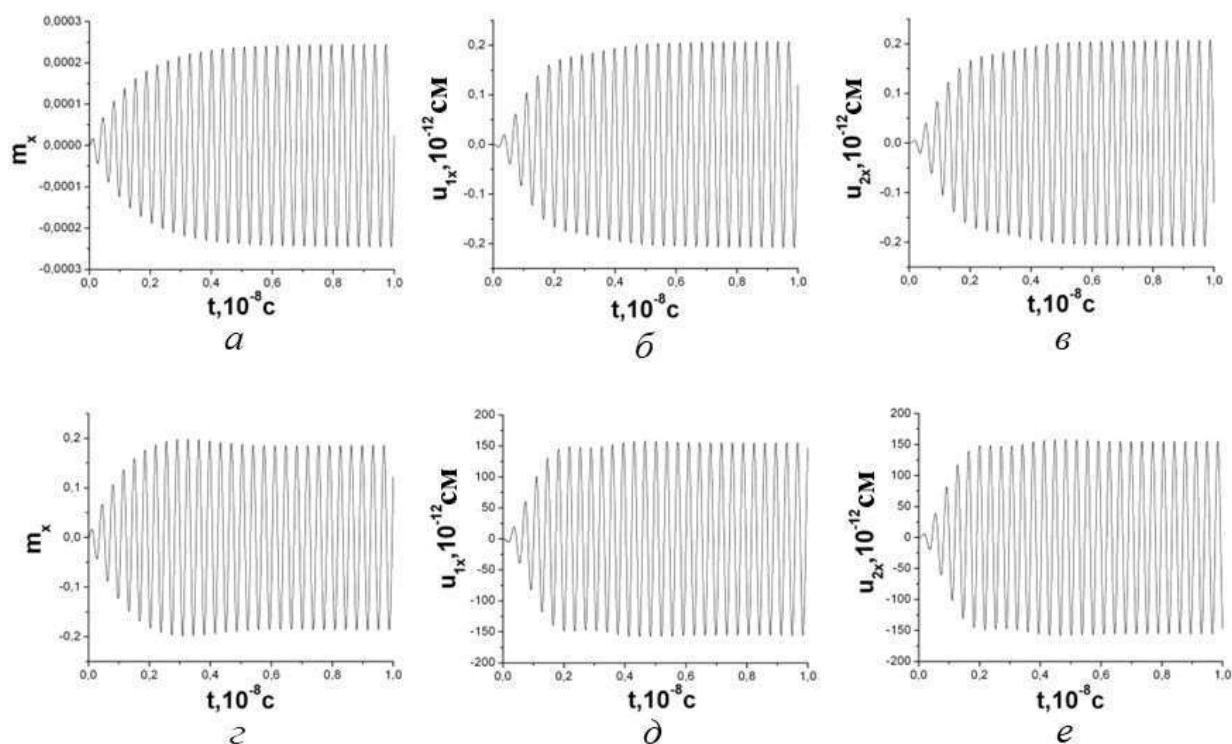


Рис. 2.4. Временные зависимости магнитной m_x и упругой u_x компоненты для г- слоя однослойной структуры при амплитудах переменного поля $h_0=0.01$ Э (а, б, в) и $h_0=10$ Э (з, д, е). $f=2.8$ ГГц.

Далее проведем аналогичное сравнение динамики и параметров колебаний для двухслойной и трехслойной структуры. Параметры для трехслойной структуры были выбраны следующие. Параметр затухания $\alpha=0.02$, постоянное внешнее магнитное поле $H_0=2750$ Э, намагниченность насыщения для р-слоя $M_{ps}=1750$ Гс, для d-слоя $M_{ds}=1900$ Гс, для г-слоя $M_{rs}=1900$ Гс, внешнее переменное магнитное поле $h_0=1$ Э, параметр затухания для упругих смещений $\beta=10^9$ с⁻¹, плотность слоев $\rho=5,17$ г\см³, модуль упругости $C_{44}=7.64 \cdot 10^{11}$ эгр\см³, толщина слоев были одинаковыми и составляли $g+d+p=0.6865$ мкм, сумма толщин всех трех слоев соответствует 1 упругой моде при частоте 2.8 ГГц, магнитоупругие константы $B_{p2}=6.98 \cdot 10^6$ эгр\см³, $B_{d2}=B_{r2}=12.92 \cdot 10^6$ эгр\см³. Ниже представлены рисунки, где менялась толщины каждого из слоев, при этом сумма всех слоев оставалась неизменной.

Измерения упругого смещения происходили на границе слоев и воздуха координаты для первого слоя $z=-d/2-p$, для третьего слоя $z=d/2+r$.

Найдём параметры для расчётов колебаний слоёв двухслойной структуры. Двухслойная пленка состоит из 2 слоев: d и r . Параметр затухания $\alpha=0.02$, постоянное внешнее магнитное поле $H_0=2750$ Э, намагниченность насыщения для d -слоя $M_{ds}=1750$ Гс, для r -слоя $M_{rs}=1900$ Гс внешнее переменное магнитное поле $h_0=1$ Э, параметр затухания для упругих смещений $\beta=10^9$, плотность слоев $\rho=5,17$ гр\см³, модуль упругости $C_{44}=7.64 \cdot 10^{11}$ эгр\см⁻³, толщина слоев были одинаковыми и составляли $r+d=0.6865$ мкм, сумма толщин всех трех слоев соответствует 1 упругой моде при частоте 2.8 ГГц, магнитоупругие константы $B_{d2}=6.98 \cdot 10^6$ эгр\см⁻³, $B_{r2}=12.92 \cdot 10^6$ эгр\см⁻³. Таким образом первый слой в двухслойной структуре соответствует первому слою в трехслойной структуре. Соответственно, второй слой в двухслойной структуре соответствует второму и третьему слою в трехслойной структуре. Ниже представлены рисунки, где менялась толщины каждого из слоев, при этом сумма всех слоев оставалась неизменной. Измерения упругого смещения происходили на границе слоев и воздуха [42–48]. Рисунок 2.11 совпадает по параметрам с рисунками 2.8–2.10.

Из приведенных графиков на рис. 2.5 и рис. 2.6 видно, что колебания в двухслойной пленке и в трехслойной пленке полностью совпадают как по величине, так и по характеру колебаний. Причем при смене толщины второго и третьего слоя в трехслойной пленке, и при условии, что их сумма равна толщине второго слоя в двухслойной пленке, колебания не меняются.

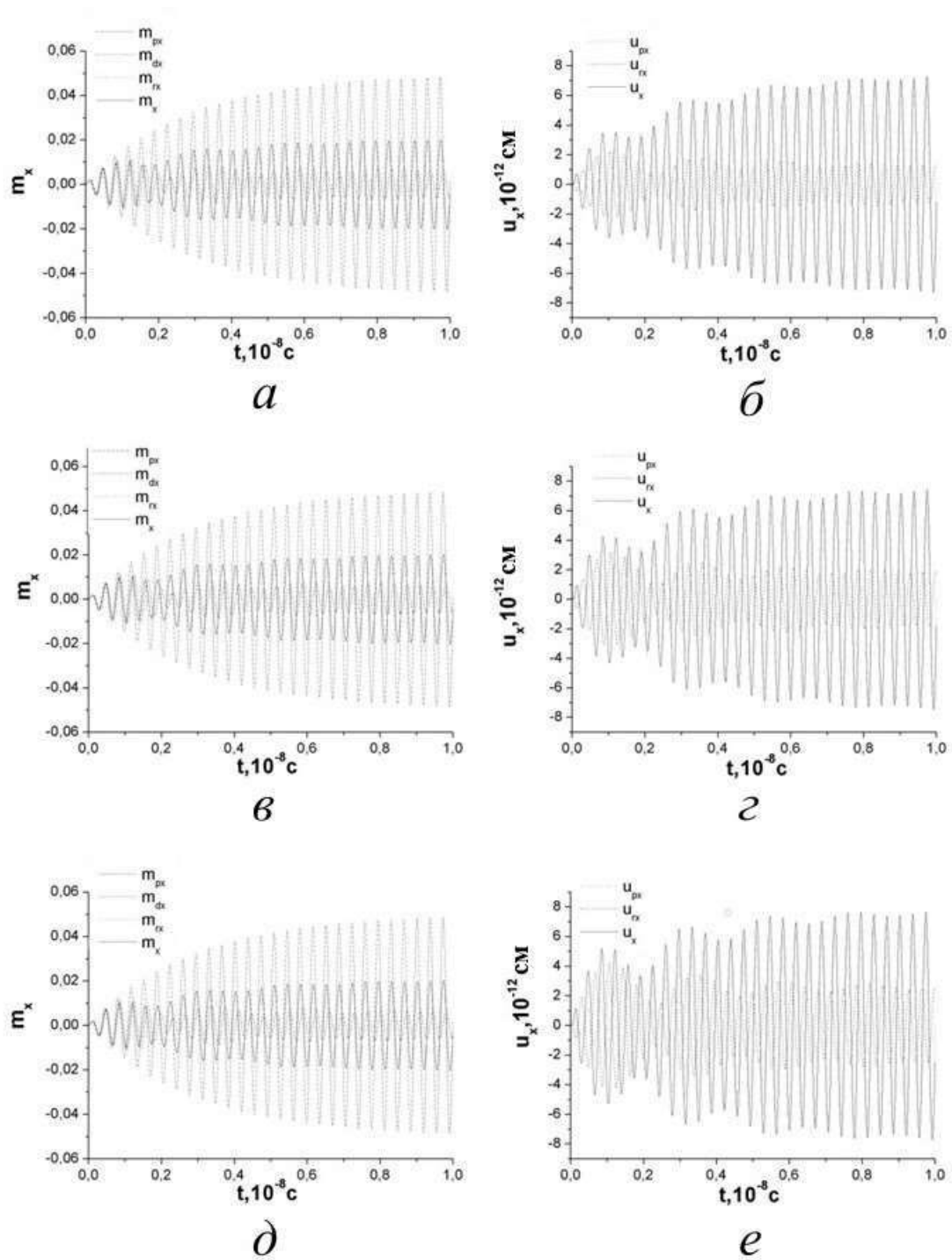
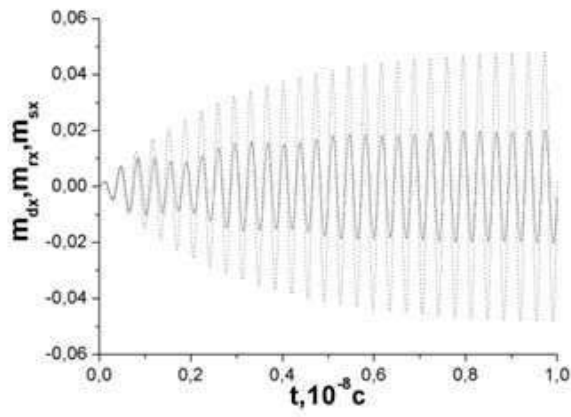
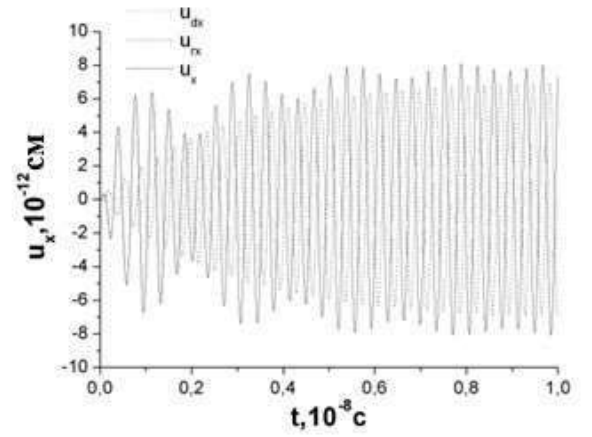


Рис. 2.5. Временные зависимости магнитной m_x и упругой u_x компоненты для слоя трёхслойной структуры при разных соотношениях толщин слоёв: $p=40\%$, $d=30\%$, $r=30\%$ (*a*, *б*); $p=40\%$, $d=20\%$, $r=40\%$ (*в*, *з*), $p=40\%$, $d=10\%$, $r=50\%$ (*д*, *е*). $h_0=1 \text{ Э}$. $f=2.8 \text{ ГГц}$.



a



б

Рис. 2.6. Временные зависимости магнитной m_x и упругой u_x компоненты для слоя двухслойной структуры при соотношениях толщин слоёв $d=40\%$, $r=60\%$. $h_0=1$ Э. $f=2.8$ ГГц.

ГЛАВА 3. АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТНЫХ И УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ СЛОЁВ ТРЁХСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЫ

3.1. Временные зависимости амплитуд магнитных и упругих колебаний слоёв трехслойной структуры

Рассмотрим колебания магнитной и упругой подсистем трехслойной структуры. Сначала проведём анализ магнитных и упругих колебаний слоёв структуры для линейного и нелинейного режимов возбуждения. На рис. 3.1. показаны временные зависимости m_x компоненты намагниченности и u_x компоненты упругого смещения для первого слоя, при линейном (а, б), и нелинейном (в, г), режимах возбуждения гиперзвука. Зависимости были построены при выполнении условий ферромагнитного и акустического резонансов. Внутренние параметры слоёв для расчетов были взяты близкими к параметрам железо-иттриевого граната (ЖИГ): $M_0=139,26$ Гс, $\alpha=0.04$, $\beta=2\cdot 10^9$ с⁻¹, $B_2=13.92\cdot 10^6$ эрг·см⁻³, $C_{44}=7.64\cdot 10^{11}$ эрг·см⁻³, $\rho=5.17$ г/см³. Постоянное магнитное поле было больше поля насыщения и составляло $H_0=2750$ Э. Амплитуда переменного поля при линейном режиме возбуждения составляла $h=1$ Э (рис. 3.1, а, б), а при нелинейном режиме возбуждения амплитуда была равна $h=100$ Э (рис. 3.1, в, г). В линейном случае частота ферромагнитного резонанса может быть определена по формуле Киттеля [5]: $\omega_{res} = \gamma(H_0 - 4\pi M_0) \approx 2.8\cdot 10^8$ с⁻¹. Резонансная частота была равна частоте переменного поля 2.8 ГГц. Толщина магнитных слоев структуры находилось из условия $\Omega=\omega=2\pi f$. При частоте переменного поля для линейного режима возбуждения $f=2.8\cdot 10^8$ с⁻¹ и $d\approx 1.4\cdot 10^{-3}$ см, при частоте поля для нелинейного режима возбуждения $f=3.04\cdot 10^9$ с⁻¹ толщина слоёв была равна $d\approx 0.41\cdot 10^{-3}$ см.

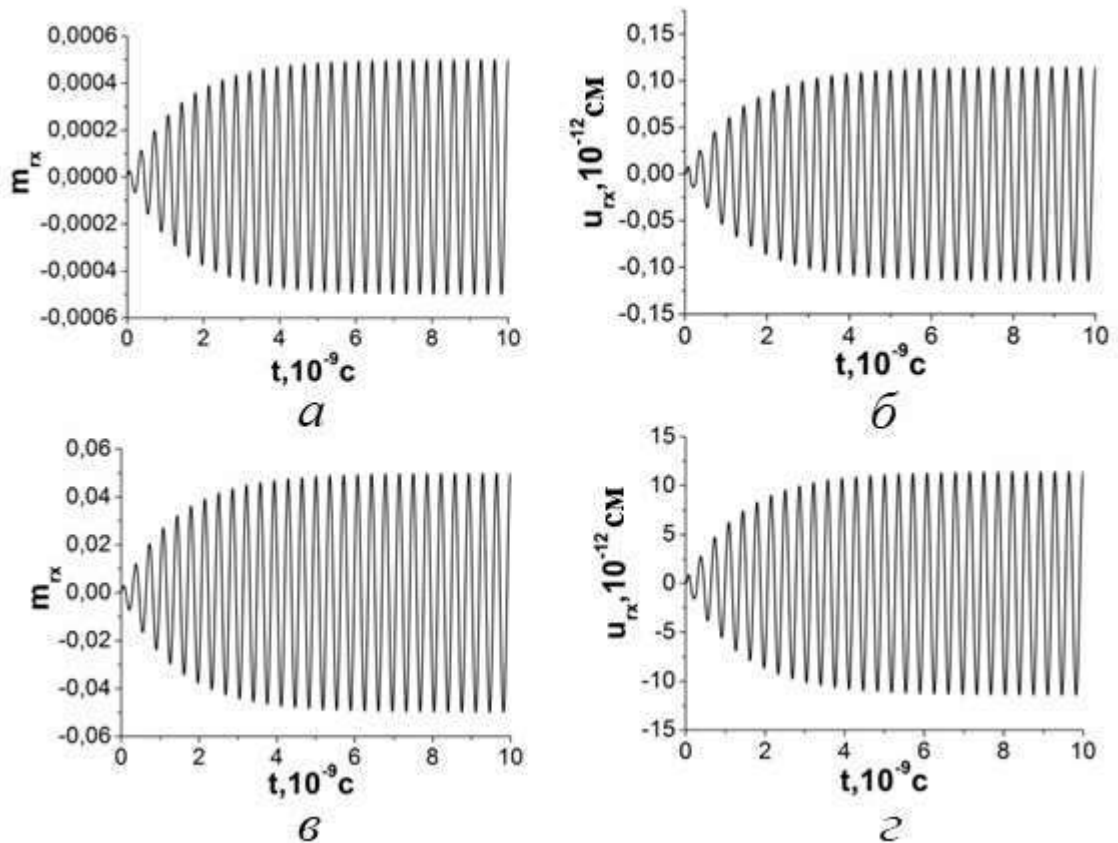


Рис. 3.1. Временные зависимости компоненты намагниченности m_x и компоненты упругого смещения u_x для первого магнитного p -слоя при линейном ($a, б$), и нелинейном ($в, г$) режимах возбуждения. $h=1$ Э ($a, б$), 100 Э ($в, г$), $f=2.8 \cdot 10^8$ Гц. Внутренние параметры слоёв структуры: $\alpha=0.04$; $M_{ps}=M_{ds}=M_{rs}=1750$ Гс; $h_0=1$ Э; $\beta=2 \cdot 10^9$ с $^{-1}$; $\rho=5,17$ г/см 3 ; $C_{44}=7.64 \cdot 10^{11}$ эрг·см $^{-3}$; $r+d+p=0.6865$ мкм; $V_{d2}=V_{r2}=V_{p2}=13.92 \cdot 10^6$ эрг·см $^{-3}$. Постоянное магнитное поле $H_0=2750$ Э.

Из рисунка 3.1 видно, что формы графиков магнитных и упругих колебаний в линейном и нелинейном режимах колебаний не отличается друг от друга, но при этом амплитуды упругих и магнитных колебаний слоёв отличаются в сто раз. Амплитуды магнитных и упругих колебаний линейно увеличиваются с ростом амплитуды поля от 1 до 100 Э.

Хорошо известно [46], что частота ферромагнитного резонанса (ФМР) в нелинейном случае сильно зависит от амплитуды переменного поля и

сдвигается в область высоких частот при увеличении амплитуды поля при данной геометрии задачи [46]. Частота ФМР в нелинейном случае была определена из численных расчетов системы дифференциальных уравнений задачи при отсутствии магнитоупругой связи ($B_2=0$). При расчетах менялось значение частоты переменного поля ω и находилось такое его значение, при котором амплитуда m_x была максимальной. При значении амплитуды переменного поля $h=100$ Э, которое использовалось при построении графиков колебаний рис. 3.1, в, г частота нелинейного ферромагнитного резонанса оказалась равной $\omega_{\text{res}}=3.04 \cdot 10^9$ с⁻¹, значение которого было равно частоте переменного поля [49]. Толщина магнитных слоев находилось из условия $\Omega=\omega$. Если при линейных колебаниях частота ферромагнитного резонанса (ФМР) была сопоставима с частотой акустического резонанса и равна 3 ГГц, то при нелинейных колебаниях частота становится равной 4 ГГц.

Далее рассмотрим амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) для магнитных и упругих колебаний слоёв в трехслойной структуре для различных толщин всех трёх слоев при следующих внутренних параметрах: $\alpha=0.04$; $M_{ps}=M_{ds}=M_{rs}=1750$ Гс; $h_0=1$ Э; $\beta=2 \cdot 10^9$ с⁻¹; $\rho=5,17$ г\см³; $C_{44}=7.64 \cdot 10^{11}$ эрг\см⁻³; $r+d+p=0.6865$ мкм; $B_{d2}=B_{r2}=B_{p2}=13.92 \cdot 10^6$ эрг\см⁻³. Постоянное магнитное поле $H_0=2750$ Э.

Из рис. 3.2. видно, что форма всех кривых АЧХ магнитных колебаний совпадает для разных соотношений толщин слоёв. Форма АЧХ упругих колебаний зависит от толщины каждого слоя, что согласуется с формулами (2.108), (2.124), суммарная же деформация для всей структуры в обоих случаях практически совпадают. Отличие незначительное, и связано с не идеальностью численного метода.

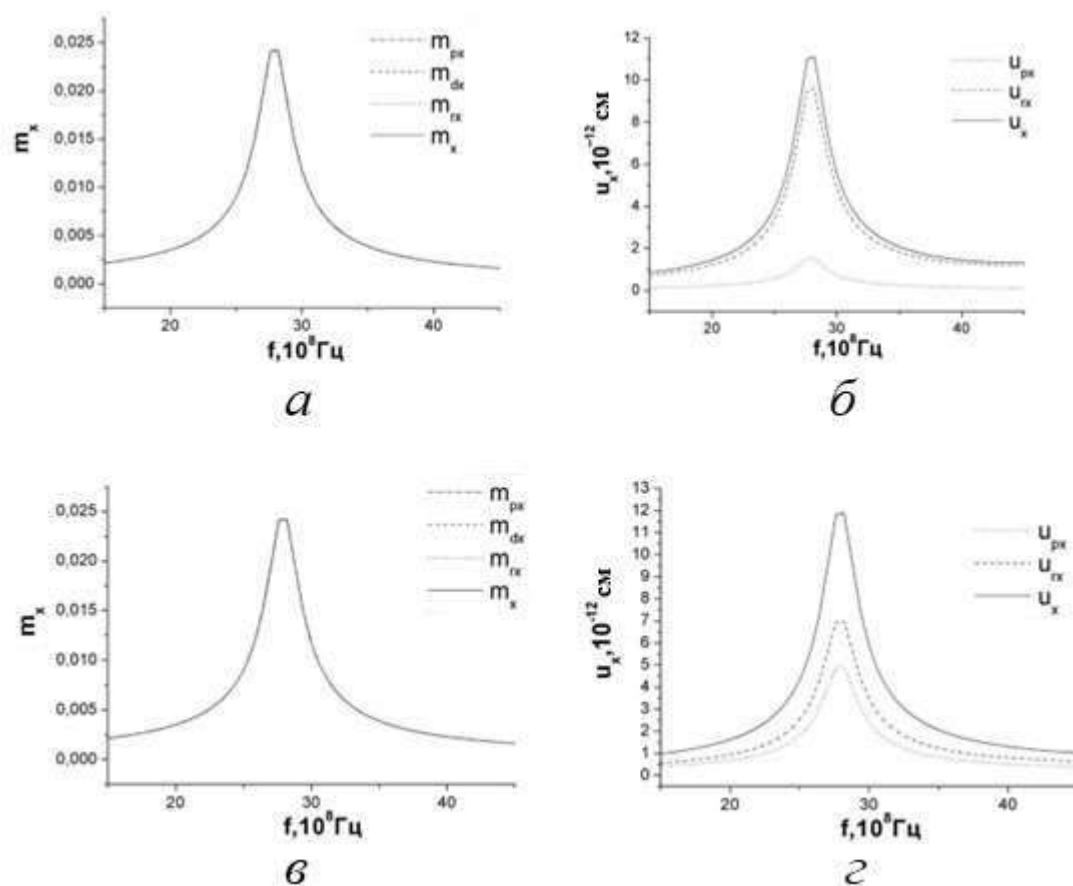


Рис. 3.2. Амплитудно-частотные зависимости магнитных и упругих колебаний слоёв в трехслойной структуре с различной толщиной слоев: $p=10\%$, $d=40\%$, $r=50\%$ (*a*, *б*); $p=30\%$, $d=30\%$, $r=40\%$ (*в*, *з*). $h=1$ Э.

Рассмотрим так же амплитудно-частотные зависимости и для нелинейных колебаний (рис. 3.3.). Возьмём амплитуду переменного магнитного поля $h_0=100$ Э, сравнимую с напряжённостью постоянного магнитного поля. Амплитудно-частотные зависимости для магнитных и упругих колебаний для всех слоёв и разного соотношения толщин имеют одинаковую скалообразную форму, но форма кривых амплитудно-частотных зависимостей при больших амплитудах переменного поля отличается от линейного случая. Частота ферромагнитного резонанса (ФМР) смещается в сторону больших частот по сравнению с линейными колебаниями, что также подтверждается теорией [16, 32, 33, 38]. Если изменить толщину слоев

структуры, то мы увидим следующие графики амплитудно-частотных зависимостей для магнитных и упругих колебаний. В этом случае амплитуда магнитных колебаний не зависит от толщины слоя, а амплитуда упругих смещений для всех слоев зависит от толщины каждого слоя, при этом суммарная амплитуда упругих смещений в обоих случаях практически совпадает, аналогично с линейным случаем.

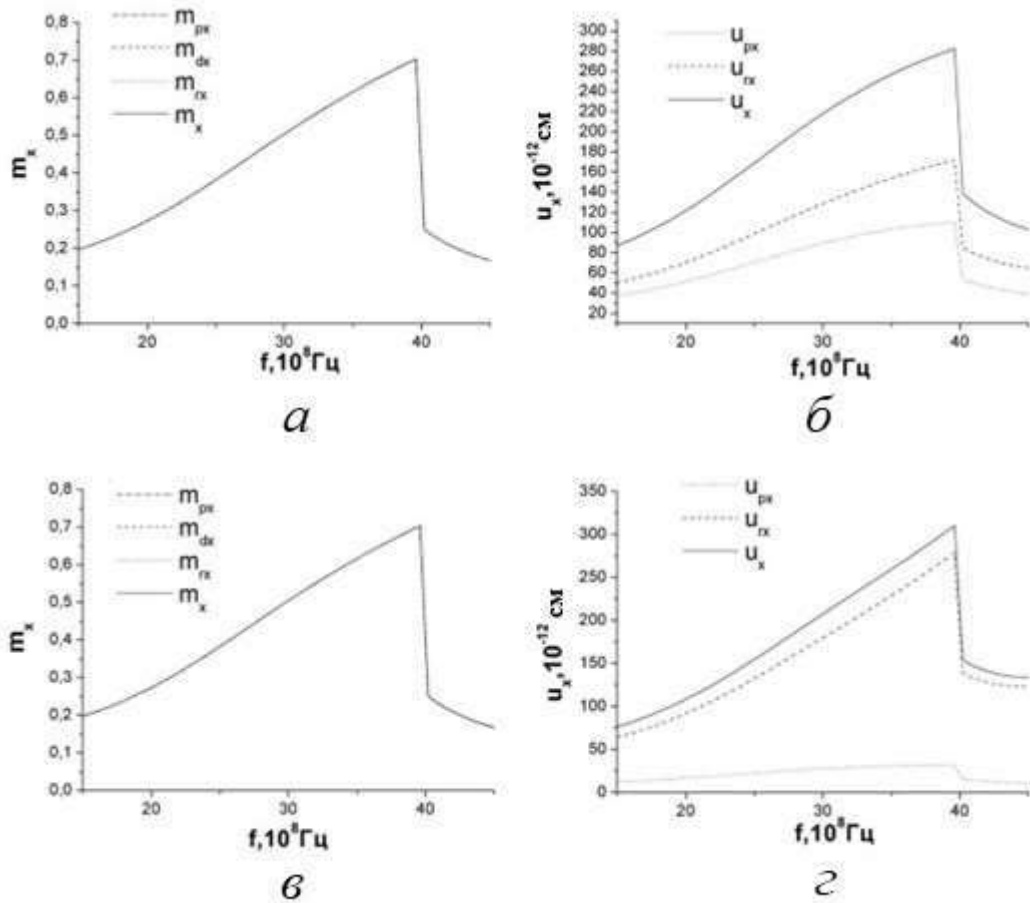


Рис. 3.3. Амплитудно-частотные зависимости для магнитных и упругих колебаний слоёв структуры с относительной толщиной слоев структуры: $p=30\%$, $d=30\%$, $r=40\%$ (*а*, *б*), $p=10\%$, $d=40\%$, $r=50\%$ (*в*, *г*). Внутренние параметры слоёв те же, что и на рис.3.1. $h_0=100 \text{ Э}$.

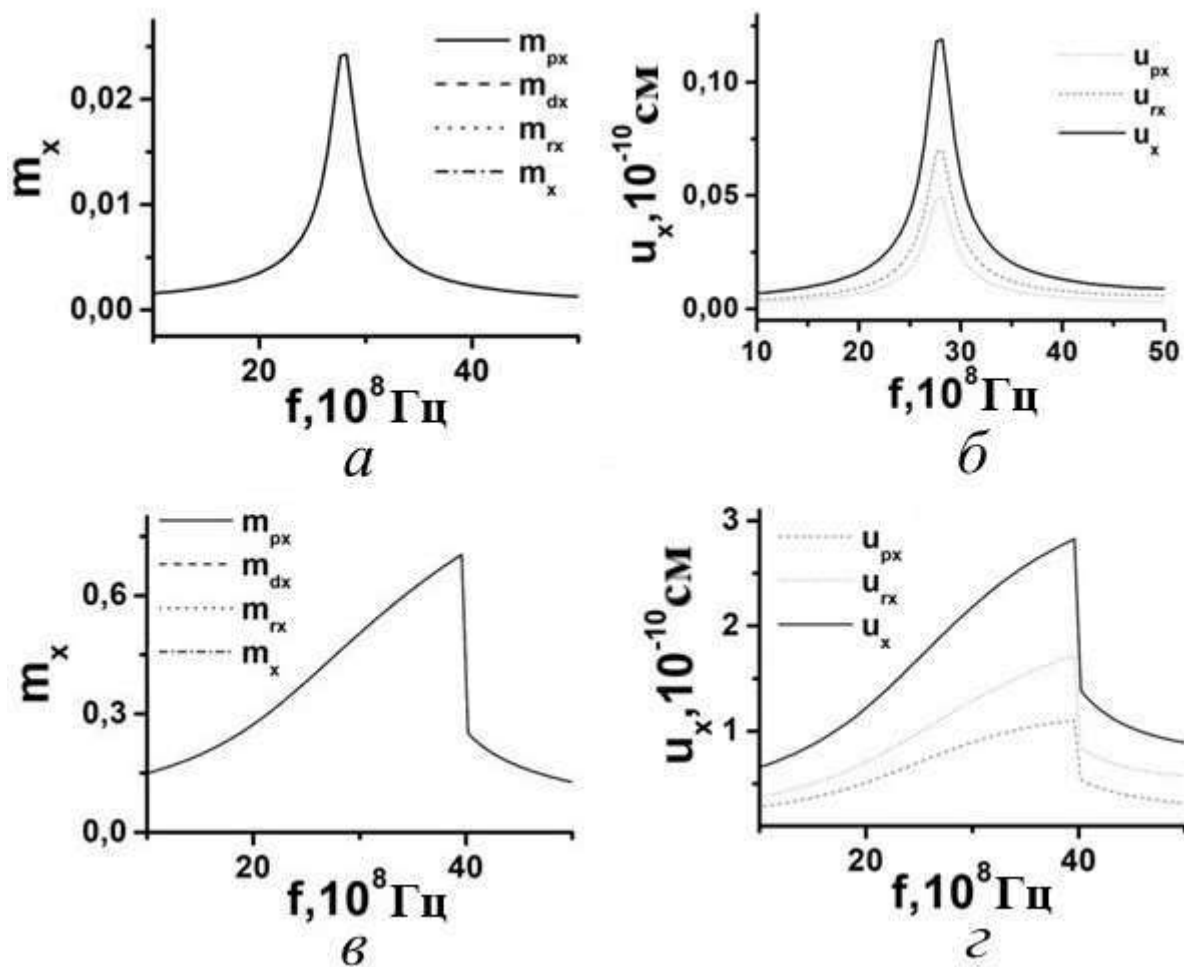


Рис. 3.4. Амплитудно-частотные зависимости амплитуд магнитных компонент m_{px} , m_{rx} и упругого смещения u_{px} , u_{rx} для p , d , r слоёв структуры. Амплитуда переменного поля $h_0 = 1$ Э (верхние рисунки), $h_0 = 100$ Э (нижние рисунки). $H_0 = 190$ Э. $f = 2.8 \cdot 10^8$ Гц. Внутренние параметры слоёв те же, что и на рис. 3.1. Толщины слоёв $p=d=0.1$ мкм, $r=0.48$ мкм.

Также было проведено сравнение амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) магнитных и упругих колебаний слоёв одно-, двух- и трёхслойных структур при одинаковых внутренних и внешних параметрах [87-99]. Как показали исследования, приведённые в работах [87-99], форма графиков временных зависимостей амплитуд и частоты магнитных колебаний слоёв одинаковые для одно-, двух- и трёхслойных структур при их одинаковых внутренних параметрах и параметрах переменного и постоянного магнитного

полей. В то же время упругие колебания сильно зависят от соотношения толщин структур. АЧХ слоёв для различных многослойных структур, так же повторяют свойства для линейного и нелинейного случая. Амплитуда упругих колебаний увеличивается с ростом толщины слоя.

3.2. Временные и частотные зависимости амплитуд магнитных и упругих колебаний слоёв структуры для разных констант магнитоупругой связи

Проведем исследование магнитных колебаний слоя в случае большой разницы константы магнитоупругости, но при сопоставимом внешнем поле с полем размагничивания. Внутренние параметры слоёв структуры были выбраны следующими: параметр затухания $\alpha=0.001$ константы магнитоупругости слоев: $V_{d2}=13.92 \cdot 10^6$ эрг·см⁻³, $V_{p2}=13.92 \cdot 10^5$ эрг·см⁻³, $V_{r2}=13.92 \cdot 10^7$ эрг·см⁻³. Постоянное магнитное поле выбрано таким образом, чтобы оно равнялось полю размагничивания слоёв: $H_0=1750$ Э; $4\pi M_s=1750$ Гс. Переменное поле $h_0=50$ Э. Как видно из рис. 3.5., при увеличении константы магнитоупругой связи на два порядка магнитные колебания становятся не стабильными, а частота прецессионных колебаний уменьшается.

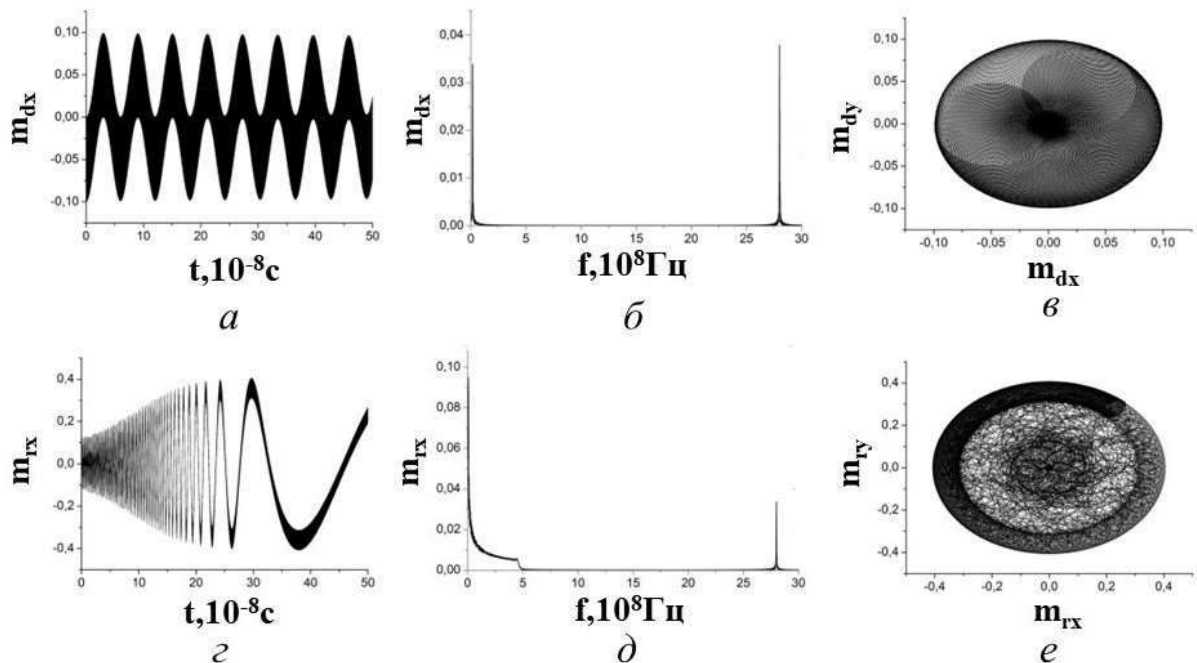


Рис. 3.5. Временные (а, г) и частотные (б, д) зависимости магнитных и упругих

колебаний и портреты (*в*, *е*) слоёв трехслойной магнитной структуры. Магнитоупругие константы слоёв: $V_{d2}=13.92 \cdot 10^6$ эрг·см⁻³, $V_{p2}=13.92 \cdot 10^5$ эрг·см⁻³, $V_{r2}=13.92 \cdot 10^7$ эрг·см⁻³. $h_0=50$ Э.

Далее рассмотрим колебания прецессии для постоянного поля, которое отличается от поля размагничивания на 5 Э. Параметры задачи были выбраны следующие: постоянное магнитное поле $H_0=1755$ Э; поля размагничивания во всех слоях одинаковы $4\pi M_s=1750$ Гс; при этом константы магнитоупругости для всех слоев отличались $V_{p2}=13.92 \cdot 10^5$ эрг·см⁻³, $V_{d2}=13.92 \cdot 10^6$ эрг·см⁻³, $V_{r2}=13.92 \cdot 10^7$ эрг·см⁻³, параметр затухания $\alpha=0,01$, константа затухания упругих колебаний $\beta=2 \cdot 10^9$ с⁻¹, модуль упругости $C_{44}=7.64 \cdot 10^{11}$ эрг·см⁻³, плотность слоев $\rho=5.17$ г/см³. Изучим колебания для малой амплитуды переменного поля $h_0=1$ Э.

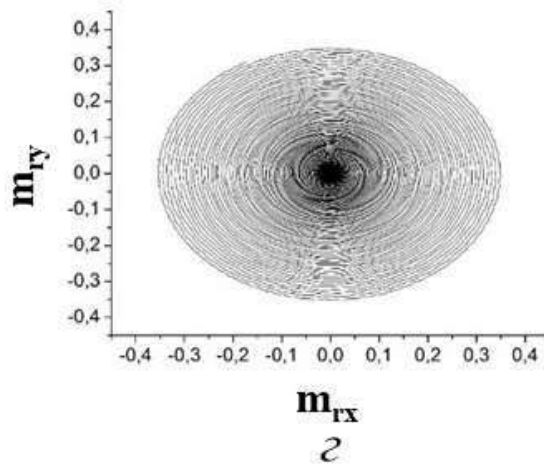
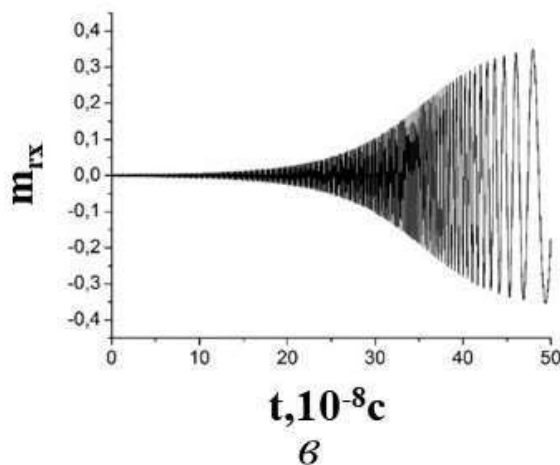
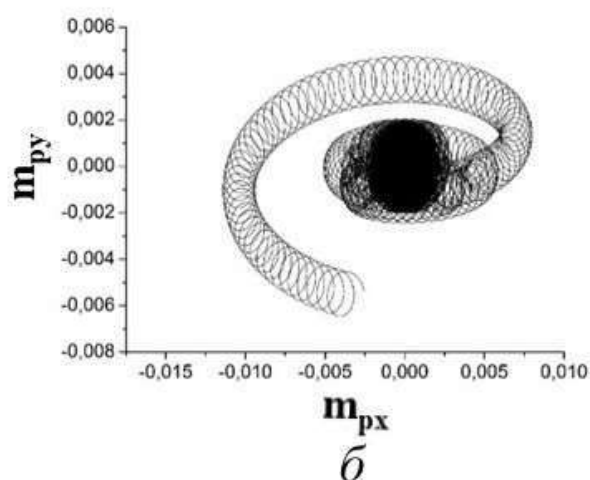
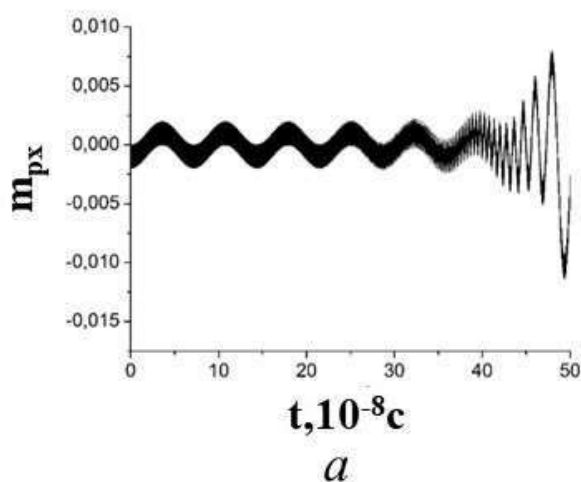


Рис. 3.6. Временные (*а, в*) зависимости магнитных колебаний и портреты (*б, г*) *p*-слоя. Магнитоупругие константы слоёв: $B_{d2}=13.92 \cdot 10^6$ эрг·см⁻³, $B_{p2}=13.92 \cdot 10^5$ эрг·см⁻³, $B_{r2}=13.92 \cdot 10^7$ эрг·см⁻³. $4\pi M_s=1750$ Гс. $H_0=1755$ Э. $h_0=1$ Э.

Как видно из рис. 3.6., наблюдается большая разница между магнитными колебаниями двух слоёв, для которых константы магнитоупругой связи отличаются на два порядка. Магнитные колебания первого слоя с небольшой константой магнитоупругости долго совершают малые колебания, и только через 40 нс начинают расходиться. Для третьего *r*-слоя с большой константой магнитоупругости, расхождение колебаний начинают возникать намного быстрее, то есть через 25 нс.

Если увеличить амплитуду переменного поле до $h_0=10$ Э, то получаются следующие графики временных зависимостей и портреты магнитных колебаний слоёв с сильно отличающимися константами магнитоупругой связи (рис.3.7.). Увеличение амплитуды магнитного поля повлияло на время перехода из одного режима колебаний в другой. Так для первого слоя переход происходит примерно через 35 нс, при этом в третьем слое в этот момент замедляется прецессия, что может служить показателем перекачки энергии из одного слоя в другой.

В заключении этого раздела отметим, что при сильном увеличении амплитуды переменного магнитного поля в первом слое уже не наблюдается ярко выраженного переключения режима колебаний, при этом происходит сильное увеличение времени роста колебаний в третьем слое.

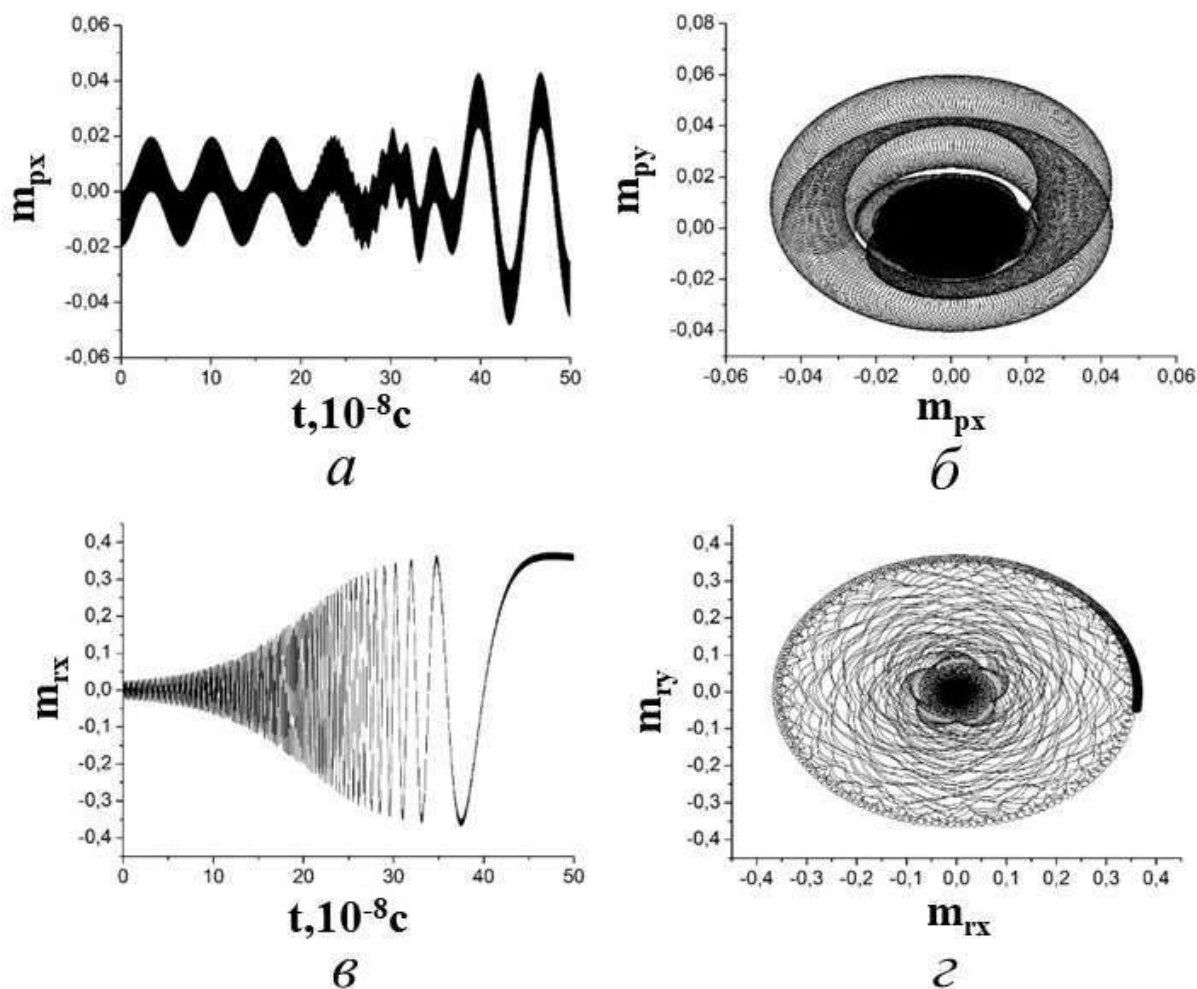


Рис. 3.7. Временные зависимости магнитных колебаний (а, в) и портреты колебаний (б, г) p -слоя. Магнитоупругие константы слоёв: $B_{d2}=13.92 \cdot 10^6$ эрг·см⁻³, $B_{p2}=13.92 \cdot 10^5$ эрг·см⁻³, $B_{r2}=13.92 \cdot 10^7$ эрг·см⁻³. $4\pi M_s=1750$ Гс. $H_0=1755$ Э. $h_0=10$ Э.

3.3. Биения колебаний в магнитной и упругой подсистемах слоёв структуры

Проведём исследования по образованию биений магнитных колебаний в трехслойной структуре. Для решения этой задачи параметры слоёв структуры были выбраны следующими: константа магнитоупругости одинаковая для всех слоев $B_2=13.92 \cdot 10^6$ эрг·см⁻³; поле размагничивания слоёв отличалось на 10 Э: $4\pi M_{op}=1550$ Э, $4\pi M_{od}=1750$ Э, $4\pi M_{or}=1950$ Э; остальные параметры были

следующими: коэффициент затухания упругих колебаний $\beta=2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, модуль упругости $C_{44}=7.64 \cdot 10^{11} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}$, плотность $\rho=5.17 \text{ г/см}^3$, и величина постоянного магнитного поля $H_0=2750 \text{ Э}$. При этом будем менять параметр затухания магнитной подсистемы. Сначала рассмотрим случай переменного поля небольшой амплитуды $h_0=10 \text{ Э}$.

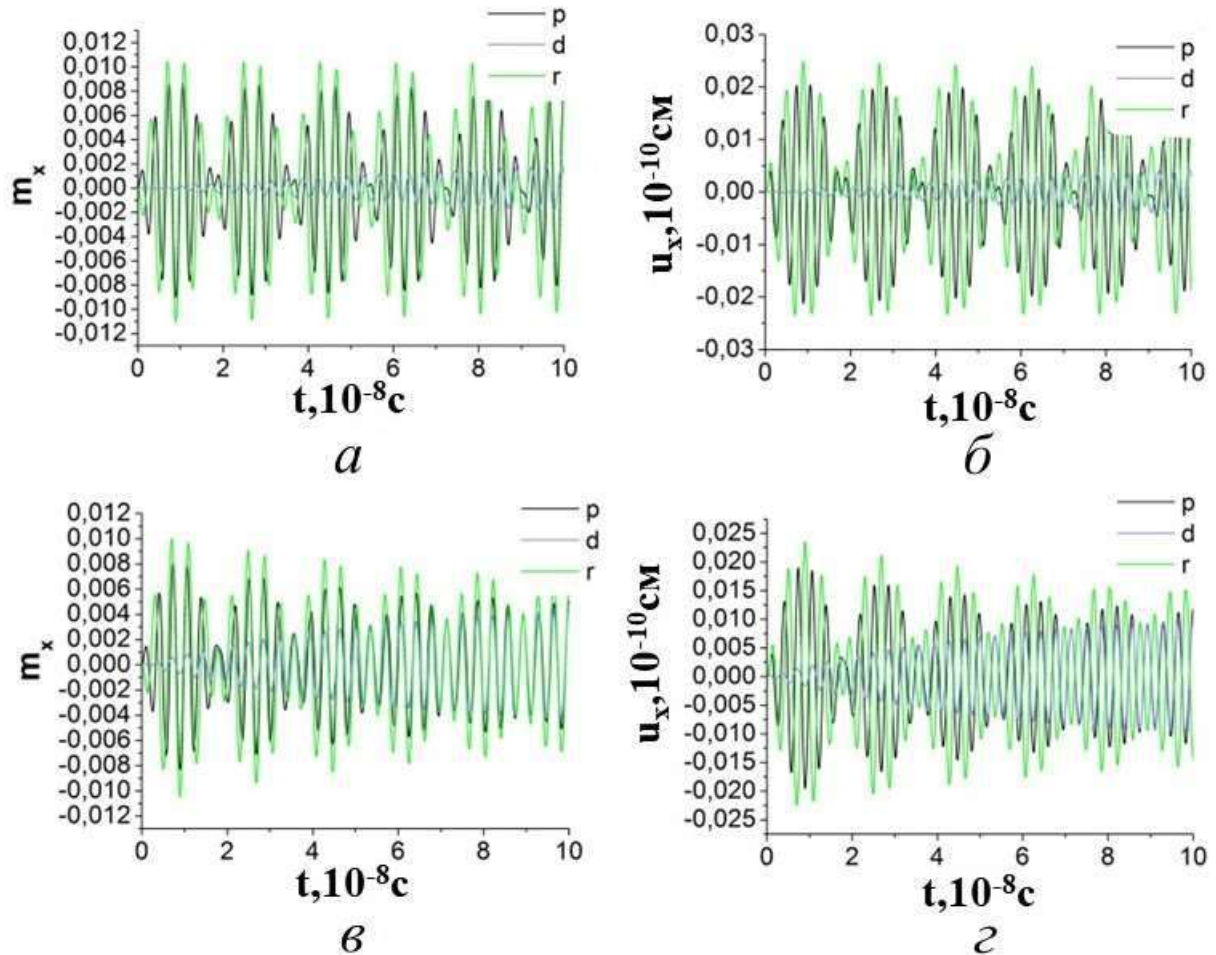


Рис. 3.8. Временные зависимости магнитных колебаний (*a*, *в*) и портреты колебаний (*б*, *г*) *p*-слоя. колебания намагниченности (*a*) и упругого смещения (*б*) в трехслойной магнитной структуре, при параметре затухания: $\alpha=0.001$ (*a*, *б*), 0.01 (*в*, *г*). $h_0=10 \text{ Э}$.

Колебания магнитной и упругой подсистеме представлены на рис. 3.8. при частоте 3 ГГц, биение происходит на частоте примерно в 6 раз меньше, т.е. на частоте 0.5 ГГц. При уменьшении параметра магнитном затухании биение время продолжения биений увеличивается. Если увеличить параметр

затухания, то частота биений не меняется, но при этом сами биения быстро затухают и через 0,1 мкс практически прекращаются.

Рассмотрим биение магнитных колебаний при большой амплитуде переменного поля $h_0=100$ Э.

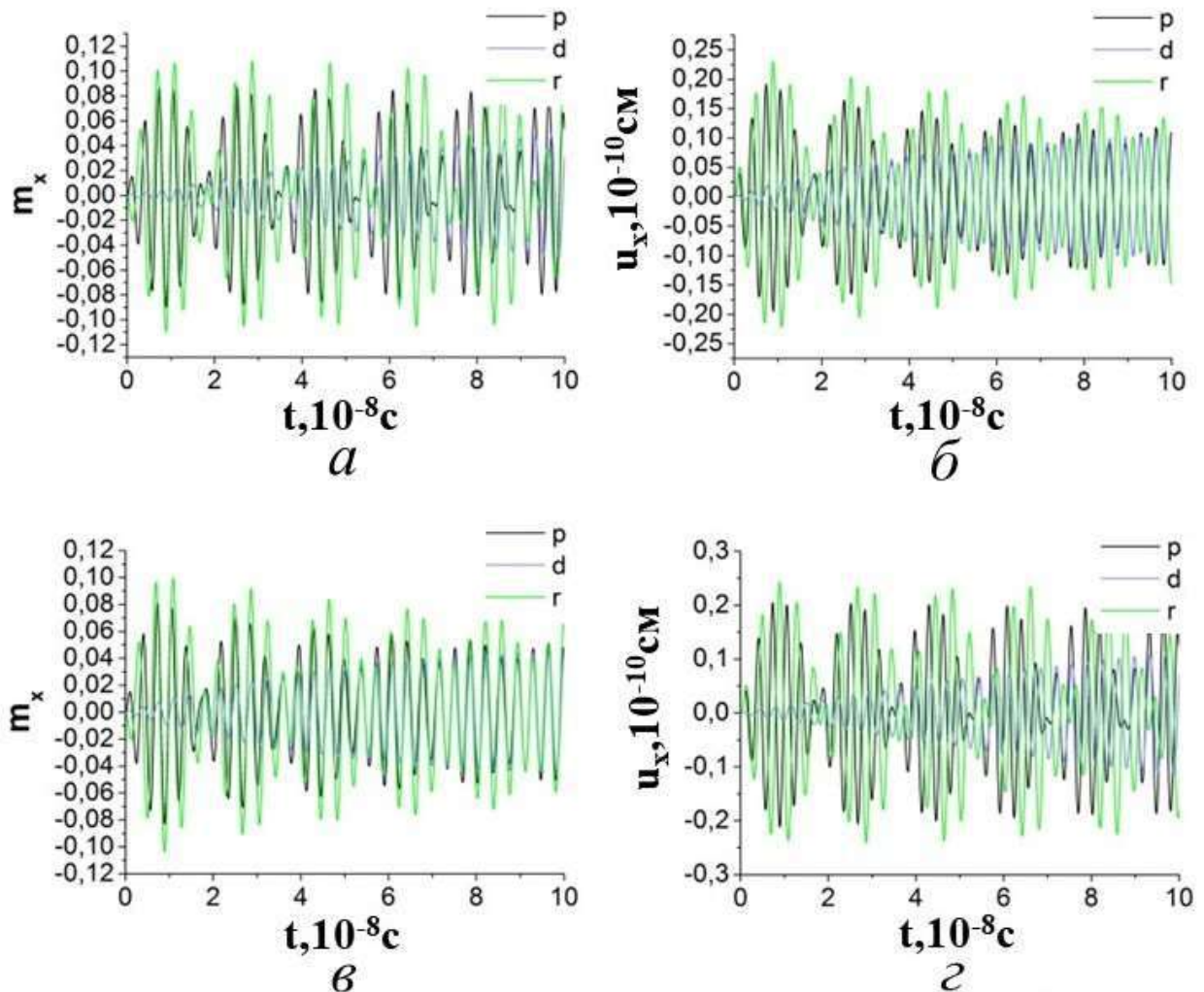


Рис. 3.9. Временные зависимости магнитных колебаний (*a*, *в*) и портреты колебаний (*б*, *г*) *p*-слоя. колебания намагниченности (*a*) и упругого смещения (*б*) в трехслойной магнитной структуре, при параметре затухания: $\alpha=0.001$ (*a*, *б*), 0.01 (*в*, *г*). $h_0=100$ Э.

Из рис. 3.8-3.9 видно, что при увеличении амплитуды переменного поля форма биений в различных слоях отличается, но не значительно. При этом биение упругих колебаний постепенно исчезают, в отличие от магнитных

колебаний. Частота биений, при этом практически не меняется, а изменения становятся заметными через несколько циклов колебаний. При увеличении параметра магнитного затухания биения исчезают с течением времени в магнитной подсистеме, но при этом в упругой подсистеме биение остаются. При сильном увеличении амплитуды переменного магнитного поля до $h_0=200$ Э наблюдается резкое изменение частоты биений для различных слоев структуры. Самая большая частота биений возникает для первого слоя, потом чуть меньше у третьего слоя, и практически в пять раз меньшая частота у среднего слоя. Аналогичные результаты получаются и с упругими колебаниями, хотя биения там затухают намного быстрее. При увеличении параметра затухания, биения магнитных колебаний, как и в предыдущих случаях, постепенно затухают, но при этом остаются ярко выраженными для упругих колебаний. Такое поведение магнитной и упругой подсистемы связано с резкой разницей между полями размагничивания в разных слоях, а также совпадением упругих констант в них [55-58].

ГЛАВА 4. ДИНАМИКА МАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ МАТЕРИАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ СЛОЁВ СТРУКТУРЫ

4.1. Динамика магнитных и упругих колебаний при разных константах магнитной анизотропии

Для дальнейшего улучшения характеристик устройств стрейнтроники необходимо изучать влияние внутренних параметров слоёв структуры, таких как магнитная кристаллографическая анизотропия, на нелинейные магнитные и упругие колебания в многослойных магнитных структурах. В данном разделе приводятся графические результаты численных решений уравнений магнитоупругости с учётом выражений для эффективных полей при разных значениях первой и второй констант магнитной кристаллографической анизотропии r - и p - слоя магнитной трехслойной структуры при возбуждении

её переменным магнитным полем. Все полученные результаты могут быть использованы и для отдельных магнитных плёнок и других слоёв многослойной структуры с учётом заданных внутренних параметров и параметров постоянного и переменного магнитных полей. Толщина слоёв выбиралась с учетом выполнения условий акустического резонанса, когда суммарная толщина всех трёх слоёв структуры равнялась половине длине упругой волны. При расчётах компонент вектора намагниченности предполагалось, что плоскость вращения вектора переменного магнитного поля совпадает с плоскостью слоёв планарной структуры. Постоянное магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости слоёв структуры.

На рис. 4.1 приведены графики временных и частотных зависимостей компонент единичного вектора намагниченности m и упругих смещений u_x , а также портреты магнитных колебаний r -, p - слоёв планарной структуры для разных констант кристаллографической магнитной анизотропии K_1 и K_2 при постоянном магнитном поле $H_0 = 1072$ Э. Значение постоянного магнитного поля выбраны вблизи резонансного поля $H_p = 1172.8$ Э при нулевых константах анизотропии для того чтобы получить максимальные амплитуды магнитных и упругих колебаний. Принадлежность параметров к тому или иному слою обозначался буквой соответствующего слоя r или p в нижнем индексе параметра. Параметр a задавал константы анизотропии r -слоя и являлся множителем к константам анизотропии p -слоя: $K_{1r} = a \cdot K_{1p}$, $K_{2r} = a \cdot K_{2p}$, $K_{1p} = K_{1d} = -1.7 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³, $K_{2p} = K_{2d} = -0.47 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³. Графики зависимостей для r -слоя были получены при значениях параметра $a = 0, 3, 30$. Как видно из рис. 4.1, при малых константах анизотропии колебания магнитной и упругой компоненты происходят синхронно, а изменения амплитуд со временем и спектры колебаний близкие к друг другу. При больших константах магнитной анизотропии наблюдается переориентация вектора намагниченности от оси [001] к оси [111] или так называемое магнитное переключение, которое будет

подробно рассмотрено в 5 главе диссертации. Поэтому в следующих разделах 4 главы при малых константах анизотропии мы будем изучать и описывать только магнитную динамику слоёв структуры.

На рис. 4.1 видны модуляционные колебания с несколькими частотами, период которых уменьшается при росте параметра a от 0 до 3 (a , b , e). При большом параметре магнитной анизотропии $a=3$ модуляционные колебания слабо разделены друг от друга и период модуляционных колебаний, становится близким к периоду собственных магнитных колебаний. При росте параметра a от 0 до 3, время нарастания колебаний уменьшается от 70 до 10 нс. На рис. 4.1, b , e , k , o приведены спектры магнитных колебаний. На спектре магнитных колебаний при нулевом параметре магнитной анизотропии $a=0$ на частотах 2.24 и 2.5 ГГц наблюдается двойной пик не большой амплитуды (b). В постоянном магнитном поле $H_0=1072$ Э и при нулевом параметре анизотропии $a=0$ на частоте пика 2.24 ГГц должно выполняться условие ферромагнитного резонанса: $f_p = 2.22$ ГГц $= \gamma (H_0 - 4\pi M_{0r}) = 2.8 \cdot (1072 - 280)$ МГц, где $\gamma'=2.8$ МГц/Э -гиромангнитное отношение для спина электрона.

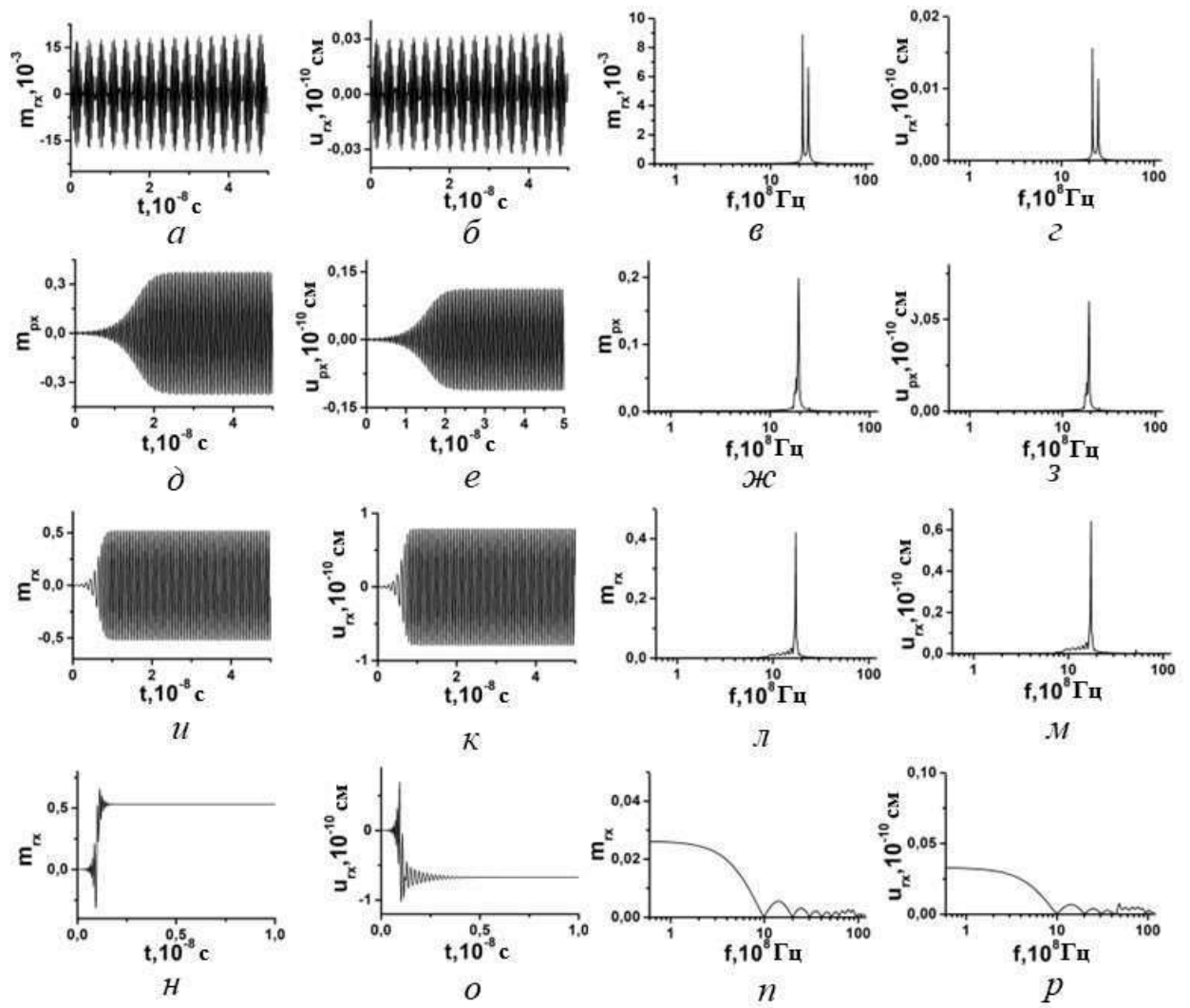


Рис. 4.1. Временные и частотные зависимости компонент магнитных m_{rk} , m_{pk} и упругих колебаний u_{rk} , u_{pk} и портреты колебаний г-и р- слоя структуры при разных параметрах магнитной анизотропии г-слоя а: 0 (а-в), 3 (и-л), 30 (н-р) и константах анизотропии р-слоя: $K_{1p}=K_{1d}=-1.7 \cdot 10^3$ эрг \cdot см $^{-3}$, $K_{2p}=K_{2d}=-0.47 \cdot 10^3$ эрг \cdot см $^{-3}$, $K_{1r}=a \cdot K_{1p}$, $K_{2r}=a \cdot K_{2p}$. При параметрах поля: $f=2.5 \cdot 10^9$ Гц, $h=1$ Э, $H_0=1073$ Э. Внутренние параметры: $4\pi M_{0p}=4\pi M_{0d}=4\pi M_{0r}=280$ Гс, $B_{p2}=B_{d2}=6.96 \cdot 10^6$ эрг/см 3 , $B_{r2}=8.35 \cdot 10^6$ эрг/см 3 , $\alpha=0.1$, $\beta=10^9$ с $^{-1}$, $C_{44}=7.64 \cdot 10^{11}$ эрг \cdot см $^{-3}$, $\rho=5.17$ г/см 3 , $p=d=0.1$ мкм, $r=0.48$ мкм.

При росте параметра a от 0 до 3 амплитуды резонансных магнитных колебаний значительно увеличиваются от 0.001 до 0.5, соответственно, а частоты колебаний смещаются в сторону низких частот от 22 до 18.5 ГГц. При

этом амплитуды магнитных колебаний на частоте переменного поля 2.5 ГГц уменьшаются. Максимальная амплитуда магнитных колебаний соответствует отклонению вектора намагниченности от оси [001] и [111]. Резонансные частоты магнитных колебаний слоёв планарной структуры при росте констант анизотропии слоя линейно уменьшаются, которые можно описать следующим выражением

$$f_p = \gamma' \cdot (H_0 - H_p - |H_a|), \quad (4.1)$$

где $\gamma' = 2.8$ МГц/Э - гиромагнитное отношение для спина электрона, $H_p = 4\pi M_0 = 280$ Э - размагничивающее поле, поле анизотропии r -слоя $H_{ar} = 2a \cdot K_{1p} / M_S = a \cdot H_{ap}$, где a - параметр магнитной анизотропии, H_{ap} - поле анизотропии p -слоя.

4.2. Влияние магнитной кристаллографической анизотропии на динамику магнитных колебаний r -слоя при малом постоянном магнитном поле

В данном разделе приводятся результаты исследований по влиянию первой и второй констант магнитной кристаллографической анизотропии на динамику магнитных колебаний в r -слое магнитной трехслойной структуре.

На рис. 4.2 приведены графики временных и частотных зависимостей компонент единичного вектора намагниченности m , а также портреты магнитных колебаний r -слоя для разных параметров магнитной анизотропии a при малом постоянном магнитном поле $H_0 = 380$ Э, незначительно превышающем поле размагничивания $4\pi M_{0r} = 280$ Э. Эффективное поле без учета поля магнитной анизотропии, действующее на магнитные моменты слоя будет составлять 100 Э. Параметр a являлся множителем к константам анизотропии p -слоя, аналогично разделу 4.1, как и в следующих разделах. Графики зависимостей были получены при значениях параметра $a = 0, 0.1, 0.5, 1.2, 3.0$ (рис. 4.2). На рисунках, размещённых в левой колонке, приведены графики временных зависимостей магнитных колебаний для разных

параметров магнитной анизотропии. Как видно из рисунков левой колонки амплитуды резонансных низкочастотных магнитных колебаний значительно увеличиваются от 0.03 до 0.6 при росте параметра анизотропии a от 0 до 1.2. На рисунках видны модуляционные колебания с несколькими частотами, период которых уменьшается при росте параметра a от 0 до 3. При большом параметре магнитной анизотропии $a=3$ модуляционные колебания слабо разделены друг от друга и период модуляционных колебаний, становится близким к периоду собственных магнитных колебаний. При росте параметра a от 0 до 3, время нарастания колебаний уменьшается от 70 до 7 нс. Следовательно, чем больше константы анизотропии K_{1r} , K_{2r} слоя r , тем меньше время магнитного переключения слоя. В средней колонке рис. 4.2 приведены спектры интенсивности колебаний. На частоте 0.28 ГГц на спектрах наблюдается значительный пик магнитных колебаний.

В постоянном магнитном поле $H_0 = 380 \text{ Э}$ и при нулевом параметре анизотропии $a=0$ на частоте пика 0.28 ГГц должно выполняться условие ферромагнитного резонанса:

$$f_p = 0.28 \text{ ГГц} = \gamma (H_0 - 4\pi M_{0r}) = 2.8 \cdot (380 - 280) \text{ МГц}, \quad (4.2)$$

где $\gamma = 2.8 \text{ МГц/Э}$ - гиромагнитное отношение для спина электрона. При росте параметра a от 0 до 3 амплитуды низкочастотных резонансных магнитоупругих колебаний значительно увеличиваются. В то же время амплитуды высокочастотных магнитоупругих колебаний на частоте переменного поля 2.5 ГГц уменьшаются. При росте параметра магнитной анизотропии a от 0 до 1.2, время нарастания колебаний уменьшаются в 10 раз

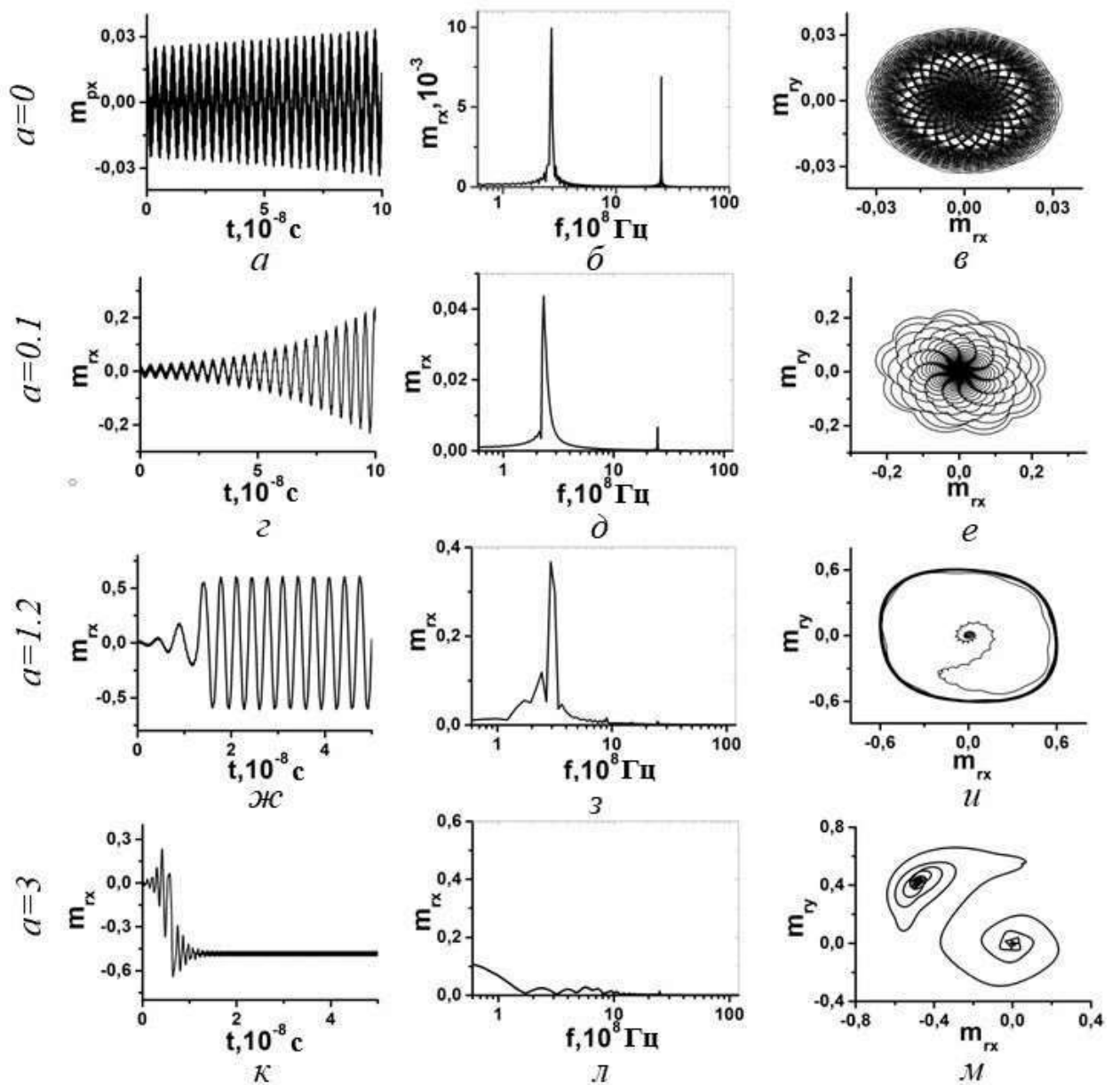


Рис. 4.2. Временные и частотные зависимости m_{rx} и портреты колебаний m_{ry} (m_{rx}) r -слоя структуры от параметра магнитной анизотропии a . Остальные параметры: $4\pi M_{0p}=4\pi M_{0d}=4\pi M_{0r}=280$ Гс, $B_{p2}=B_{d2}=6.96 \cdot 10^6$ эрг/см³, $B_{r2}=8.4 \cdot 10^6$ эрг/см³, $\alpha=0.1$, $\beta=10^9$ с⁻¹, $C_{44}=7.64 \cdot 10^{11}$ эрг·см⁻³, $\rho=5.17$ г/см³, $p=d=0.1$ мкм, $r=0.48$ мкм, $H_0=380$ Э, $h=10$ Э, $f_{\pi}=2.5 \cdot 10^9$ Гц.

от 300 до 30 нс. То есть, чем больше константы анизотропии K_{1r} , K_{2r} слоя структуры, тем меньше время магнитного переключения из одного равновесного состояния к другому состоянию. На рисунках в правой колонке рис. 4.2 показаны портреты колебаний, которые показывают траекторию

движения конца вектора намагниченности слоя в плоскости Oxy . Как видно из портретов колебаний, форма магнитных колебаний при росте параметра анизотропии слоя a от 0 до 1.2 претерпевает существенные изменения. При отсутствии магнитной изотропии ($a=0$), вектор намагниченности движется по спирали, где каждый виток спирали представляет собой ломанную линию с бесконечно большим количеством изломов. Центр спирали совпадает с направлением постоянного магнитного поля или осью Oz . При увеличении параметра анизотропии от 0 до 1.2 количество изломов уменьшается, и каждый виток колебаний превращается в эллипс или в окружность. Расстояние между витками эллипса уменьшается при росте времени наблюдения колебаний, что соответствует максимальному удалению от точки начала колебаний и приближению вектора намагниченности к оси лёгкого намагничивания $[111]$ слоя.

Анализ полученных результатов показывает, что при малых постоянных магнитных полях с ростом констант магнитной анизотропии амплитуда магнитных колебаний растёт и при $a=1.2$ достигает максимальных значений $m_x=0.6$. В этом случае вектор намагниченности при колебаниях вокруг \mathbf{H}_0 приближается к кристаллографической оси $[111]$. Резонансная частота магнитных колебаний с ростом констант магнитной анизотропии уменьшается и при $a=3$ резко падает до нуля. При таком параметре анизотропии $a=3$ наблюдаются в основном низкочастотные колебания вектора намагниченности большой амплитуды, приводящие к переориентации вектора намагниченности от оси $[001] \parallel \mathbf{H}_0$ к кристаллографической оси $[111]$. Около 5 колебаний вектор намагниченности совершает на высокой частоте вначале и в конце переориентации вектора намагниченности. С ростом магнитной анизотропии количество сложных траекторий при движении вектора намагниченности уменьшается и в большем параметре $a=1.2$ остаётся лишь круговые движения большой амплитуды.

4.3. Влияние магнитной анизотропии на динамику колебаний r -слоя при магнитном поле, близком к резонансу

В этом разделе рассмотрено влияние кристаллической магнитной анизотропии на магнитную динамику r -слоя планарной трёхслойной магнитной структуры при постоянном магнитном поле $H_0=1172$ Э, при котором выполняется условие ферромагнитного резонанса при нулевых константах магнитной кристаллографической анизотропии

$$f_p = 2.5 \text{ ГГц} = \gamma (H_0 - 4\pi M_{0r}) = 2.8 \cdot (1172 - 280) \text{ МГц}, \quad (4.3)$$

где $\gamma'=2.8$ МГц/Э -гиромангнитное отношение для спина электрона, $4\pi M_{0r} = 280$ Э -размагничивающее поле. На рис. 4.3 приведены графики временных (левая колонка рисунка) и частотных (центральная колонка) зависимостей компонент единичного вектора намагниченности m , а также портреты колебаний (правая колонка) r -слоя для разных параметров магнитной анизотропии a при постоянном магнитном поле $H_0 = 1172$ Э. Графики зависимостей были получены при значениях параметра $a=0, 0.1, 0.5, 1.2, 3.0$ (рис.4.3).

На рисунках, размещённых в левой колонке, приведены графики временных зависимостей магнитных колебаний для разных параметров магнитной анизотропии. Как видно из этих рисунков, амплитуды резонансных магнитных колебаний на частоте колебаний $f \approx 2.5$ ГГц увеличиваются от 0.11 до 0.45 при росте параметра анизотропии a от 0 до 3. На рисунках видны модуляционные колебания с несколькими частотами, период которых уменьшается от 25 нс до 3 нс при росте параметра a от 0 до 1.2. При большом параметре магнитной анизотропии $a=3$ модуляционные колебания слабо разделены друг от друга и период модуляционных колебаний равный 0.9 нс при $a=3$, становится близким к периоду собственных магнитных колебаний 0.4 нс. При росте параметра магнитной анизотропии, a от 0 до 3, время нарастания колебаний уменьшается от 100 до 8 нс. Следовательно, чем больше константы анизотропии K_{1r}, K_{2r} слоя r , тем меньше время магнитного переключения слоя.

В центральной колонке рис. 4.3 приведены частотные спектры интенсивности колебаний. На частоте поля 2.5 ГГц на спектре при $a=0$ наблюдается острый пик интенсивности магнитных колебаний с амплитудой 0.06. При увеличении параметра магнитной анизотропии a этот пик раздваивается, и наблюдаются два близких пика на частотах 2.4 и 2.55 ГГц. При дальнейшем росте параметра a от 0.1 до 3 частота левого (низкочастотного) пика линейно растёт и становится равной 2 ГГц, а амплитуда пика увеличивается от 0.054 до 0.34.

Правый пик на частоте 2.55 ГГц при увеличении параметра a от 0.1 до 3 не смещается, а амплитуда его уменьшается от 0.022 до 0.001. Запишем резонансную частоту магнитных колебаний при отличном от нуля параметре a или с учётом поля магнитной анизотропии $H_a = a \cdot 2K_{1p} / M_S$ следующим образом:

$$f_p = \gamma' (H_0 - 4\pi M_{0r} - H_a) = 2.5 \text{ ГГц} - \gamma' H_a \quad (4.4)$$

В правой колонке рис. 4.3 показаны портреты колебаний, которые показывают траекторию движения конца вектора намагниченности слоя в плоскости Oxy . Как видно из портретов колебаний, форма магнитных резонансных колебаний при росте параметра магнитной анизотропии слоя a от 0 до 3 не претерпевает существенных изменений. При отсутствии магнитной изотропии ($a=0$), вектор намагниченности движется по спирали, двигаясь постепенно к конечному равновесному положению возле оси [111].

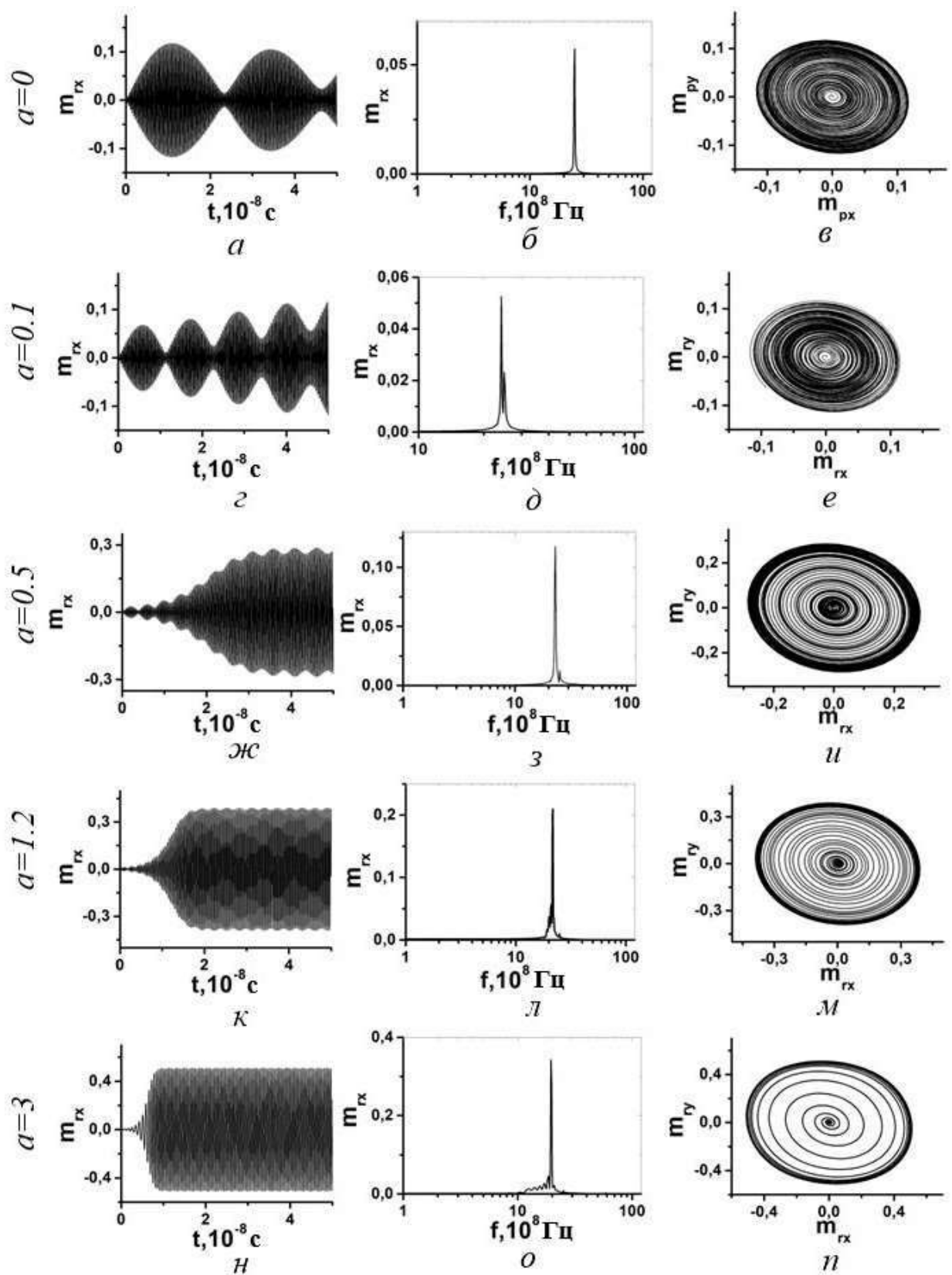


Рис. 4.3. Временные и частотные зависимости m_{tx} и портреты колебаний или $m_{ty}(m_{tx})$ г-слоя структуры от параметра магнитной анизотропии a . Недостающие внутренние параметры слоёв такие же, как для рис. 4.2. $H_0=1172 \text{ Э}$, $h=10 \text{ Э}$, $f=2.5 \cdot 10^9 \text{ Гц}$.

Каждый виток спирали имеет форму эллипса или окружности. Центр спирали совпадает с направлением постоянного магнитного поля или осью Oz . При увеличении параметра анизотропии от 0 до 3 шаг спирали увеличивается, а при приближении к равновесной оси [111], шаг спирали уменьшается и становится бесконечно малым.

В результате получается, что при увеличении параметра анизотропии происходит сдвиг резонансной частоты в область меньших значений, при этом увеличивается амплитуда магнитных колебаний. Так же происходит расщепление основной частоты в сторону увеличения, но при быстрой уменьшении амплитуды магнитных колебаний. При этом сильно уменьшается период модуляционных колебаний. Время установления стабильного режима колебаний уменьшается, в результате чего при параметре $a=3$ достаточно всего несколько витков, чтобы вектор намагниченности начал двигаться в районе равновесной оси [111]. Амплитуда магнитных колебаний при увеличении параметра от 0 до 3, увеличивается кратно, при отсутствии изменений в переменном магнитном поле. Что позволяет увеличить чувствительность реакции пленки к внешнему переменному полю, и более эффективно трансформировать электромагнитную энергию поля в энергию упругих колебаний.

4.4. Влияние магнитной анизотропии на динамику колебаний r -слоя при полях, превышающих резонансное поле

Далее рассматривается влияние кристаллической магнитной анизотропии на магнитную динамику r -слоя планарной трёхслойной магнитной структуры при постоянном магнитном поле $H_0=1280$ Э, которое незначительно превышает резонансное поле при нулевых константах магнитной кристаллографической анизотропии. Значение этого поля при параметре магнитной анизотропии $a=0$ соответствует резонансному

магнитному полю на частоте переменного поля 2.8 ГГц:

$$f_p = \gamma' (H_0 - 4\pi M_{0r} - H_a) = 2.8 \cdot (1280 - 280 - H_{ar}) \text{ МГц} = 2.8 \cdot (1 - H_{ar} \cdot 10^{-3}) \text{ ГГц} \quad (4.5)$$

где $\gamma' = 2.8 \text{ МГц/Э}$ – гиромагнитное отношение для спина электрона, $4\pi M_{0r} = 280 \text{ Э}$ – размагничивающее поле для слоя r , поле анизотропии r -слоя $H_{ar} = 2a \cdot K_{1r} / M_S = a \cdot H_{ar}$, a – параметр магнитной анизотропии, H_{ar} – поле анизотропии r -слоя. На рис. 4.4 приведены графики зависимостей временных и частотных зависимостей компонент единичного вектора намагниченности m , а также портреты колебаний r -слоя для разных параметров магнитной анизотропии a при постоянном магнитном поле $H_0 = 1280 \text{ Э}$, намного большем поля размагничивания $4\pi M_{0r} = 280 \text{ Э}$. При параметре анизотропии $a = 1$ для поля $H_0 = 1280 \text{ Э}$ выполняется условие ФМР: частота поля 2.5 ГГц совпадает с резонансной частотой r -слоя. Графики зависимостей были получены при значениях параметра анизотропии $a = 0, 0.1, 1.2$ (рис. 4.4). На рисунках, размещённых в левой колонке, приведены графики временных зависимостей магнитных колебаний для разных параметров магнитной анизотропии. Как видно из рисунков, при параметрах $a = 0, 0.1$ на фоне магнитных колебаний на частоте поля трудно выделяются магнитные колебания на резонансно частоте 2.8 ГГц. Колебания на частоте поля постепенно уменьшаются, а на резонансной частоте, постепенно увеличиваются. То есть идёт перекачка энергии от переменного поля к резонансным колебаниям. При параметре анизотропии $a = 1.2$ наблюдаются колебания большой амплитуды 0.4, достижимой только при выполнении условий резонанса. На рисунках видны модуляционные колебания с частотами, период которых больше в 5 раз периода колебаний переменного поля. При параметре магнитной анизотропии $a = 1$ наблюдаются модуляционные колебания с разными с частотами, поэтому модуляция слабо выделена. При росте параметра a от 0 до 1, время нарастания резонансных колебаний уменьшается от 60 до 7 нс. В средней колонке рис. 4.4 приведены спектры магнитных колебаний.

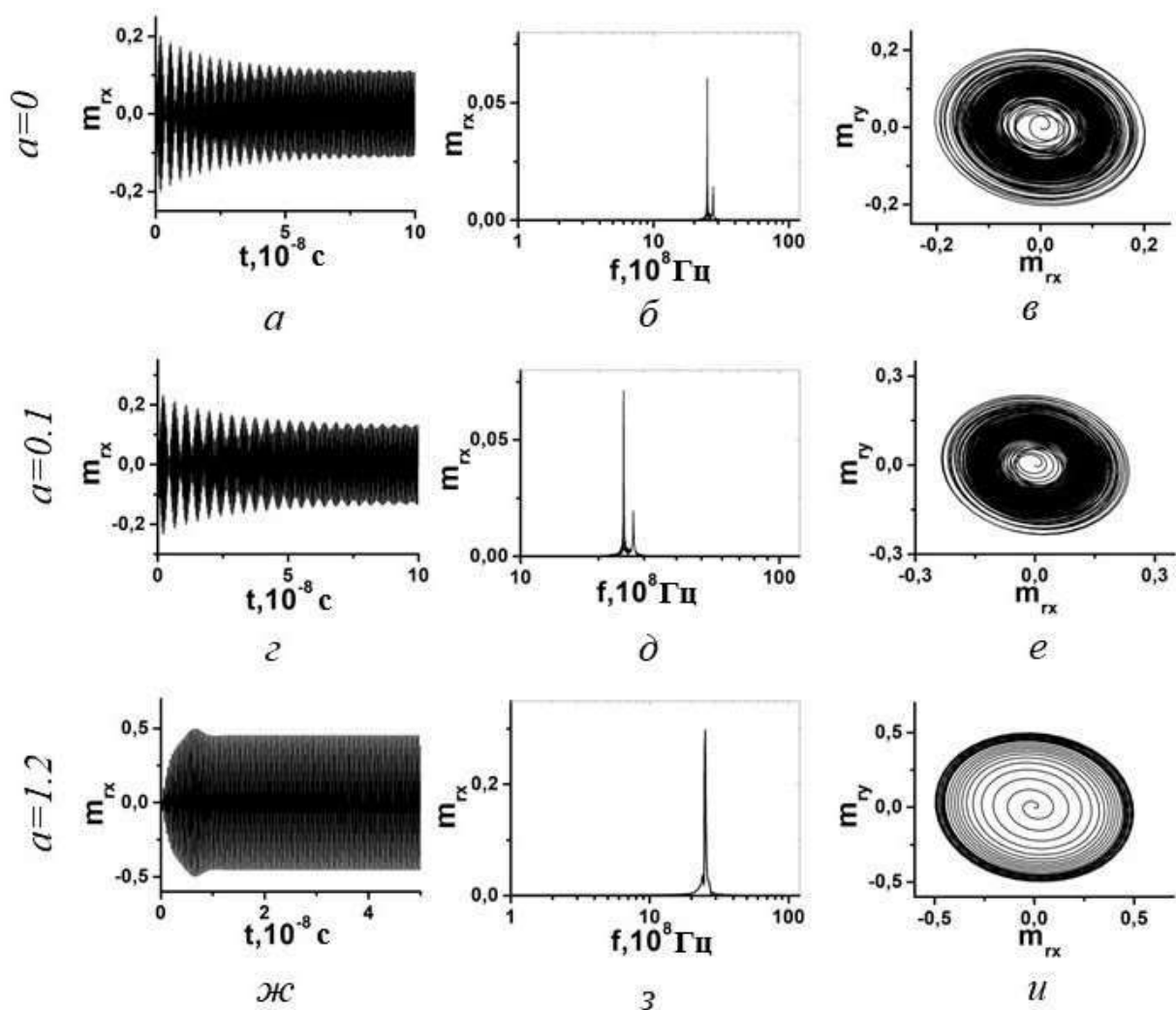


Рис. 4.4. Временные и частотные зависимости m_{gx} и портреты колебаний m_{gy} (m_{gx}) г-слоя при параметре магнитной анизотропии $a=0, 0.1, 1.2$. Недостающие внутренние параметры слоёв такие же, как для рис. 4.2. $H_0=1280$ Э, $h=10$ Э, $f=2.5 \cdot 10^9$ Гц.

При $a=0$ на спектре рис. 4.4 наблюдается два пика: один пик на частоте поля 2.5 ГГц большой амплитуды ($m_{gx} = 0.06$) и второй пик на частоте 2.8 ГГц малой амплитуды ($m_{gx}=0.012$). В постоянном магнитном поле $H_0=1280$ Э на частоте поля 2.5 ГГц при параметре анизотропии $a = 1.2$ выполняться условие ФМР и на спектре наблюдается один пик большой амплитуды ($m_{gx}=0.23$).

На рисунках в правой колонке рис. 4.4 показаны портреты колебаний, которые показывают траекторию движения конца вектора намагниченности слоя в плоскости Oxy . Как видно из портретов колебаний, форма магнитных

колебаний при росте параметра анизотропии слоя a от 0 до 1.2 практически не изменяется. При всех параметрах магнитной изотропии, вектор намагниченности движется по спирали, где каждый виток спирали представляет собой окружность. Центр спирали совпадает с направлением постоянного магнитного поля или осью Oz . Чем больше параметр магнитной анизотропии a , тем меньше оборотов магнитных колебаний совершается между начальным и конечным положением вектора намагниченности. Расстояние между круговыми витками спирали уменьшается при приближении вектора намагниченности к оси лёгкого намагничивания [111] слоя r .

Анализ данных результатов показывает, что при увеличении постоянного магнитного поля, до значения незначительно превышающих поле резонанса намагниченность ведет себя следующим образом: при параметре $a=0$, возникает два ярко выраженные пика в спектре магнитных колебаний, при увеличении этого параметра до значения 1.2 высокочастотный пик сильно уменьшается. При этом увеличение параметра a , также значительно увеличивается и амплитуда намагниченности, при этом время необходимое для того, чтобы колебания перешли в резонансное состояние уменьшается до 7 нс., как следствие количество витков необходимые для этого уменьшается. Таким образом при данных параметрах поля увеличивается амплитуда колебаний, и уменьшается время перехода к резонансным колебаниям.

4.5. Влияние магнитной анизотропии на резонансную частоту и амплитуду магнитных колебаний r -слоя

На рис. 4.5 приведены графики зависимостей резонансных частот и амплитуд колебаний r -слоя от параметра магнитной анизотропии a , который задавал первую K_{1r} и вторую K_{2r} константы магнитной кристаллографической анизотропии r -слоя. Графики зависимостей резонансных частот f_p и амплитуд m_{rx} колебаний r -слоя были построены при следующих значениях параметра

анизотропии $a=0, 0.1, 0.5, 1.2, 3.0$ и при постоянных магнитных полях $H_0 = 1073, 1173, 1280$ Э. Уменьшение резонансной частоты f_p для трёх разных постоянных магнитных полей, связано с уменьшением эффективного магнитного поля, действующего на магнитные моменты r -слоя за счёт роста поля магнитной анизотропии H_a :

$$f_p = \gamma' \cdot (H_0 - H_p - |H_a|), H_a = 2K_1/M_S, K_1 < 0. \quad (4.6)$$

Рост констант магнитной анизотропии r -слоя приводит к линейному уменьшению резонансной частоты магнитных колебаний. При больших константах анизотропии магнитные колебания возбуждаются СВЧ полем только на низких частотах. При параметре анизотропии $a=1$ для поля $H_0 = 1280$ Э выполняется условие ферромагнитного резонанса (ФМР): частота поля 2.5 ГГц совпадает с резонансной частотой r -слоя.

Как видно из рис. 4.5, а, амплитуды магнитных колебаний увеличиваются с ростом параметра анизотропии a для всех постоянных магнитных полей $=1073, 1173, 1280$ Э. Значения этих полей подобраны так, что для поля 1173 Э выполняются условия ФМР: резонансная частота r -слоя при $a=0$ совпадает с частотой поля 2.5 ГГц. Дальнейший рост параметра анизотропии при постоянных полях $H=1073$ и 1173 Э приводит к уходу от резонанса, но амплитуда при этом растёт. Это свидетельствует о том, что чем ниже частота колебаний, тем больше амплитуда колебаний вектора намагниченности в магнитной анизотропной среде. Значения поля 1273 Э подобраны так, что резонансная частота слоя r при $a=0$ равная 2.8 ГГц, то есть выше частоты переменного поля 2.5 ГГц. При параметре анизотропии $a=1.2$ резонансная частота r -слоя совпадает с частотой переменного поля 2.5 ГГц. Поэтому при поле $H=1273$ Э с ростом параметра a от 0 до 1 амплитуда магнитных колебаний увеличивается намного быстрее, чем для других полей $H=1073, 1173$ Э, для которых происходит уход от резонанса с ростом параметра a . Как видно из рис. 5, с ростом параметра анизотропии a от 0.1 до 3 амплитуда магнитоупругих колебаний увеличивается, а резонансная частота колебаний -

уменьшается. Здесь же на рисунке приведены для сравнения экспериментальные зависимости амплитуд сигналов магнитоакустического эха (МАЭ) и резонансной частоты магнитоупругих колебаний частиц порошка состава $Y_3Fe_5Al_1O_{12}$ с размерами 75 мкм от параметра магнитной анизотропии a . Пробирка с частицами помещалась в магнитное поле $H_0 = 840$ Э, частота переменного поля составляла 18 МГц. Экспериментальные данные для амплитуды и резонансной частоты магнитоупругих колебаний частиц железо-иттриевого граната с примесью алюминия $Y_3Fe_5Al_1O_{12}$ взяты из книги [36]. Как видно из рис.4.5, теоретические и экспериментальные кривые хорошо коррелируют между собой, что свидетельствует о том, что выбранная модель для численных расчётов амплитуд магнитоупругих колебаний слоёв структуры является корректной. для ансамбля частиц при на рисунке с ростом параметра анизотропии a от 0.1 до 3 уменьшается, а при очень больших $a > 30$ резко падает до нуля (рис.4.5).

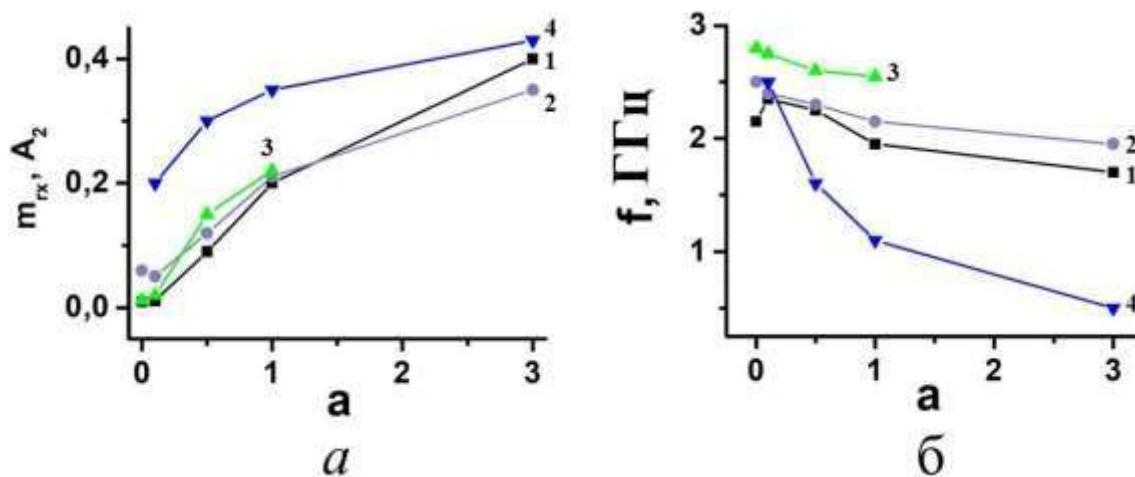


Рис.4.5. Зависимости амплитуд магнитной компоненты m_{rx} , МАЭ A_2 (а) и резонансных частот f_p (б) магнитоупругих колебаний от параметра анизотропии a слоёв и частиц при постоянных магнитных полях H_0 (в Э) = 1073 (1), 1173 (2), 1280 (3), 840 (4). Резонансная частота частиц колебаний умножена на $0.2 \cdot 10^3$.

Получается, что при увеличении констант кристаллографической магнитной анизотропии a амплитуда магнитных колебаний увеличивается, причем при значении постоянного поля $H_0=1273$ Э, рост максимальный, что связано с совпадением резонансной частоты, с частотой переменного поля согласно формуле (4.6).

4.6. Влияние магнитоупругой связи на магнитную динамику r - слоя

В данном разделе приводятся результаты исследований по влиянию константы магнитоупругой связи на динамику магнитных колебаний в r -слое магнитной трехслойной структуре при возбуждении её переменным магнитным полем.

На рис. 4.6 показаны графики зависимостей временных и частотных зависимостей амплитуд магнитных колебаний r -слоя и портреты магнитных колебаний, полученные при разных константах магнитоупругой (МУ) связи $b=0, 3, 30$. Константа b является аналогом константы a , только для магнитоупругой связи: $V_{r2}=\underline{b}\cdot V_{p2}$. Константы анизотропии r -слоя были равны $K_{1r}= 0.1\cdot K_{1d} = -0.17\cdot 10^3$ эрг·см⁻³, $K_{2r}=0.1\cdot K_{2d}$ эрг·см⁻³ = $-0.47\cdot 10^2$, $K_{1p}=K_{1d} = -1.7\cdot 10^3$ эрг·см⁻³, $K_{2p}=K_{2d} = -0.47\cdot 10^3$ эрг·см⁻³. Графики зависимостей $m_{rx}(t)$ и $m_{rx}(f)$ были получены при нахождении слоя r в постоянном магнитном поле $H_0 = 1180$ Э, близком к ферромагнитному резонансу (ФМР) на частоте поля 2.5 ГГц. Как видно из рис. 4.6, a , на временных зависимостях амплитуды компоненты магнитных колебаний r -слоя при нулевом параметре магнитоупругой связи $b=0$, наблюдаются низко- и высокочастотные модуляционные колебания. Амплитуда магнитных колебаний растёт со временем и выходит в насыщении около 100 нс. Частота низкочастотной модуляции в 42 раза меньше частоты переменного поля 2.5 ГГц и составляет 58 МГц. Глубина низкочастотной модуляции составляет 97%. Частота высокочастотной модуляции в 4 раза меньше частоты переменного поля и составляет 0.6 ГГц. Глубина высокочастотной модуляции составляет 14.3%.

При росте параметра магнитоупругой связи $b=3$ амплитуда магнитных колебаний растёт со временем и выходит в насыщение во времена около 80 нс, то есть насыщение колебаний наступает быстрее, чем при $b=0$. Частота низкочастотной модуляции в 24 раза меньше частоты переменного поля 2.5 ГГц и составляет 111 МГц. Глубина низкочастотной модуляции составляет 40%. Частота высокочастотной модуляции в 6 раз меньше частоты переменного поля и составляет 0.66 ГГц. Глубина высокочастотной модуляции составляет 14.3%.

При значительном увеличении параметра магнитоупругой связи до $b=30$ амплитуда магнитных колебаний выходит в насыщение почти сразу же после начала колебаний через 2 нс. Выход в насыщение магнитных колебаний наступает намного быстрее, чем при $b=3$. То есть обмен энергией магнитных колебаний с энергией переменного магнитного за счёт магнитоупругой связи. Частота высокочастотной модуляции в 6 раз меньше частоты переменного поля и составляет 0.66 ГГц. Глубина высокочастотной модуляции мала и составляет всего 6.6 %.

Как видно из рис. 4.6, на частотных зависимостях (спектрах) амплитуд компоненты магнитных колебаний m_{rx} при параметрах магнитоупругой связи $b=0, 3, 30$ r -слоя, находящемся в магнитном поле $H_0=1182$ Э, близкому к полю ФМР. На спектрах магнитных колебаний при разных параметрах $b=0$ наблюдается два пика составляющих колебаний на частотах $f_1=2.45$ и $f_1=2.55$ ГГц. При увеличении параметра МУ связи b от 0 до 30 низкочастотный пик смещается по частоте от 2.45 до 1.9 ГГц. Частоту низкочастотного пика при $b>0$ можно задать уравнением $f_1 = (f_n - b \cdot f_a)$, где $f_n=2.5$ ГГц - частота переменного поля, f_a - частота колебаний в поле магнитной анизотропии. Амплитуда низкочастотных колебаний увеличивается от 0.065 до 0.4 с ростом

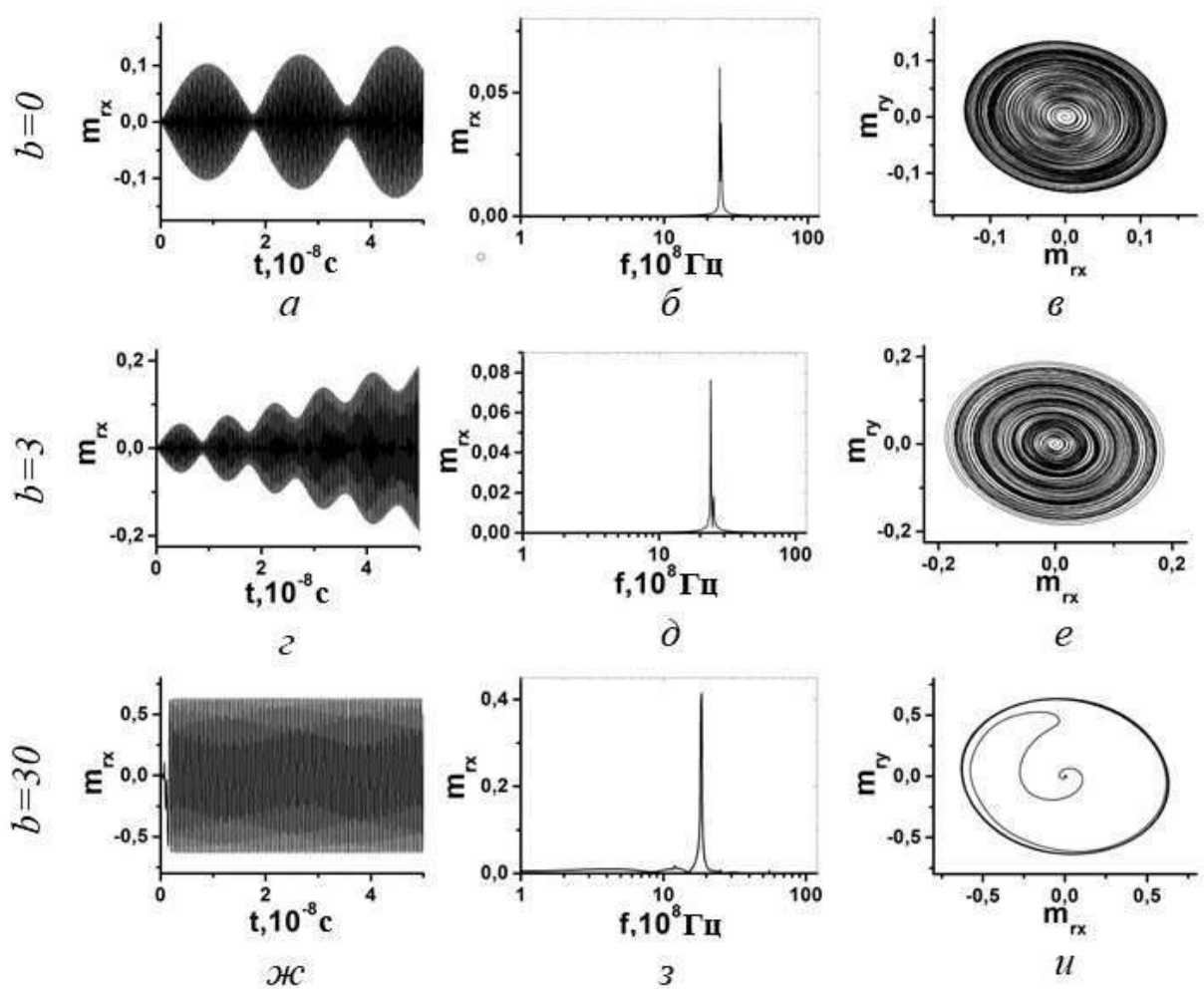


Рис.4.5. Временные и частотные зависимости магнитной компоненты m_{tx} г-слоя и прецессионные портреты при разных параметрах магнитоупругой связи $b=0, 3.0, 30$. г-слой. $V_{r2}=\underline{b} \cdot 6.96 \cdot 10^6$ эрг/см³, $K_{1r}=0.1 \cdot K_{1d}$, $K_{2r}=0.1 \cdot K_{2d}$ эрг·см³. Недостающие внутренние параметры слоёв такие же, как для рис. 4.2. $f_{rr}=2.5 \cdot 10^9$ Гц, $h=1$ Э, $H_0=1180$ Э.

параметра магнитоупругой связи b от 0 до 30 и смещается в сторону низких частот от 2.4 до 1.87 ГГц. Амплитуда и частота высокочастотного пика на частоте $f_2 = 2.55$ ГГц практически остаются неизменными. На рис. 4.6, в, е, и показаны портреты магнитных колебаний, которые показывают траекторию движения конца вектора намагниченности M_r слоя в плоскости Oxy . Как видно из портретов колебаний, форма магнитных резонансных колебаний при росте параметра магнитоупругой связи b от 0 до 30 не претерпевает существенных

изменений. При отсутствии магнитоупругой связи ($b=0$), вектор намагниченности движется по спирали, двигаясь медленно к конечному равновесному положению или к оси [111]. Каждый виток спирали имеет форму эллипса или окружности. Центр спирали совпадает с направлением постоянного магнитного поля или осью Oz . При движении к оси [111] вектор намагниченности проходит несколько промежуточных положений равновесия, около которых вектор остаётся длительное время. Как видно из рис. 4.6, в, может быть, восемь промежуточных положений равновесия. При увеличении параметра анизотропии b от 0 до 3 шаг спирали увеличивается (рис. 4.5, в, г, д), а при приближении к равновесной оси [111], шаг спирали резко уменьшается и становится бесконечно малым. Анализ результатов показывает, что частота колебаний смещается в область низкочастотных колебаний с ростом константы магнитоупругости, при этом амплитуда таких колебаний увеличивается. Также время, необходимое для насыщения при $b=30$ становится около 2 нс., что составляет примерно два витка в портрете магнитных колебаний. Расчеты показывают, что магнитоупругие константы влияют на амплитуду колебаний и время насыщения слабее, чем константа анизотропии. Таким образом энергия внешнего магнитного поля перераспределяется не так эффективно, как в случае анизотропии.

ГЛАВА 5. СВЧ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В МАГНИТНОЙ И УПРУГОЙ ПОДСИСТЕМАХ ТРЕХСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЫ

5.1. Динамика магнитных и упругих колебаний в области магнитной переориентации

Для дальнейшего улучшения характеристик устройств стрейнтроники необходимо изучать нелинейные магнитоупругие эффекты в многослойных магнитных структурах. Новые эффекты могут быть выявлены, например, с помощью моделирования СВЧ динамики переключения магнитных и упругих состояний в планарной трехслойной магнитной структуре при возбуждении её СВЧ магнитным полем. Моделирование переключений магнитных и упругих состояний в трёхслойной структуре позволяет определить амплитуды переменного и постоянного магнитных полей, значений материальных параметров слоёв, при которых наблюдается эффект переключения. Упругая подсистема слоёв играет большую роль в условиях магнитной переориентации. Без наличия упругих колебаний в слое магнитная переориентация (или СВЧ магнитное переключение) не наблюдается. Как видно из рис. 5.1, 5.2 временные и частотные зависимости магнитных и упругих колебаний в области магнитной переориентации близки к друг другу при малых амплитудах переменного магнитного поля $h_0 < 10$ Э. В спектрах есть различие между упругими и магнитными колебаниями только при больших амплитудах переменного поля. При малой амплитуде поля $h_0 = 1$ Э как амплитуды магнитных, так и амплитуды упругих колебаний на низкой частоте $f = 10$ МГц и на высокой частоте $f = 2.5$ МГц отличаются более чем на два порядка (рис. 5.1). При большой амплитуде поля $h_0 = 10$ Э амплитуды магнитных колебаний на низкой частоте $f = 10$ МГц и на высокой частоте $f = 2.5$ МГц отличаются более чем на два порядка (рис. 5.2). В то же время при этой же амплитуде поля $h_0 = 10$ Э амплитуды упругих колебаний на низкой частоте $f = 10$ МГц и на высокой частоте $f = 2.5$ МГц одного порядка (рис. 5.2). При малых постоянных магнитных полях, меньших поля размагничивания и при

определённых константах магнитной кристаллографической анизотропии, совпадающей с константами железо-иттриевого граната наблюдается переориентация вектора намагниченности от кристаллографической оси [001] к оси [111] или так называемое магнитное переключение. В области магнитного переключения временная и частотная динамика магнитной и упругой подсистем совпадают. Поэтому в следующих разделах 5 главы при описании СВЧ магнитного переключения в слоях планарной трёхслойной

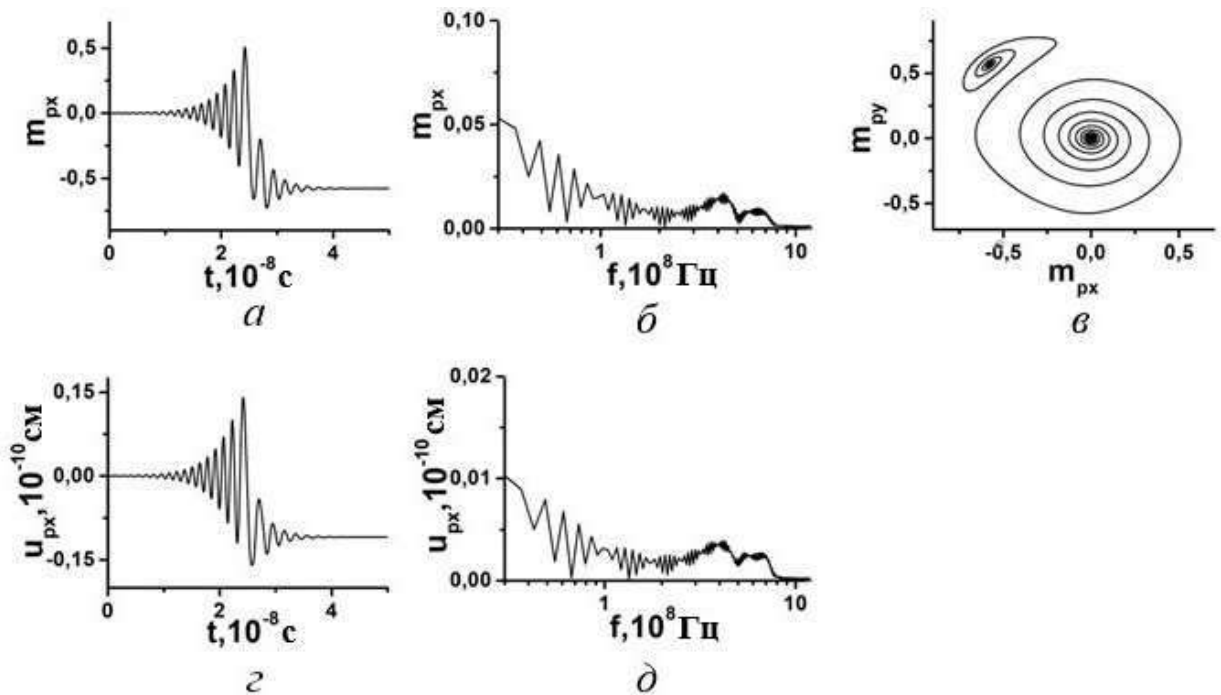


Рис. 5.1. Временные (а, г) и частотные (б, д) зависимости магнитной m_{px} и упругой компоненты u_{px} p -слоя и портрет магнитных колебаний (в). $h_0 = 1$ Э. $f = 2.5 \cdot 10^9$ Гц. $H_0 = 170$ Э. Внутренние параметры p -слоя: $4\pi M_{0p} = 280 \text{ Гс}$, $V_{p2} = 6.96 \cdot 10^6$ эрг/см³, $K_{1p} = -1.7 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³, $K_{2p} = -0.47 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³, $\alpha = 0.1$, $\beta = 10^9 \text{ c}^{-1}$, $C_{44} = 7.64 \cdot 10^{11}$ эрг·см⁻³, $\rho = 5.17$ г/см³, $p = d = 0.1$ мкм, $r = 0.48$ мкм.

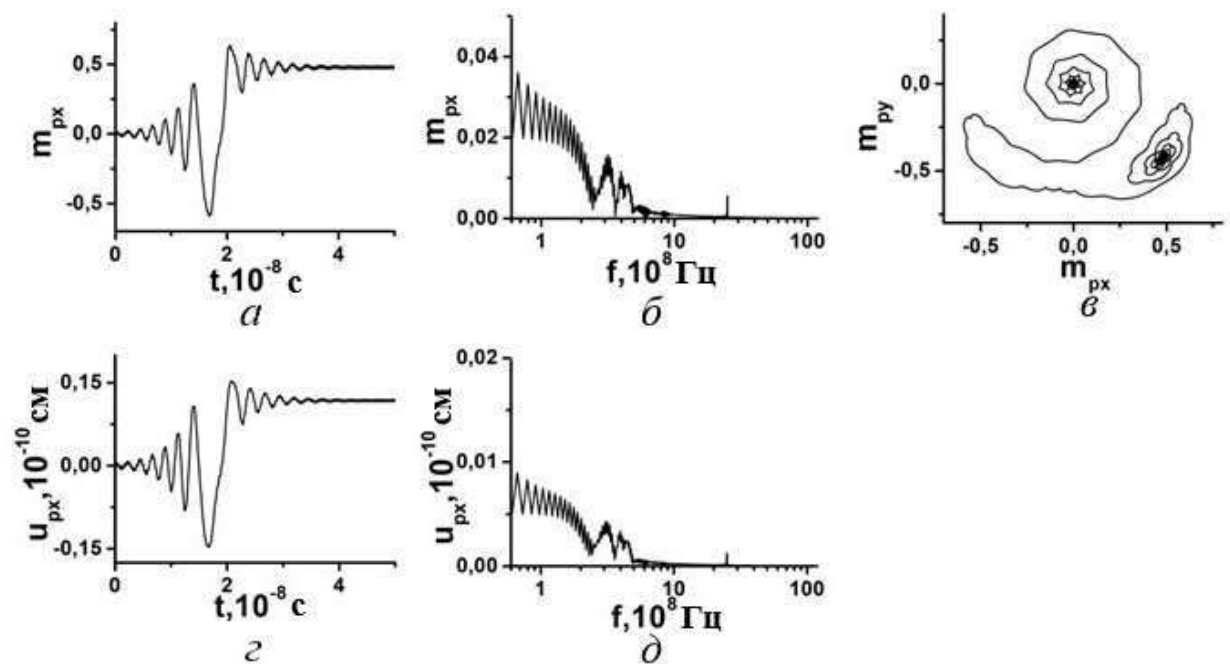


Рис. 5.2. Временные (*a*, *г*) и частотные (*в*, *б*) зависимости магнитной m_{px} и упругой u_{px} компонент p -слоя и портрет магнитных колебаний (*е*). Значения остальных внутренних параметров слоёв приведены в подписи к рисунку 5.1. $h_0 = 10$ Э. $f = 2.5 \cdot 10^9$ Гц. $H_0 = 270$ Э.

магнитной структуры графики временных и частотных зависимостей упругого смещения приводится и рассматриваться не будут. Отметим, что без магнитоупругой связи и наличия упругих колебаний в слое при данных внешних и внутренних параметрах магнитного переключения возникать в слоях структуры не будет.

5.2. Магнитное переключение в слоях структуры при разных константах магнитной кристаллографической анизотропии

В данном разделе исследованы условия возникновения переориентации вектора намагниченности или магнитного переключения, состоящего в изменении положения равновесия вектора при изменении констант магнитной кристаллографической анизотропии K_1 , K_2 при малых постоянных магнитных полях $H_0 = 170, 290$ Э. Магнитные и упругие колебания

в слоях структуры возбуждались переменным магнитным полем на частоте $f=2.5$ ГГц. Толщина слоёв выбиралась с учетом выполнения условий акустического резонанса, когда суммарная толщина всех трёх слоёв структуры равнялась половине длине упругой волны. При расчётах компонент вектора намагниченности предполагалось, что плоскость вращения вектора переменного магнитного поля совпадает с плоскостью слоёв планарной структуры. Постоянное магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости слоёв структуры. Поэтому эффективное магнитное поле, действующее на вектор намагниченности, всегда было меньше на величину размагничивающего поля слоя структуры $H_p = 4\pi M_{0p} = 4\pi M_{0d} = 4\pi M_{0r} = 280$ Гс.

Как видно из рис. 5.3, при малых параметрах магнитной анизотропии $a < 0.5$, магнитная анизотропия не влияет на параметры СВЧ переключения. Колебания вектора намагниченности \mathbf{M} происходят с большой амплитудой, вдоль оси Oz (или $[001]$) и с охватом $[1\bar{1}1]$ под действием переменного поля h . При отключении переменного поля ($h=0$), вектор \mathbf{M} вернётся в начальное положение, то есть к оси Oz . При больших параметрах магнитной анизотропии $a > 3$ возникает СВЧ переключение (рис. 5.3, е). Переориентация вектора намагниченности \mathbf{M} происходит от оси $[001]$ ($\mathbf{H}_0 \parallel Oz$) к кристаллографической оси $[1\bar{1}1]$. Отметим, что, чем больше параметр анизотропии a , тем меньше время СВЧ магнитного переключения и меньше число периодов высокочастотных колебаний наблюдается во время СВЧ магнитного переключения. Условие для СВЧ переключения в зависимости от параметра анизотропии a можно записать следующим образом: поле анизотропии H_a вдоль оси конечного положения вектора \mathbf{M} должно быть больше эффективного поля вдоль первоначальной оси Oz .

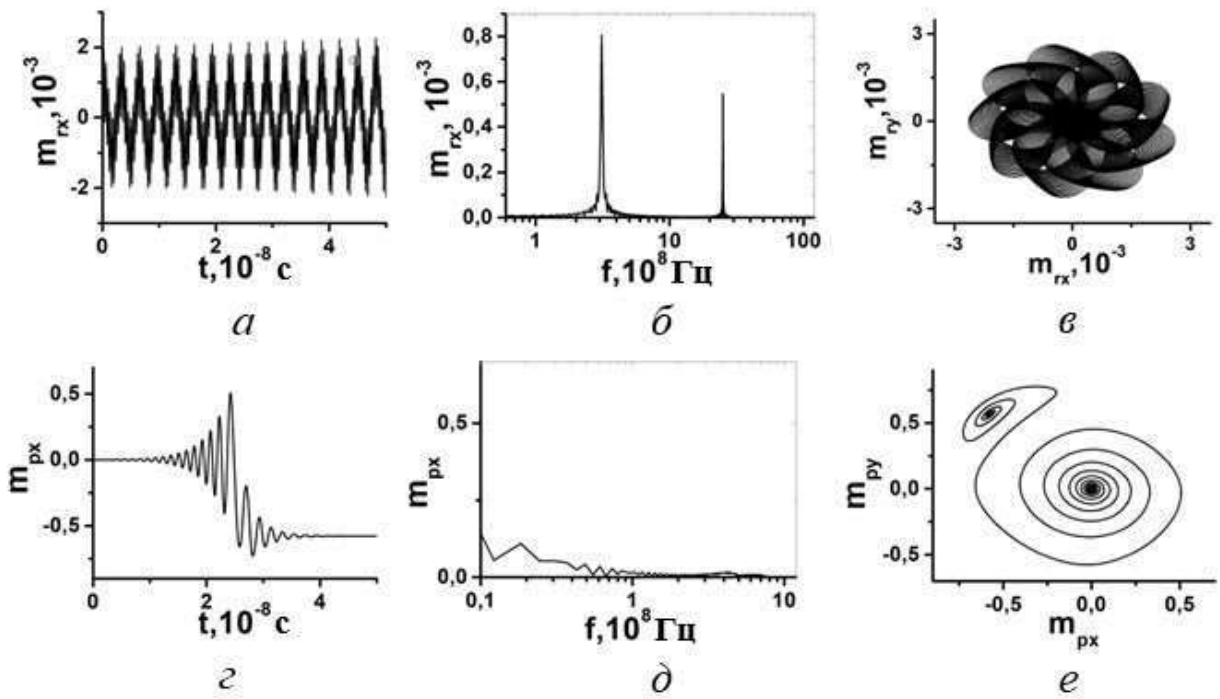


Рис. 5.3. Временные (а, г) и частотные (б, д) зависимости компонент m_{gx} (а, б, в) m_{px} (г, д, е), и портреты колебаний (в, е) при разных константах анизотропии $K_{1r} = K_{2r} = 0$ (г, д, е); $K_{1r} = -1.7 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³, $K_{2r} = -0.47 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³ (а, б, в).

Значения остальных внутренних параметров слоёв приведены в подписи к рисунку 5.1. $H_0 = 170$ Э. $f = 2.5 \cdot 10^9$ Гц. $h = 1$ Э.

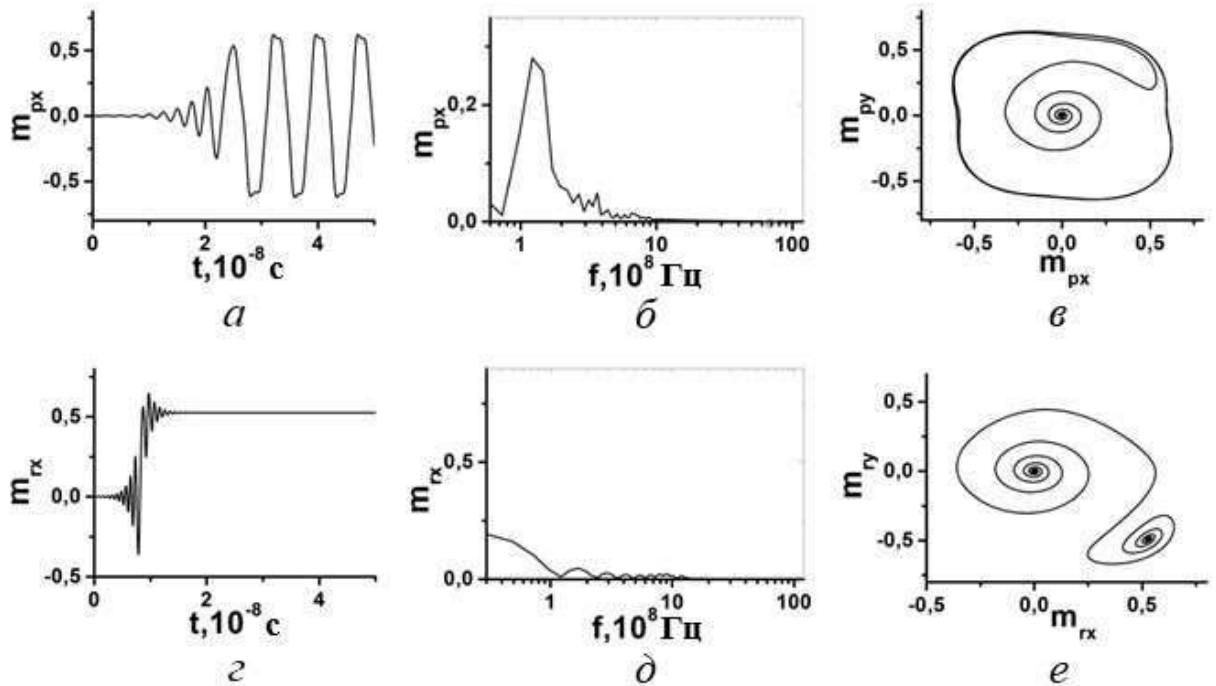


Рис. 5.4 Временные (а, г) и частотные (б, д) зависимости компоненты m_{gx} (а, б, в) m_{px} (г, д, е) и портреты колебаний (в, е) при константах анизотропии $K_{1r} = -9$

$1.7 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³, $K_{2r} = -0.47 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³ (а, б, в) и $K_{1r} = -5.1 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³, $K_{2r} = -1.41 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³ (г, д, е). $H_0 = 290$ Э. $f = 2.5 \cdot 10^9$ Гц. $h = 1$ Э. Значения остальных внутренних параметров слоёв приведены в подписи к рисунку 5.1.

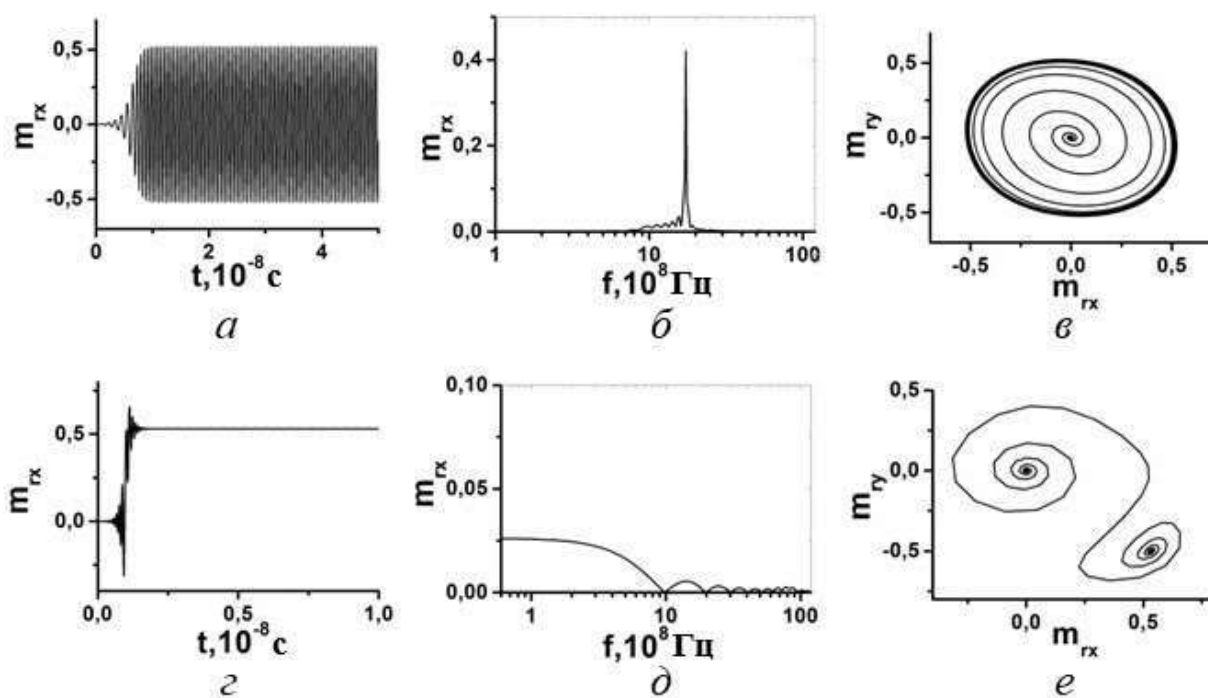


Рис. 5.5. Временные (а, г) и частотные (б, д) зависимости компоненты m_{rx} и портреты колебаний (в, е) при разных константах анизотропии $K_{1r} = -5.1 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³, $K_{2r} = -1.41 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³ (а, б, в) и $K_{1r} = -51 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³, $K_{2r} = -14.1 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³ (г, д, е). Значения остальных внутренних параметров слоёв структуры приведены в подписи к рисунку 5.1. $f = 2.5 \cdot 10^9$ Гц. $h = 1$ Э. $H_0 = 1073$ Э.

Показано, что необходимым условием возникновения магнитной переориентации является величина постоянного поля, меньшая значения поля магнитной анизотропии вдоль конечной оси перехода. Период низкочастотных колебаний при переориентации вектора намагниченности значительно меньше периода возбуждающего СВЧ переменного поля. Данный факт можно будет использовать для СВЧ записи информации с использованием магнитоупругих колебаний в планарной трёхслойной структуре, возбуждаемых переменным магнитным полем. при условии акустического резонанса.

5.3. Влияние постоянного магнитного поля на СВЧ магнитное переключение

В данном разделе исследованы условия возникновения переориентации вектора намагниченности или магнитного переключения, состоящего в изменении положения равновесия вектора намагниченности при изменении напряжённости постоянного магнитного поля $\mathbf{H}_0 \parallel Oz \parallel [001]$. Магнитные и упругие колебания в слоях структуры возбуждались переменным магнитным полем на частоте $f=2.5$ ГГц. Толщина слоёв выбиралась с учетом выполнения условий акустического резонанса, когда суммарная толщина всех трёх слоёв структуры равнялась половине длине упругой волны. При расчётах компонент вектора намагниченности предполагалось, что плоскость вращения вектора переменного магнитного поля \mathbf{h} совпадает с плоскостью слоёв планарной структуры. Постоянное магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости слоёв структуры. Поэтому эффективное магнитное поле, действующее на вектор намагниченности, всегда было меньше постоянного магнитного поля H_0 на величину размагничивающего поля слоя структуры $H_p = 4\pi M_{0p} = 4\pi M_{0d} = 4\pi M_{0r} = 280$ Гс. Как видно из рис. 5.6, в, при малых постоянных магнитных полях $H_0 = 170$ Э наблюдается явления СВЧ переключения. Условие СВЧ переключения в зависимости от постоянного магнитного поля H_0 можно записать так: поле анизотропии H_a вдоль оси конечного положения вектора намагниченности \mathbf{M} должно быть больше эффективного поля, действующего вдоль первоначальной оси Oz на вектор \mathbf{M} . При больших постоянных магнитных полях H_0 , переориентация вектора \mathbf{M} не наблюдается (рис. 5.6, e). В этом случае вектор намагниченности \mathbf{M} под действием переменного магнитного поля совершает круговые колебания вокруг оси Oz большой амплитуды ($m_{rx} = 0.6$) с охватом оси $[111]$ или другой эквивалентной оси. При отключении переменного магнитного поля, вектор намагниченности \mathbf{M} возвращается в первоначальное состояние или к оси Oz . Следовательно, включая и выключая постоянное магнитное поле вдоль оси Oz малой

напряжённости можно осуществлять СВЧ магнитную переориентацию вектора M .

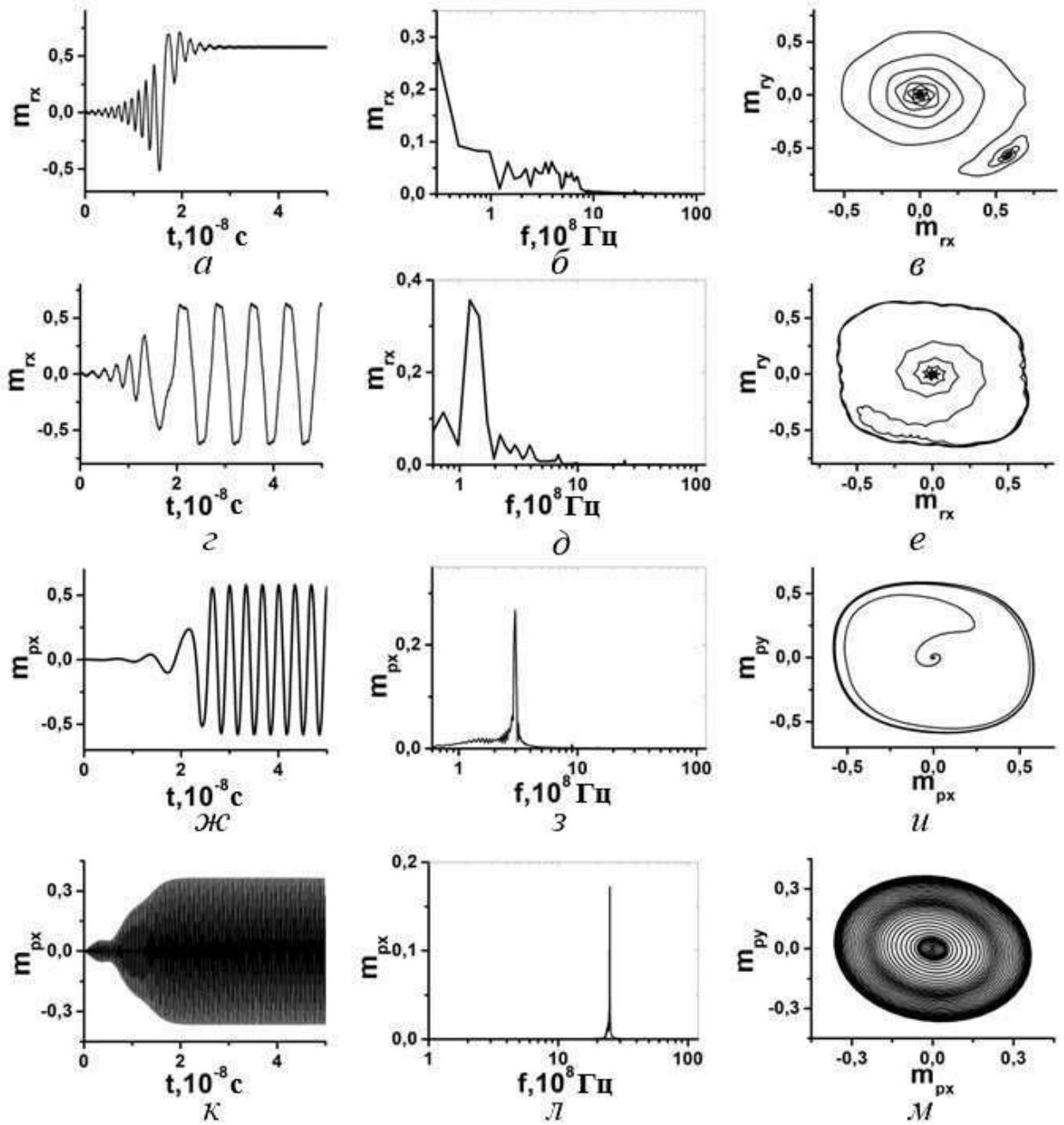


Рис. 5.6. Временные ($a, г, ж, к$) и частотные ($б, д, з, л$) зависимости компонент p -слоя m_{px} и портреты колебаний ($в, е, и, м$) при постоянном магнитном поле H_0 (в Э): 170 ($a, б, в$), 290 ($г, д, е$), 380 ($ж, з, и$), 1280 ($к, л, м$). $h_0=1$ Э. $f=2.5 \cdot 10^9$ Гц. $K_{1p}=K_{1d}=K_{1r}=-1.7 \cdot 10^3$ эрг·см $^{-3}$, $K_{2p}=K_{2d}=K_{2r}=-0.47 \cdot 10^3$ эрг·см $^{-3}$. Значения остальных внутренних параметров слоёв приведены в подписи к рисунку 5.1.

5.4. Влияние амплитуды переменного поля на магнитное переключение слоя

В этом разделе рассмотрено влияние амплитуды переменного магнитного поля на возникновения ориентационного перехода вектора намагниченности, состоящего в изменении положения (кристаллографических осей) равновесия этого вектора. Рассмотрена прецессия положения равновесия в условиях ориентационного перехода в случаях отсутствия и наличия магнитоупругого взаимодействия.

Как видно из рис. 5.7, магнитное переключение может наблюдаться при малом постоянном магнитном поле \mathbf{H}_0 и малой амплитуде переменного магнитного поля h_0 . При магнитном переключении возникает переориентация вектора намагниченности \mathbf{M} от оси $oZ \parallel [001] \parallel \mathbf{H}_0$ к кристаллографической оси $[111]$. При увеличении амплитуды поля до 10 Э возникает переориентация вектора намагниченности \mathbf{M} от оси $oZ \parallel [001] \parallel \mathbf{H}_0$ к кристаллографической оси $[11\bar{1}]$. При переключении вектора намагниченности с одного положения на другое положение возникает малое число высокочастотных колебаний на частоте переменного поля 2.5 ГГц (рис. 5.7, а, г). Время переключения с одного в другое положение вектора намагниченности составляет около 35 нс при амплитуде переменного поля $h_0 = 1$ Э и 30 нс при $h_0 = 10$ Э. Следовательно, чем больше амплитуда переменного поля h_0 , тем меньше время магнитного переключения. Спектр колебаний при наличии магнитного переключения сосредоточен в основном на низких частотах, меньших 20 МГц. Как видно из спектров, показанных на рис. 5.7, чем больше амплитуда переменного поля, тем больше амплитуда высокочастотных колебаний на частоте переменного поля 2.5 ГГц. При очень большой амплитуде переменного поля $h_0 = 1000$ Э, намного превышающей напряжённость постоянного магнитного поля, магнитного переключения не возникает (рис. 5.7, м). При этом возникают высокочастотные колебания на частоте поля большой амплитуды с большим количеством низкочастотных срывов колебаний.

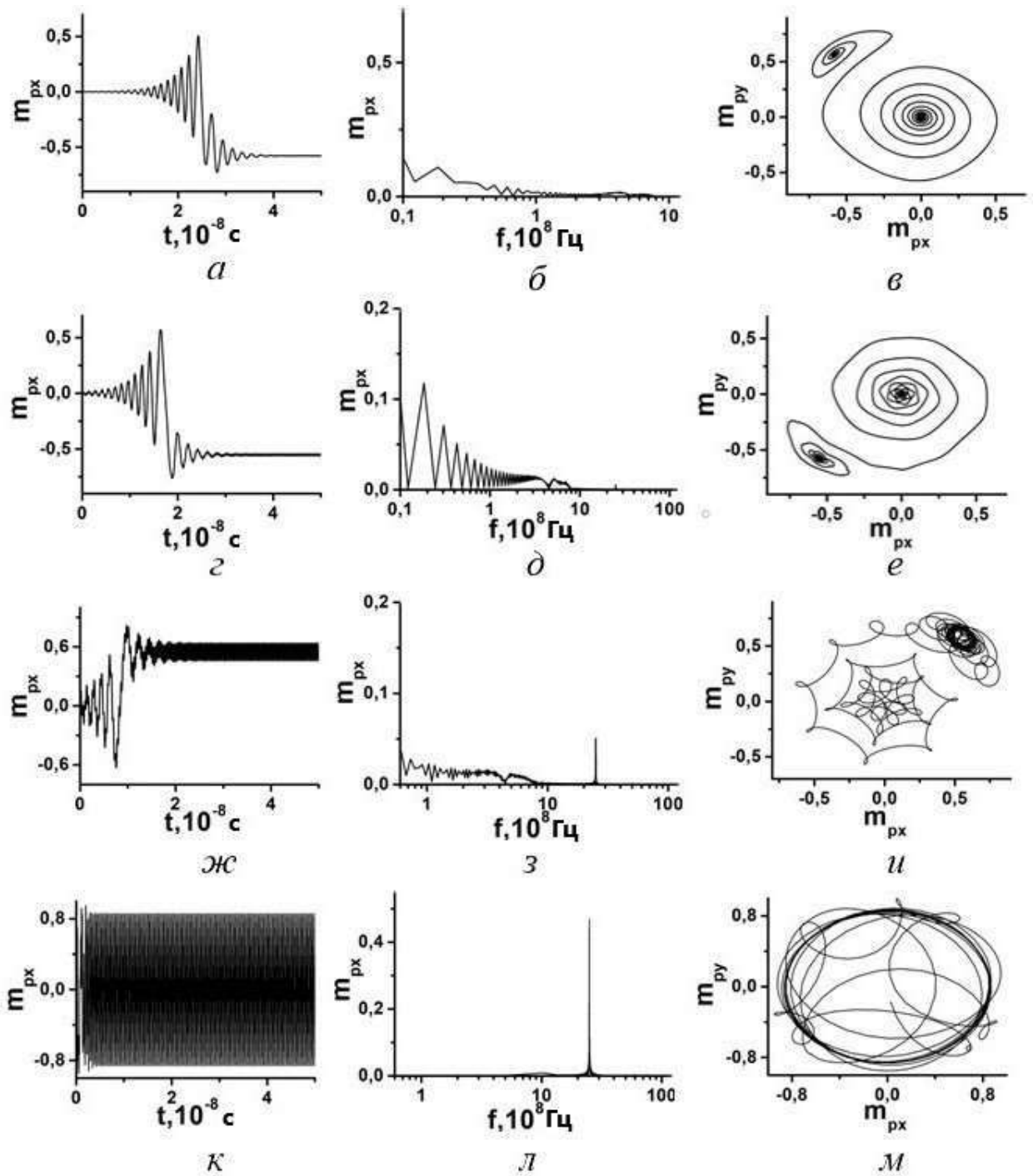


Рис. 5.7. Временные (*a, z, ж, к*) и частотные (*б, д, з, л*) зависимости компонент r -слоя m_{px} и портреты колебаний (*в, е, и, м*) при амплитудах переменного поля h_0 (в Э): 1 (*a, б, в*), 10 (*z, д, е*). Значения остальных внутренних параметров слоёв приведены в подписи к рисунку 5.1. $f=2.5 \cdot 10^9$ Гц. $H_0=170$ Э.

5.5. Влияние константы магнитоупругой связи на СВЧ магнитное переключение слоёв структуры

В этом разделе рассмотрен ориентационный переход вектора намагниченности, состоящий в изменении положения равновесия этого вектора при изменении константы магнитоупругой связи. Рассмотрена прецессия положения равновесия в условиях ориентационного перехода в случаях отсутствия и наличия магнитоупругого взаимодействия.

Как видно из рис. 5.8, при малых параметрах магнитоупругой связи $b < 1.2$, магнитоупругая связь не оказывает влияния на параметры магнитных и упругих колебаний и на СВЧ переключение. При больших параметрах $b > 3$ начинает сказываться магнитоупругая связь: меняется ось магнитной переориентации (рис. 5.8, б и г). Переориентация вектора намагниченности происходит при $b < 1.2$ с оси $[001]$ (или OZ) на ось $[111]$; при $b > 3$ с оси $[001]$ (или OZ) на ось $[1\bar{1}1]$. Если два соседних слоя имеют сильно отличающиеся константы магнитоупругой связи B_2 , то переключение вектора намагниченности в слоях будет осуществляться вдоль разных кристаллографических осей, например, $[111]$ и $[1\bar{1}1]$.

Показано, что в условиях ориентационного перехода переменное поле круговой поляризации вызывает прецессию положения равновесия вектора намагниченности, причем за счет магнитоупругости свойства такой прецессии существенно изменяются. Показано, что магнитоупругое взаимодействие приводит к увеличению поля окончания ориентационного перехода на величину, прямо пропорциональную квадрату константы магнитоупругого взаимодействия и обратно пропорциональную намагниченности насыщения и константе упругости.

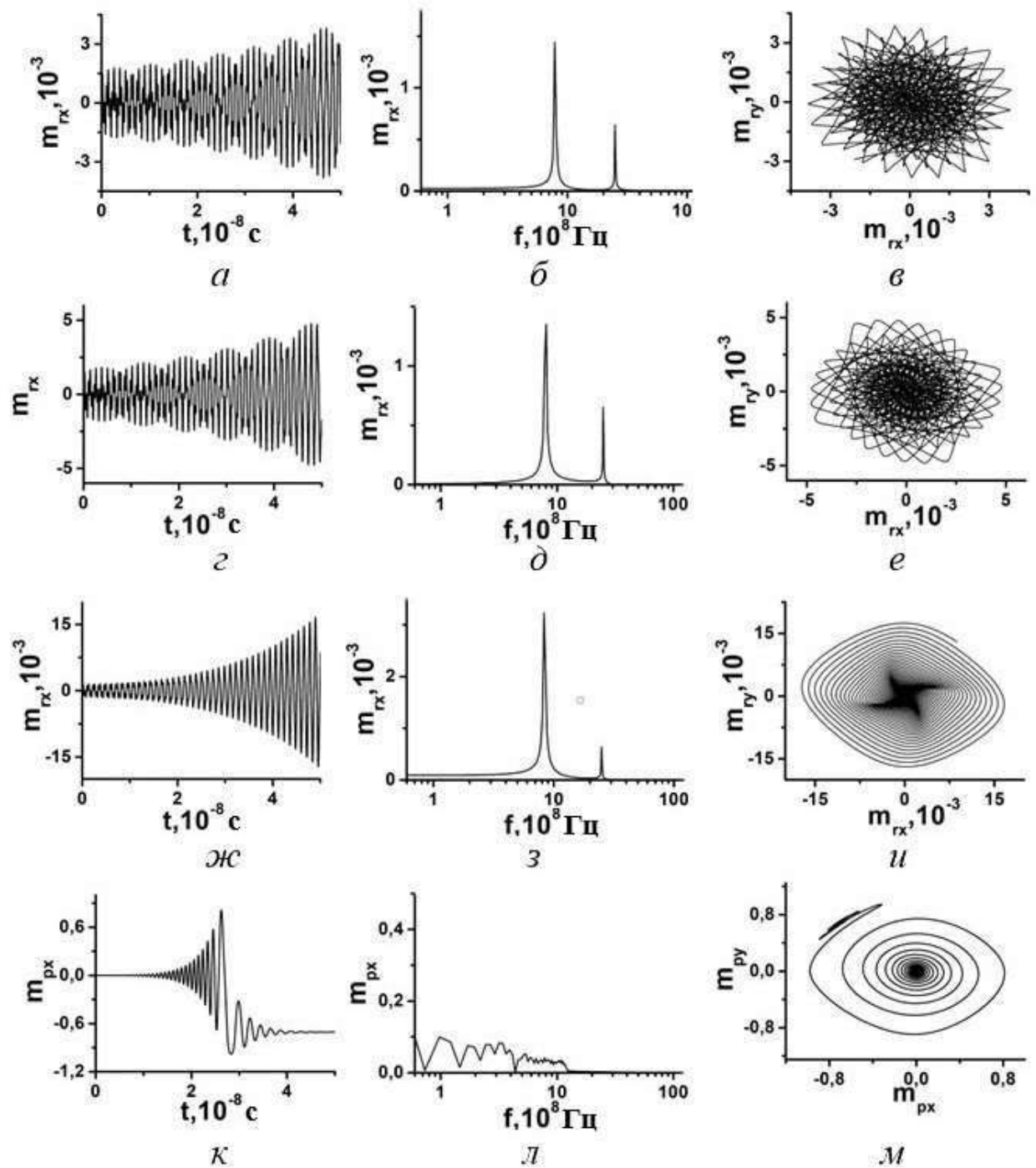


Рис. 5.8. Временные (а, г, ж, к) и частотные (б, д, з, л) зависимости компонент г-слоя $m_{гх}$ и р-слоя $m_{рх}$ и портреты колебаний (в, е, и, м) при константах магнитоупругой связи $V_{p2} (10^6 \text{ эрг/см}^3) = 0$ (а, б, в), 8.35 (г, д, е), 20.9 (ж, з, и); $V_{p2} = 6.96 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^3$ (к, л, м). Константы анизотропии г-слоя $K_{1г} = -0.17 \cdot 10^3 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}$, $K_{2г} = -0.47 \cdot 10^2 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}$ (а-и); р-слоя $K_{1р} = -1.7 \cdot 10^3 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}$, $K_{2р} = -0.47 \cdot 10^3 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}$ (к-м). Параметры полей: $f = 2.5 \cdot 10^9 \text{ Гц}$, $h_0 = 1 \text{ Э}$. $H_0 = 10 \text{ Э}$.

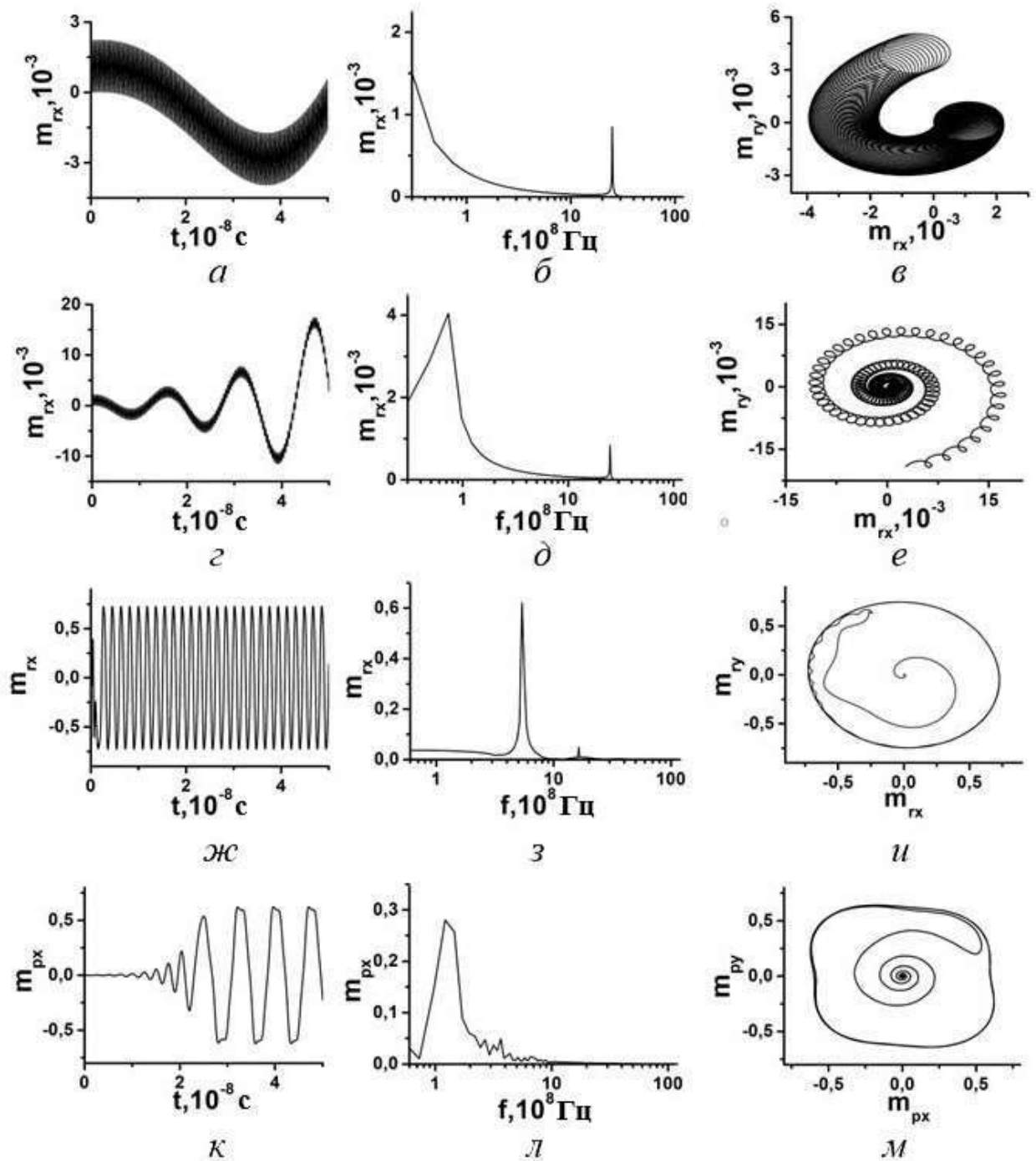


Рис. 5.9. Временные (*a, z, ж, к*) и частотные (*б, д, з, л*) зависимости компонент r -слоя m_{rx} и p -слоя m_{px} и портреты колебаний (*в, е, и, м*) при константах магнитоупругой связи $V_{r2} = 0$ (*a, б, в*), $2.09 \cdot 10^6$ эрг/см³ (*z, д, е*), $20.9 \cdot 10^6$ эрг/см³ (*ж, з, и*); $V_{p2} = 6.96 \cdot 10^6$ эрг/см³ (*к, л, м*). Константы анизотропии r -слоя $K_{1r} = 0.17 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³, $K_{2r} = -0.47 \cdot 10^2$ эрг·см⁻³ (*a-и*); p -слоя $K_{1p} = -1.7 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³, $K_{2p} = 0.47 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³ (*к-м*). Значения остальных внутренних параметров слоёв приведены в подписи к рисунку 5.1. $f = 2.5 \cdot 10^9$ Гц, $h_0 = 1$ Э. $H_0 = 290$ Э.

Заключение

1. Получены численные решения системы дифференциальных уравнений с учётом граничных условий, описывающих динамику магнитных и упругих колебаний в трехслойной магнитной структуре в зависимости от материальных параметров и постоянного и переменного магнитных полей. Показано, что выбранные граничные условия дают одинаковые поведения временных и частотных зависимостей амплитуд магнитных и упругих колебаний слоёв магнитной трёхслойной структуры.
2. Показано, что рост констант магнитной кристаллографической анизотропии слоёв приводит к увеличению соотношения амплитуд и уменьшению частот низко- и высокочастотных магнитных и упругих колебаний. При малых константах анизотропии конец вектора намагниченности описывает спираль с витками в виде многоугольников, а при больших константах анизотропии - в виде эллипса.
3. Показано, что рост константы магнитоупругой связи в слое с малой магнитной анизотропией при выполнении условий ферромагнитного резонанса, приводит к увеличению расстояния между частотными пиками низко- и высокочастотных магнитных колебаний, а также к значительному росту амплитуды колебаний низкочастотного пика. Выявлено, что размеры локальной области колебаний вектора намагниченности около положения равновесия уменьшаются при увеличении константы магнитоупругой связи.
4. Показано, что СВЧ переключение магнитных состояний слоёв структуры возникают при наличии двух и более, близких по энергии, потенциальных ям в слое. Чем больше константа анизотропии слоя, тем меньше время магнитного переключения, но тем больше амплитуда переменного поля, необходимая для переключения магнитного состояния слоя. В магнитоизотропном слое переключение может возникать лишь при наличии большой по величине магнитоупругой связи за счёт создания статических деформаций под действием переменного поля.

Публикации автора по теме диссертации

Статьи в журналах, рекомендованных ВАК РФ

- А1. Котов, Л.Н. СВЧ переключение в магнитной и упругой подсистемах трехслойной магнитной структуры / Л.Н. Котов, М.Ю. Дианов, В.С. Власов. // Известия РАН. Серия физическая. – 2023. – Т. 87, № 4. – С. 468–475.
- А2. Котов, Л.Н. Особенности магнитоупругой СВЧ динамики трехслойной структуры / Л.Н. Котов, М.Ю. Дианов, В.С. Власов, Ф. Ф. Асадуллин. // Известия РАН. Серия физическая. – 2022. – Т. 86, № 9. – С. 1356–1360.
- А3. Дианов, М. Ю. Моделирование нелинейной магнитоупругой динамики трехслойной пленки / М. Ю. Дианов, В. С. Власов, Л. Н. Котов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов. // Известия РАН. Серия физическая. – 2019. – Т. 83, № 12. – С. 1707–1709.
- А4. Дианов, М. Ю. Исследование ВЧ- и СВЧ-нелинейных магнитоупругих взаимодействий в трехслойной структуре / М. Ю. Дианов, В. С. Власов, Д. С. Безносиков, Л. Н. Котов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов. // Известия РАН. Серия физическая. – 2013. – Т. 77, № 10. – С. 1462–1465.
- А5. Власов, В.С. Влияние магнитоупругого взаимодействия на прецессию положения равновесия в нормально намагниченной ферритовой пластине / В. С. Власов, М. Ю. Дианов, Л. Н. Котов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов. – Текст: электронный // Журнал радиоэлектроники. – 2018. – №10. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/oct18/1/text.pdf> (дата обращения: 20.09.2023).
- А6. Власов, В. С. Влияние магнитоупругого взаимодействия на прецессию положения равновесия намагниченности в двухслойной ферритовой структуре / В. С. Власов, М. Ю. Дианов, Л. Н. Котов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Журнал радиоэлектроники. — 2018. — № 11. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/nov18/2/text.pdf> (дата обращения: 20.09.2023).
- А7. Дианов, М. Ю. Исследование возбуждения нелинейных гиперзвуковых колебаний в трехслойной структуре / М. Ю. Дианов, В.С. Власов, Л.Н. Котов, Д. С. Безносиков, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов. // Вестник Челябинского государственного университета. – 2011. – Т.39 (254), Физика. Вып. 12. С. 5-14.

Статьи в базе цитирования Web of Science

A8. Kotov, L.N. Hypersound excitation of three-layer magnetic film by microwave field / L. N. Kotov, M. Yu. Dianov, V. S. Vlasov, V. A. Ustyugov, S. V. Shilov. // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. – 2019. – V. 613. P. – 012043.

A9. Kotov, L.N. Annealing and structural properties of composite films / L. N. Kotov, V. A. Ustyugov, V. S. Vlasov, V. K. Turkov, M. Yu. Dianov, I. V. Antonets, Yu. E. Kalinin, A. V. Sitnilov, E. A. Golubev. // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. – 2016. – V. 175. P. – 012026.

A10. Kotov, L.N. Relief, magnetic structure and microwave properties of composite films / L. N. Kotov, V. S. Vlasov, V. A. Ustyugov, V. K. Turkov, M. Yu. Dianov, Yu. E. Kalinin, A. V. Sitnilov, E. A. Golubev. // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. – 2016. – V. 175. P. – 012021.

Статьи в базе цитирования РИНЦ и другие публикации

A11. Дианов М. Ю. Особенности СВЧ динамики магнитных и упругих колебаний трехслойной структуры / М.Ю. Дианов, В.С. Власов, Л.Н. Котов, В.В. Миронов. // ИТ АРКТИКА. – 2023 – № 1 – С.59-78.

A12. Котов, Л.Н. Особенности СВЧ динамики магнитных и упругих колебаний трехслойной структуры / Л.Н. Котов, М.Ю. Дианов, В.С. Власов, В.В. Миронов. // ИТ АРКТИКА. – 2023 – № 2 – С.3-16.

A13. Дианов М.Ю., Котов Л.Н., Власов В.С., Устюгов В.А. Компьютерная программа для моделирования магнитоупругих колебаний в трехслойной магнитной структуре // Программа для ЭВМ. М.: Федеральная служба по интеллектуальной собственности, 2023. - №2023617990

Труды и материалы конференций

A14. Kotov, L.N. Simulation of microwave switching in the magnetic and elastic subsystems of a three-layer magnetic structure / L.N. Kotov, M. Yu. Dianov, V.S. Vlasov. // VIII Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism». Book of abstracts. – 2022. – V. 1. P. – 520-521.

A15. Dianov, M. Yu. Modeling of excitation of magnetoelastic oscillations in the three-layer structure by rf magnetic field / M. Yu. Dianov, V.S. Vlasov, L.N. Kotov,

V.G. Shavrov, V.I. Shcheglov. // Moscow International Symposium on Magnetism (MISM). Book of Abstracts. Moscow: Faculty of Physics M.V. Lomonosov MSU. – 2017. – P. 209.

A16. Дианов, М. Ю. Нелинейные магнитоупругие колебания в нормально намагниченной трехслойной ферритовой структуре / М. Ю. Дианов, В. С. Власов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов. // Сборник трудов XXII Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы». Москва, МЭИ. – 2014. – С. 189-204.

A17. Dianov, M. Yu. Research of nonlinear excitation of high-frequency and microwave magnetoelastic oscillations in the three-layer structure / M. Yu. Dianov, V.S. Vlasov, L.N. Kotov, V.G. Shavrov, V.I. Shcheglov. // Moscow International Symposium on Magnetism (MISM). Book of Abstracts. Moscow: Faculty of Physics M.V. Lomonosov MSU. – 2014. – P. 869.

A18. Дианов, М. Ю. Моделирование нелинейного возбуждения гиперзвука в трехслойной структуре / М. Ю. Дианов, В. С. Власов, Л. Н. Котов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов. // XIV Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-14): тез. докл. Екатеринбург. – 2013. – С. 131.

A19. Dianov, M. Yu. Investigation of the magnetoacoustic microwave dynamics in perpendicular magnetized three-layer structure / M. Yu. Dianov, V.S. Vlasov, L.N. Kotov, V.G. Shavrov, V.I. Shcheglov. // V Euro-Asian symposium "Trends in MAGnetism": Nanomagnetism (EASTMAG-2013): Abstract Book. Russky Island, Vladivostok, Russia. – 2013. – P. 93.

A20. Dianov, M. Yu. Modeling of excitation of microwave magnetoelastic oscillations in the three-layer structure / M. Yu. Dianov, V.S. Vlasov, L.N. Kotov, V.G. Shavrov, V.I. Shcheglov. // Spin waves 2013 International symposium: Program Abstracts. Ioffe Physical-Technical Institute, Saint Petersburg, Russia. – 2013. – P. 158.

A21. Дианов, М. Ю. Исследование ВЧ и СВЧ нелинейных магнитоупругих взаимодействий в трехслойной структуре / М. Ю. Дианов, В. С. Власов, Л. Н.

Котов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов. // Сборник трудов XXII международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (НМММ). Астрахань: Издательский дом «Астраханский университет». – 2012. – С. 287-290.

A22. Дианов, М. Ю. Исследование возбуждения гиперзвука в трёхслойной магнитной структуре / М. Ю. Дианов, В. С. Власов, Л. Н. Котов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов. // Тезисы докладов XIII Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества. Екатеринбург: ИФМ УрО РАН. – 2012. – С. 46.

A23. Dianov, M. Yu. Investigation of nonlinear magnetoelastic oscillations in three-layer structure / M. Yu. Dianov, V.S. Vlasov, L.N. Kotov, V.G. Shavrov, V.I. Shcheglov. // Moscow International Symposium of Magnetism (MISM): book of abstracts. Moscow: MSU. – 2011. – P. 752.

A24. Дианов, М. Ю. Моделирование возбуждения гиперзвука в трёхслойной магнитной структуре / М. Ю. Дианов, В. С. Власов, Л. Н. Котов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов. // Сборник трудов международной конференции «Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах» Махачкала: Институт физики Дагестанского научного центра (ИФ ДНЦ) РАН. – 2010. – С. 631-635.

A25. Дианов, М. Ю. Исследование нелинейных магнитоупругих колебаний в трёхслойной структуре с упругой связью / М. Ю. Дианов. // Тезисы докладов XIV Всероссийской научной конференции студентов-радиофизиков. Санкт-Петербург. – 2010. – С. 104-106.

A26. Дианов, М.Ю. Влияние анизотропии на магнито-упругую динамику колебаний в трёхслойной структуре / М.Ю. Дианов, Л.Н. Котов, В.С. Власов // Труды 9-й Байкальской международной конференции (VICMM-2023) «Магнитные материалы. Новые технологии». – 2023. – С. 133-134.

Список литературы

1. Нелинейные явления в нано- и микрогетерогенных системах / С. А. Гриднев, О. В. Стогней, А. В. Ситников, Ю. Е. Калинин. — М.: Бином. Лаборатория знаний, 2012. — 352 с.
2. Sellmyer, D. J. *Advanced magnetic nanostructures* / D. J. Sellmyer, R. Skomski. — Berlin: Springer, 2006. — 514 p.
3. Ahmad, H. Reversible strain-induced magnetization switching in Fega nanomagnets: pathway to a rewritable, non-volatile, non-toggle, extremely low energy straintronic memory / H. Ahmad, S. Bandyopadhyay, J. Atulasimha // *Scientific Reports*. — 2015. — Vol. 5. — P. 18264-18267.
4. Porod, W. *Nanomagnet Logic (NML)* / W. Porod, G. H. Bernstein, G. Csaba, Sh. X. Hu // *Field-Coupled Nanocomputing: Paradigms, Progress, and Perspectives*. — 2014. — P. 21-32.
5. Akimov, A.V. Optical and photocurrent spectroscopy with picosecond strain pulses / A.V. Akimov, A. V. Scherbakov, D. R. Yakovlev, M. Bayer, A. Kent // *Journal of Luminescence*. — 2011. — Vol. 131, № 3. — P. 404–408.
6. Beaurepaire, E. Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel / E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, J.-Y. Bigot // *Physical Review Letters*. — 1996. — Vol.76, № 22. — P. 4250.
7. Koopmans, B. Explaining the paradoxical diversity of ultrafast laser-induced demagnetization / B. Koopmans, G. Malinowski, F. Dalla Longa, D. Steiaud, M. Fahnle, T. Roth, M. Cinchetti, M. Aeschlimann // *Nature Materials*. — 2010. — № 9. — P. 259–265.
8. Вонсовский, С. В. *Магнетизм* / С. В. Вонсовский. — Москва : Наука, 1971. — 1032 с.
9. Anderson, P. W. Instability in the motion of ferromagnets at high microwave power levels / P. W. Anderson, H. Suhl // *Physical Review*. — 1955. — Vol. 100, №6. — P. 1788–1789.
10. Bloembergen, N. Relaxation effects in ferromagnetic resonance / N. Bloembergen, R. W. Damon // *Physical Review*. — 1952. — Vol. 85, №4. — P. 699.

11. Физические величины : справочник / под ред. И.С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. – Москва: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
12. Власов, В. С. Прецессия намагниченности второго порядка в анизотропной среде. Часть 2. Кубическая анизотропия / В. С. Власов, М. С. Кирушев, Л. Н. Котов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Радиотехника и электроника. – 2013. – Т. 58, №9. – С. 857-873.
13. Kovalenko O. New Concept for Magnetization Switching by Ultrafast Acoustic Pulses / O. Kovalenko, T. Pezeril, V. V. Temnov // Phys. Rev. Lett. – 2013. – Vol. 110, № 26. – 266602.
14. Гуляев, Ю.В. Основная мода нелинейного спин-волнового резонанса в нормально намагниченных ферритовых пленках/ Ю.В. Гуляев, П. Е. Зильберман, А. Г. Темиряев, М. П. Тихомирова // ФТТ. – 2000 – Т. 42, № 6. – С. 1062.
15. Gerrits, Th. Large-angle magnetization dynamics measured by time-resolved ferromagnetic resonance / Th. Gerrits, M. L. Schneider, A. B. Kos, T. J. Silva// Phys. Rev. B. – 2006. – Vol. 73, № 9. – P. 094454(7).
16. Семенцов, Д. И. Нелинейная регулярная и стохастическая динамика намагниченности в тонкопленочных структурах. / Д. И. Семенцов, А. М. Шутый // УФН. – 2007. – Т. 177, №8 – С. 831-857.
17. Vlasov, V. S. Magnetization switching in bistable nanomagnets by picosecond pulses of surface acoustic waves / V. S. Vlasov, A. M. Lomonosov, A. V. Golov, L. N. Kotov, V. Besse, A. Alekhin, D. A. Kuzmin, V. Bychkov, V. V. Temnov // Phys. Rev. Lett. – 2020. – V. 101, № 2. – 024425.
18. Белим С.В., Трушникова Е.В. Исследование критического поведения полуограниченных антиферромагнетиков методами компьютерного моделирования. // Физика металлов и металловедение. 2018, Т.119, В.5. С. 465-471.
19. Белим С.В., Трушникова Е.В. Исследование поверхностного фазового перехода полуограниченных антиферромагнитных систем методом

- компьютерного моделирования // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2018. № 9. С. 102- 105.
20. Белим С.В., Трушников Е.В. Исследование критического поведения антиферромагнитных тонких пленок методом компьютерного моделирования // Письма о материалах. 2018. № 4. С. 440-442.
21. Белим С.В., Богданова Е.В. Исследование экстраординарного фазового перехода в тонких антиферромагнитных пленках: компьютерное моделирование // Челябинский физико-математический журнал. 2023. Т. 8, вып. 3. С. 410–420.
22. Кикучи, Е. Магнетизм. Ультразвуковые преобразователи. / Е. Кикучи — Москва: Мир, 1972 — 424 с.
23. Ле-Кроу, Р. Физическая акустика. Т. 3Б. Динамика решетки / Р. Ле-Кроу, Р. Комсток; под ред. У. Мэзона. — М.: Мир, 1968. — С. 156.
24. Гуревич, А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. / А. Г. Гуревич — Москва: Наука, 1973 — 592 с.
25. Гуревич, А. Г. Магнитные колебания и волны. / А. Г. Гуревич — Москва: Физ-матлит, 1994 — 461 с.
26. Власов, В. С. Исследование релаксационных и нелинейной динамики магнитных и магнитоупругих колебаний пленок и частиц. : специальность 01.04.07 «физика конденсированного состояния» : Диссертация на соискание кандидата физико-математических наук / Власов, В. С. ; МГУ. — Москва, 2007. — 149 с.
27. Карпачев, С. Н. Нелинейная релаксация диагностики магнитной и упругой подсистем тонкой ферритовой пленки вблизи акустического резонанса / С. Н. Карпачев, В. С. Власов, Л. Н. Котов // Вестник МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. — 2006. — №6. — С. 60.
28. Власов, В. С. Нелинейное возбуждение гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе / В. С. Власов, Л. Н. Котов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Радиотехника и электроника. — 2009. — Т.54, № 7. — С. 863.

29. Тябликов С. В. Методы квантовой теории магнетизма / Тябликов С. В. — 2-е изд., испр. и доп. . — Москва: Наука, 1975 — 530 с.
30. Бучельников, В. Д. Электромагнитное возбуждение поперечного ультразвука при неоднородном электромагнитно - акустическом преобразовании в тангенциальном магнитном поле / В. Д. Бучельников, Р. С. Ильясов, В. А. Комаров // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1996. — Т. 109, №3. — С. 987–991.
31. Бордовицына, Т. В. Современные численные методы в задачах небесной механики / Т. В. Бордовицына. – Москва : Наука, 1984. – 136 с.
32. Моносов, Я. И. Нелинейный ферромагнитный резонанс / Я. И. Моносов — Москва: Наука, 1971. — 210 с.
33. Львов, В. С. Нелинейные спиновые волны / В. С. Львов // Москва: Гл. ред. физ.-мат. лит. —1987. — 272 с.
34. Изюмов, Ю. А. Базовые модели в квантовой теории магнетизма / Ю. А. Изюмов — Екатеринбург: УрО РАН, — 2002. — 260 с.
35. Зайцев, Р. О. Диаграммные методы в теории сверхпроводимости и ферромагнетизма / Р. О. Зайцев — Москва: Едиториал УРСС, 2004 — 176 с.
36. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения / Тикадзуми С. Пер. с яп. — Москва: Мир, ИЛ, 1987 — 419 с.
37. Кринчик, Г. С. Физика магнитных явлений / Г. С. Кринчик — Москва: МГУ, 1976 — 334 с.
38. Голдин, Б. А., Котов, Л. Н., Зарембо, Л. К., Карпачев, С. Н. Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах) / Б. А. Голдин, Л. Н. Котов, Л. К. Зарембо, С. Н. Карпачев — Ленинград: Наука, 1991 — 145 с.
39. Смоленский, Г. А. Физика магнитных диэлектриков / Г. А. Смоленский — Ленинград: Наука, 1974 — 271 с.
40. Ландау, Л. Д., Лифшиц, Е. М. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц — Т. 1. — Москва: Наука, 1969 — 97 с.

41. Chomiuk P. Interface mixing in Fe/Si multilayers observed by the in situ conductance measurements / P. Chomiuk, M. Białaszyk, B. Szymanski, T. Lucinski // *Acta Physica Polonica Series a*. — 2009. — № 115. — P. 355.
42. Bonda, A. Ultrafast magnetization dynamics in an epitaxial $\text{Ni}_{54.3}\text{Mn}_{31.9}\text{Sn}_{13.8}$ Heusler-alloy film close to the Curie temperature / A. Bonda, L. Uba, K. Załęski, and S. Uba // *Phys. Rev. B*. — 2019. — № 99. — P. 184424.
43. Bonda, A. Ultrafast magnetization dynamics in epitaxial Ni-Mn-Sn Heusler alloy film / A. Bonda, S. Uba, K. Załęski, J. Dubowik, L. Uba // *Acta Physica Polonica Series a*. — 2009. — № 133. — P. 201.
44. Yaresko, A. N. Magneto-optical Kerr spectroscopy of palladium / A. N. Yaresko, L. Uba, S. Uba, A. Ya. Perlov, R. Gontarz, V. N. Antonov // *Phys. Rev. B*. — 1998. — № 58. — P. 7648.
45. Kuzmin, D.A. Magnetic field control of plasmon polaritons in graphene-covered gyrotropic planar waveguide / D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov // *Optics Letters*. — 2015. — V. 40. I. 11. — PP. 2557-256.
46. Kuzmin, D.A. Plasmonically induced magnetic field in graphene-coated nanowires / D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov, V.V. Temnov, H.-I. Lee, J. Mok // *Optics Letters*. — V. 41, I. 2. — 2016. — PP. 396-399.
47. Lee, H.I. Multiple propagating modes of nanowire plasmonics / H.I. Lee, J. Mok, D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov // *Optical and Quantum Electronics*. — V. 48.I. 11. — 2016. — P. 499.
48. Uba, S. Experimental and theoretical study of the magneto-optical properties of CoPt multilayers / S. Uba, L. Uba, R. Gontarz, V.N. Antonov, A. Ya. Perlov, A.N. Yaresko // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 1995. — № 140-144. — P. 575.
49. L. Uba, A. Bonda, S. Uba, L. V. Bekenov, V. N. Antonov Electronic structure and magneto-optical Kerr spectra of an epitaxial $\text{Ni}_{54.3}\text{Mn}_{31.9}\text{Sn}_{13.8}$ Heusler alloy film / L. Uba, A. Bonda, S. Uba, L. V. Bekenov, V. N. Antonov // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 2017. — № 29. — P. 275801.

50. Никитов, С. А. Магнитоупругая релаксация магнитостатических волн в слоистых структурах / С. А. Никитов // ФТТ. — 1988. — № Т. 30, №5. — С. 1545.
51. Бугаёв, А.С. Возбуждение упругих волн дипольными, обменными и гибридными дипольно-обменными магнитостатическими колебаниями / А.С. Бугаёв, В. Б. Горский, А. В. Помялов // ФТТ. — 1990. — № Т. 32, №9. — С. 2766.
52. Котов, Л. Н. Особенности магнитоупругой СВЧ динамики трехслойной структуры / Л. Н. Котов, М. Ю. Дианов, В. С. Власов, Ф. Ф. Асадуллин // Известия РАН. Серия физическая. — 2022. — № Т.86, №9. — С. 1363-1368.
53. Bonda, A. Magnetization dynamics in layered systems with coexisting bilinear and biquadratic interlayer exchange coupling / A. Bonda, L. Uba, S. Uba // Phys. Rev. B. — 2023. — V. 107. — Art. № 144408.
54. Yamamoto, Kei. Interaction between surface acoustic waves and spin waves in a ferromagnetic thin film / Kei Yamamoto, Mingran Xu, Jorge Puebla, Yoshichika Otani, Sadamichi Maekawa // Journal of Magnetism and Materials. — 2022. — V. 545. — Art. №168672.
55. Kovalenko, O. New Concept for Magnetization Switching by Ultrafast Acoustic Pulses / O. Kovalenko, T. Pezeril, V. Temnov // Physical Review Letters. — 2013. — V. 110. — Art. №266602.
56. Shelukhin, L. Spin reorientation transition in CoFeB/MgO/CoFeB tunnel junction enabled by ultrafast laser-induced suppression of perpendicular magnetic anisotropy / L. Shelukhin, R. Gareev, V. Zbarsky, J. Walowski, M. Münzenberg, N. Pertsev, A. Kalashnikova // Nanoscale Accepted Manuscript. — 2022. — I. 22. — ISSN: 2040-3364.
57. Власова, В. С. Современные проблемы сверхбыстрой акустики (обзор) / В. С. Власова, А. В. Голова, Л. Н. Котова, В. И. Щеглов, А. М. Ломоносов, В. В. Темнов // Акустический журнал. — 2022. — Т. 68, №1. — С. 22-56.
58. Власов, В. С. Нелинейное возбуждение гиперзвука в двухслойной ферритовой структуре при ферромагнитном резонансе / В. С. Власов, В. Г.

Шавров, В. И. Щеглов // Радиотехника и электроника. — 2014. — № Т. 59, №5. — С. 482–497.

59. Vlasov, V.S. Nonlinear oscillations in a thin ferrite film close to the condition of magnetoacoustic resonance / V.S. Vlasov, L.N. Kotov, F.F. Asadullin // Journal of Magnetism and Materials. — 2006. — V. 300, № 1. — P. e48–e51.

60. Власов, В. С. Возбуждение гиперзвуковых колебаний при перемагничивании нормально намагниченной ферритовой пластины / В. С. Власов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Радиотехника и электроника. — 2014. — № Т. 59, №6. — С. 572–586.

61. Janušonis, J. Ultrafast magnetoelastic probing of surface acoustic transients / J. Janušonis, C.L. Chang, T. Jansma, A. Gatilova, V.S. Vlasov, A.M. Lomonosov, V.V. Temnov, R.I. Tobey // Phys. Rev. B. — 2016. — V. 94, № 2. — Art. №024415.

62. Бухараев, А. А. Стрейтроника — новое направление микро- и нанoeлектроники и науки о материалах / А. А. Бухараев, А. К. Звездин, А. П. Пятаков, Ю. К. Фетисов // УФН. — 2018. — Т. 188, № 12. — С. 1288.

63. Bandyopadhyay, S. Manipulating the Magnetization of Magnetostrictive Nanomagnets with Strain for Energy-Efficient Applications / S. Bandyopadhyay, J. Atulasimha, A. Barman // Appl. Phys. Rev. — 2021. — V. 8, № 4. — С. Art. №041323.

64. Власов, В. С. Несимметричное возбуждение прецессии намагниченности второго порядка в условиях ориентационного перехода / В. С. Власов, Л. Н. Котов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Радиотехника и Электроника. — 2012. — № Т. 57, №5. — С. 516.

65. Власов, В. С. Исследование динамики и изменения магнитной структуры ансамбля ферромагнитных частиц / В. С. Власов, Л. Н. Котов, Е. С. Липина, М. С. Кирушев, Ф. Ф. Асадуллин, С. М. Полещиков, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Известия РАН. Серия физическая. — 2013. — № Т. 77, №10. — С. 1459.

66. Плешев, Д. А. Особенности динамики магнитной и упругой подсистем в тонкой ферритовой пленке при магнитострикционном преобразовании частот

/ Д. А. Плешев, Ф. Ф. Асадуллин, Н. А. Оганезова, В. С. Власов, Л. Н. Котов, В. И. Щеглов // Известия РАН. Серия физическая. — 2019. — № Т. 83, №7. — С. 987.

67. Feron, A. M. Nonlinear and chaotic magnetization dynamics near bifurcations of the Landau-Lifshitz-Gilbert equation / A. M. Feron, R. E. Camley // Phys. Rev. B. — 2017. — № V. 95. — Art №104421.

68. Форсайт, Дж. Машинные методы математических вычислений / Дж. Форсайт, М. Малькольм, К. Моулер — Москва: Мир, 1980 — 280 с.

69. Dreher, L. Surface acoustic wave-driven ferromagnetic resonance in nickel thin films: theory and experiment / L. Dreher, M. Weiler, M. Pernpeintner, H. Huebl, R. Gross, M.S. Brandt, S.T.B. Goennenwein // Phys. Rev. B. — 2012. — № V. 86. — Art №134415.

70. Thevenard, L. Duquesne Surface-acoustic-wave-driven ferromagnetic resonance in (Ga,Mn)(As,P) epilayers / L. Thevenard, C. Gourdon, J. Y. Prieur, H. J. von Bardeleben, S. Vincent, L. Becerra, L. Largeau, J.-Y. Duquesne // Phys. Rev. B. — 2014. — № V. 90. — Art №094401.

71. Kuszewski, P. Resonant magneto-acoustic switching: influence of Rayleigh wave frequency and wavevector / P. Kuszewski, I. S. Camara, N. Biarrotte, L. Becerra, J. von Bardeleben, W. Savero Torres, A. Lemaître, C. Gourdon, J.-Y. Duquesne, L. Thevenard // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2018. — № V. 30, №24. — Art №244003.

72. Linnik, T. L. Theory of magnetization precession induced by a picosecond strain pulse in ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As / T. L. Linnik, A. V. Scherbakov, D. R. Yakovlev, X. Liu, J. K. Furdyna, M. Bayer // Phys. Rev. B. — 2011. — V. 84. — Art №214432.

73. Linnik, T. L. Ferromagnetic resonance in as-deposited and annealed Fe – SiO₂ heterogeneous thin films / T. L. Linnik, A. V. Scherbakov, D. R. Yakovlev, X. Liu, J. K. Furdyna, M. Bayer // Phys. Rev. B. — 1999. — V. 60. — Art №12270.

74. Карпачёв, С. Н. Нелинейная релаксационная динамика магнитной и упругой подсистем ферритовой плёнки вблизи акустического резонанса / С.

- Н. Карпачёв, В. С. Власов, Л. Н. Котов // Вестник МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. — 2006. — № 6. — С. 60.
75. Gömze, L. A. Rheological principles of development hetero-modulus and hetero-viscous complex materials with extreme dynamic strength / L. A. Gömze, L. N. Gömze // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. — 2017. — № 175. — Art №012001.
76. Temiryazev, A.G. “Exchange” spin waves in nonuniform yttrium iron garnet films / A.G. Temiryazev, M.P. Tikhomirova, P.E. Zilberman // J. Appl. Phys. — 1994. — V. 76, №12. — P.5586.
77. Зильберман, П. Е. Возбуждение и распространение обменных спиновых волн в пленках железоиттриевого граната / П. Е. Зильберман, А. Г. Темирязов, М. П. Тихомирова // ЖЭТФ. — 1995. — Т. 108, №1. — С. 281.
78. Гуляев, Ю. В. Основная мода нелинейного спин-волнового резонанса в нормально намагниченных ферритовых пленках / Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, А. Г. Темирязов, М. П. Тихомирова // ФТТ. — 2000. — Т.42, №6. — С. 1062.
79. Gerrits, Th. Large-angle magnetization dynamics measured by time-resolved ferromagnetic resonance / Th. Gerrits, M.L. Schneider, A.B. Kos, T.J. Silva // Phys. Rev. B. — 2006. — V.73, №9. — P.094454(7).
80. С.А. Афанасьев, Д.И. Семенцов. Потоки энергии при интерференции электромагнитных волн. / Успехи Физических Наук. —2008. — Т. 178. № 4. — С. 377-384.
81. Золотовский, И.О. Динамика частотно-модулированных волновых пакетов в оптических волноводах с комплексными материальными параметрами. / И.О. Золотовский, Р.Н. Минвалиев, Д.И. Семенцов // Успехи Физических Наук. — 2013. — Том 183. № 12. — С. 1353-1368.
82. Шутый А.М., Семенцов Д.И. Нелинейные динамические режимы намагниченности в феррит-гранатовых пленках типа (100). // ЖЭТФ. — 2007. — Том 131. Вып. 5. — С. 868-877.

83. Т.М. Василевская, Д. И.Семенцов. Ферромагнитный резонанс в одноосной магнитной пленке при подмагничивании вдоль «трудной» оси. // ЖЭТФ. — 2010. — Том 137. Вып. 4. — С. 154-158.
84. Шутый А.М., Семенцов Д.И. Возбуждение в решетке магнитных наночастиц волны ориентационного перехода и хаотической динамики. // Письма в ЖЭТФ. — 2017. — Том 106. Вып. 6. — С. 334 – 342.
85. Eliseeva, S.V. Anisotropy, gyrotropy and dispersion properties of the periodical thin-layer structure of magnetic-semiconductor. / S.V. Eliseeva, D.G. Sannikov, D.I. Sementsov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2010. — Vol. 322. — P. 3807–3816.
86. Белов, К. П. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках / К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин — Москва: Наука, 1979 — 317 с.
87. Власов, В. С. Нелинейная прецессия вектора намагниченности в условиях ориентационного перехода / В. С. Власов, Л. Н. Котов, В. И. Щеглов — Сыктывкар: ИПО СыктГУ, 2013
88. Шавров, В. Г. Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода / В. Г. Шавров, В. И. Щеглов — Москва: Физматлит, 2018 — 568 с.
89. Власов, В. С. Мультирежимный характер нелинейной прецессии намагниченности второго порядка в условиях ориентационного перехода / В. С. Власов, Л. Н. Котов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Радиотехника и электроника. — 2011. — Т.56, №9. — С. 1120.
90. Власов, В. С. Несимметричная вынужденная нелинейная прецессия намагниченности в условиях ориентационного перехода / В. С. Власов, Л. Н. Котов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Радиотехника и электроника. — 2011. — Т.56, №6. — С. 719.
91. Власов, В. С. Несимметричное возбуждение прецессии намагниченности второго порядка в условиях ориентационного перехода / В. С. Власов, Л. Н. Котов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Радиотехника и электроника. — 2012. — Т.57, №5. — С. 501.

92. Власов, В. С. Прецессия намагниченности второго порядка в анизотропной среде. Часть 1. Одноосная анизотропия / В. С. Власов, М. С. Кирушев, Л. Н. Котов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Радиотехника и электроника. — 2013. — Т.58, №8. — С. 806.
93. Власов, В. С. Прецессия намагниченности второго порядка в анизотропной среде. II. Кубическая анизотропия / В. С. Власов, М. С. Кирушев, Л. Н. Котов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Радиотехника и электроника. — 2013. — Т.58, №9. — С. 857.
94. Власов, В. С., Нелинейная динамика установления намагниченности в ферритовой пластине с магнитоупругими свойствами в условиях ориентационного перехода. / В. С. Власов, Л. Н. Котов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Радиотехника и электроника. — 2010. — Т.55, №6. — С. 689.
95. Власов, В. С. Стационарные режимы прецессии намагниченности второго порядка в среде с магнитоупругими свойствами / В. С. Власов, М. С. Кирушев, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Материалы XXIII Всероссийской конференции «Электромагнитное поле и материалы». — Москва:ИНФРА-М, 2015. — С. 217.
96. Власов, В. С. Вынужденная нелинейная прецессия намагниченности второго порядка в среде с магнитоупругими свойствами / В. С. Власов, М. С. Кирушев, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Радиотехника и электроника. — 2019. — Т.64, №1. — С. 54-64.
97. Власов, В. С. Комбинационное возбуждение гиперзвука в двухслойной ферритовой структуре / В. С. Власов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Сборник трудов XXI Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы». — Москва: НИУ МЭИ, 2013. — С. 164.
98. Власов, В. С. Нелинейное возбуждение гиперзвука в двухслойной ферритовой структуре при ферромагнитном резонансе / В. С. Власов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Радиотехника и электроника. — 2014. — Т.59, №5. — С. 482.

99. Власов, В. С. Нелинейное возбуждение гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе / В. С. Власов, Л. Н. Котов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Радиотехника и электроника. — 2009. — № Т.54, №7. — С. 863.
100. Сушкевич, А. К. Основы высшей алгебры / А. К. Сушкевич — Москва-Ленинград: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1941 — 462 с.
101. Корн Г. Справочник по математике для научных работников и инженеров / Корн Г., Корн Т. — Москва: Наука, 1973 — 832 с.
102. Ветошко, П. М. Роль упругой диссипации в формировании резонансных свойств прецессии намагниченности в магнитоупругой среде / П. М. Ветошко, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Радиотехника и электроника. — 2017. — Т.62, №4. — С. 364.
103. Ветошко, П. М. Роль упругой диссипации в формировании затухания прецессии намагниченности в магнитоупругой среде / П. М. Ветошко, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Письма в ЖТФ. — 2015. — Т.41, №21. — С. 1-6.
104. Ветошко, П. М. Влияние подложки на магнитоупругие колебания в структуре «магнитная пленка – немагнитная подложка» / П. М. Ветошко, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. — 2015. — № 8. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/aug15/5/text.pdf>
105. Ветошко, П. М. Влияние диссипации прецессии намагниченности на установление колебаний в схеме ротационного магнетометра / П. М. Ветошко, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Материалы XXIII Всероссийской конференции «Электромагнитное поле и материалы». — Москва: ИНФРА-М, 2015. — С. 173.
106. Ветошко, П. М. Влияние подложки на возбуждение магнитоупругих колебаний в тонкой пленке феррита / П. М. Ветошко, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Материалы XXIII Всероссийской конференции «Электромагнитное поле и материалы». — Москва: ИНФРА-М, 2015. — С. 188.

107. Ветошко, П. М. Формирование магнитного затухания за счет упругой диссипации в схеме ротационного магнетометра / П. М. Ветошко, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. — 2014. — № 11. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/nov14/1/text.pdf>.
108. Ветошко, П. М. Роль различных механизмов затухания в формировании установившегося режима прецессии намагниченности в магнитоупругой среде / П. М. Ветошко, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Сборник трудов XXII Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы». — Москва: НИУ МЭИ, 2014. — С. 237.
109. Туров, Е. А. Об энергетической щели для спиновых волн в ферро- и антиферромагнетиках, связанной с магнитоупругой энергией / Е. А. Туров, В. Г. Шавров // ФТТ. — 1965. — Т. 7, №1. — С. 217.
110. Романов, А. С. О влиянии спонтанной стрикции на антиферромагнитный резонанс в гематите / А. С. Романов, Е. Г. Рудашевский // ЖЭТФ. — 1964. — Т. 47, №6(12). — С. 2095.
111. Щеглов, В. И. Зависимость скорости звука от магнитного поля в ферро- и антиферромагнетиках / В. И. Щеглов // ФТТ. — 1972. — Т. 14, №7. — С. 2180.
112. Seavey M.H. Acoustic resonance in the easy-plane weak ferromagnets Fe_2O_3 α – and FeVO_3 / Seavey M.H. // Sol. St. Comm. — 1972. — V. 10, №2. — P. 219.
113. Максименков, П. П. Исследование магнитоупругого взаимодействия в гематите с помощью антиферромагнитного резонанса / П. П. Максименков, В. И. Ожогин // ЖЭТФ. — 1973. — № Т.65, №2(8). — С. 657.