

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Ульяновский государственный университет»

На правах рукописи

Василевская Татьяна Михайловна

ОСОБЕННОСТИ ФЕРРОМАГНИТНОГО И СПИН-ВОЛНОВОГО
РЕЗОНАНСОВ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ И
МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор Д.И. Семенцов

Ульяновск – 2015

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР	10
1.1. Динамика намагниченности тонких пленок.....	10
1.2. Ферромагнитный и спин-волновой резонансы.....	15
1.3. Дисперсия магнитной анизотропии.....	21
ГЛАВА 2. ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ПРИ ПОДМАГНИЧИВАНИИ ВДОЛЬ ОСИ ТРУДНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ	27
2.1. ФМР металлических поликристаллических пленок с одноосной магнитной анизотропией.....	27
2.1.1. Равновесные состояния намагниченности пленок.....	28
2.1.2. Резонансные частоты и поля.....	30
2.1.3. Прецессионная динамика намагниченности и спектр ФМР пленки с одноосной анизотропией, намагниченной вдоль ОЛН.....	33
2.1.4. Прецессионная динамика намагниченности и спектр ФМР пленки, намагниченной вдоль ОТН. Бифуркационный резонанс	37
2.1.5. Динамика установления прецессионного режима пленки с одноосной анизотропией, намагниченной вдоль ОТН.....	48
2.2 ФМР монокристаллических пленок с кубической магнитной анизотропией	49
2.2.1. Равновесные состояния намагниченности пленок.....	50
2.2.2. Резонансные частоты и поля	52
2.2.3. Прецессионная динамика намагниченности и спектр ФМР пленки, на- магниченной вдоль ОТН. Бифуркационный резонанс	53
ГЛАВА 3. РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК С УГЛОВОЙ ДИСПЕРСИЕЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ	61

3.1. Статистическая модель	63
3.2. Равновесное состояние намагниченности пленки	66
3.3. Высокочастотная восприимчивость	68
3.4. Учет угловой дисперсии.....	73
ГЛАВА 4. СПИН-ВОЛНОВОЙ РЕЗОНАНС ПРИ ПЛОСКОСТНОМ ПОДМАГНИЧИВАНИИ ТОНКОЙ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ.....	79
4.1. Общие уравнения для бездисперсной пленки	79
4.2. Спектр СВР в отсутствие затухания	85
4.3. Спектр СВР с учетом затухания.....	90
4.4. Спектр СВР с учетом угловой дисперсии.....	93
4.5. Численный анализ.....	94
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	105
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	107

ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие исследования высокочастотных волновых явлений в тонких магнитных пленках (ТМП), а также их технические приложения привели к становлению нового научно-технического направления – спин-волновой электроники, развитие которой является примером существенного вклада фундаментальной физики в практику. Тонкие магнитные пленки (ТМП) и многослойные структуры на их основе получили широкое применение в различных СВЧ устройствах: в СВЧ фильтрах, датчиках слабых магнитных полей, в устройствах для считывания информации в жестких дисках [1- 6]. Основой для их применения являются их резонансные свойства, а именно ферромагнитный резонанс (ФМР) [7].

Особый интерес вызывает спин-волновой резонанс (СВР) в ТМП, который заключается в возбуждении пространственно-неоднородных колебаний намагниченности волнового типа [8]. Процессы распространения спиновых волн в тонкопленочных структурах существенно зависят от типа граничных условий, которые могут быть обменными и диссипационными. Характер трансформации спектров СВР существенно зависит от типа реализуемых условий для поверхностных спинов [8,9].

Переход к пленочному состоянию, где один размер исчезающе мал по сравнению с двумя другими, приводит к тому, что многие физические процессы в пленках протекают принципиально иначе, чем в массивных ферромагнетиках. Одной из основных причин этого являются размерные эффекты, когда какая-либо характерная длина, проявляющаяся в данном физическом явлении (например, длина свободного пробега, радиус обменного взаимодействия и т.д.), становится сравнимой с размерами пленки. Существование размерных эффектов в тонких пленках позволяет определять микроскопические константы вещества, которые трудно или невозможно находить в массивных образцах.

Другой важной причиной изменения резонансных свойств ТМП, получаемых методом конденсации атомных пучков в вакууме, является разнообразие их структурных характеристик [10]. Варьирование условиями конденсации (глубиной вакуума и температурой подложки, скоростью напыления и углом падения пучка на подложку, величиной и ориентацией внешних полей) позволяет изменять структуру от предельно неупорядоченного мелкодисперсного состояния (аморфные пленки) до структуры весьма совершенного монокристаллического слоя.

Возможность получения поликристаллических пленок с малыми размерами кристаллитов ($\sim 10^{-6} \div 10^{-5}$ см) приводит к дополнительным особенностям в статистическом и динамическом поведении ТМП, связанном с их магнитной структурой. Проблема изучения влияния структурной магнитной анизотропии на физические свойства поликристаллических ТМП имеет не только чисто научный интерес, она актуальна и развивается во многих направлениях. В связи с этим представляют интерес исследования резонансных свойств металлических пленок со структурной анизотропией. Структурная анизотропия, возникающая в поликристаллических пленках за счет преимущественной ориентации микроструктурных образований (столбчатость кристаллитов, микропоры), вызывает анизотропию зависящих от структуры характеристик (электросопротивление, резонансная частота и ширина линии ФМР и др.). К деформации спектра ФМР также может приводить и ослабление СВЧ поля в пленке за счет скин-эффекта, что необходимо учитывать при построении спектра ФМР для пленок с толщиной, сопоставимой с толщиной скин-слоя.

Цель и задачи работы. Целью настоящей диссертационной работы является исследование особенностей ФМР и СВР в поликристаллических и монокристаллических магнитных пленках при их плоскостном подмагничивании вдоль ОТН и ОЛН. В связи с этим поставлены следующие задачи:

- на основе численного решения уравнения Ландау-Лифшица выявить и построить прецессионные траектории магнитного момента вблизи равновесного положения для пленок с одноосной магнитной анизотропией и монокристаллических пленок с кубической анизотропией, намагниченных вдоль ОН, при разных амплитудах и частотах СВЧ поля;
- на основе прецессионной динамики намагниченности в пленках с одноосной и кубической магнитной анизотропией, намагниченных вдоль ОН, построить спектры ФМР, выявить и проанализировать особенности низкочастотного резонанса, реализуемого вблизи поля магнитной анизотропии;
- на основе аналитического решения линеаризованного уравнения Ландау-Лифшица определить компоненты тензора высокочастотной восприимчивости для тонкой ферромагнитной пленки с одноосной магнитной анизотропией, намагниченной вдоль ОН, с учетом неоднородности СВЧ поля за счет скин-эффекта;
- на основе блочной модели поликристаллической пленки провести учет угловой дисперсии одноосной и кубической магнитной анизотропии при анализе резонансных свойств намагниченной вдоль ОН пленки, построить и проанализировать спектры ФМР;
- с учетом затухания в спиновой системе и различных степеней закрепления поверхностных спинов на обеих поверхностях пленки построить тензор высокочастотной восприимчивости пленки с плоскостной одноосной анизотропией при подмагничивании вдоль ОН, построить и проанализировать спектры СВР.

Научная новизна работы:

- обнаружена бистабильность прецессионной динамики намагниченности при плоскостном подмагничивании магнитных пленок вдоль ОН. Дано обоснование появления дополнительного резонансного пика вблизи поля магнитной анизотропии при плоскостном подмагничива-

нии пленок вдоль ОН на примере поликристаллических и монокристаллических пленок;

- проведен анализ особенностей спектра ФМР при плоскостном подмагничивании ферромагнитной пленки, обусловленных наличием как наведенной одноосной, так и кристаллографической магнитной анизотропии, а также угловой дисперсии указанных типов анизотропии, с учетом неоднородного распределения высокочастотного поля по толщине за счет скин-эффекта;
- исследовано влияние поверхностных спиновых волн, отвечающих второй дисперсионной ветви с чисто мнимыми волновыми числами, на модификацию спектра СВР тонкого ферромагнитного слоя толщиной, сравнимой с толщиной локализации спиновых волн, при плоскостном намагничивании с учетом степени поверхностного закрепления спинов, типа поверхностной анизотропии и затухания в спиновой системе.

Основные положения, выносимые на защиту:

- бистабильность в состоянии намагниченности пленок с одноосной и кубической магнитной анизотропией при их плоскостном подмагничивании вдоль ОН приводит к появлению бифуркационного резонанса в области значений подмагничивающего поля равной полю магнитной анизотропии;
- низкочастотная резонансная прецессия магнитного момента при подмагничивании пленки вдоль ОН вблизи поля бистабильности при малых параметрах затухания имеет перескоковый характер с установлением движения магнитного момента вокруг двух положений равновесия, результатом чего является асимметричная форма кривой резонансного поглощения;
- учет скин-эффекта в металлических магнитных пленках приводит к существенно неоднородному распределению СВЧ-поля по толщине

пленки и значительной модификации формы резонансной кривой. Учет угловой дисперсии одноосной и кубической магнитной анизотропии приводит к уменьшению амплитуды угловых осцилляций резонансного поля;

- при плоскостном подмагничивании тонкой ферромагнитной пленки появляется вторая дисперсионная ветвь собственных спиновых волн с волновыми числами, остающимися чисто мнимыми во всем диапазоне частот. Для тонкой ферромагнитной пленки толщиной, сравнимой с толщиной локализации спиновых волн, существенное влияние спиновых волн второй дисперсионной ветви, наличие затухания и неполного закрепления поверхностных спинов приводят к существенной перестройке спектра СВР.

Научная и практическая значимость результатов. Полученные в работе результаты представляют интерес для физики конденсированного состояния и физики магнитных явлений, так как расширяют физические представления о нелинейной динамике намагниченности в магнитных пленках. В частности, анализ условий возникновения бистабильности в прецессионной динамике намагниченности пленок, намагниченных вдоль ОН, позволил объяснить появление дополнительного резонанса в спектрах ФМР. Проведенный в работе анализ высокочастотных свойств магнитных пленок указывает на возможность эффективного управления их СВЧ откликом с помощью внешнего магнитного поля в области ферро- и спин-волнового резонансов. Результаты работы могут представлять интерес при создании новых устройств твердотельной электроники и интегральной СВЧ-техники.

Достоверность полученных в работе результатов обеспечивается корректностью поставленных задач, использованием для их решения апробированных методов теории конденсированных сред и магнитных явлений, обоснованностью используемых приближений, совпадением предельных перехо-

дов в полученных соотношениях с известными менее общими результатами, а также совпадением результатов теоретического и компьютерного анализа с имеющимися экспериментальными данными.

Апробация работы. Основные положения и результаты работы представлены в форме публикаций и тезисов научных конференций. Научные доклады получили положительную оценку на международной научно-технической конференции «Физика и технические приложения волновых процессов», Самара (2006), на VII Всероссийской молодежной научной школе "Материалы нано-, микро- и оптоэлектроники: физические свойства и применение", Саранск (2008), на XI международной конференции «Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы», Ульяновск (2009), на международной конференции «Новые магнитные материалы микроэлектроники», Москва, МГУ (2009).

Публикации и личный вклад автора. По материалам диссертации опубликовано 14 научных работ: 9 статей в журналах из перечня ВАК РФ, 1 статья в научном сборнике, 4 тезиса научных конференций. Цель и задачи формулировались совместно с научным руководителем – д.ф.-м.н., профессором Д.И. Семенцовым. Все результаты численного анализа, представленные в диссертационной работе, получены автором лично. Получение основных расчетных зависимостей, интерпретация полученных результатов осуществлялась совместно с научным руководителем.

Диссертационная работа состоит из: введения, первой обзорной главы и трех оригинальных глав, заключения, списка литературы; материал изложен на 118 страницах машинописного текста, включая 37 рисунков, библиографический список содержит 103 наименования.

ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

1.1. Динамика намагниченности тонких пленок

Сущность явления ФМР заключается в резонансном поглощении ферромагнетиком энергии высокочастотного электромагнитного поля $\mathbf{h}$, направленного перпендикулярного к подмагничивающему ферромагнетик постоянному полю $\mathbf{H}_0$. Впервые ФМР фактически наблюдал В. К. Аркадьев в 1911 году. Качественное квантовомеханическое объяснение этого явления было дано в 1923 году Я. Г. Дорфманом. Квантовомеханический подход дал принципиальную возможность корректного рассмотрения резонансных процессов в магнитоупорядоченных твердых телах. Явление резонанса обусловлено переходами между различными энергетическими уровнями, соответствующими состояниям магнитных моментов электронов, ответственных за магнетизм. Однако учет параметров реальных ферромагнетиков, имеющих различные дефекты в структуре, магнитную анизотропию и т.д., при квантовомеханическом подходе, становится почти невыполнимой задачей. Здесь более удобен феноменологический подход. Его детальная разработка была опубликована в работе Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица в 1935 году [11], а полученное ими уравнение движения намагниченности стало основой классической теории ФМР. В начале сороковых годов ученые вернулись к экспериментальному изучению ферромагнитного резонансного поглощения, которое в наиболее отчётливой форме было зарегистрировано в никеле и железо-кремниевом сплаве Е. К. Завойским [12] в СССР и Гриффитсом [13] в Англии, независимо друг от друга. Следующим витком в развитии теории ФМР стали труды Ч. Киттеля [14], который обобщил расчеты Ландау и Лифшица и внес большой вклад в применение методов магнитного резонанса в исследовании электронной структуры твердых тел.

Особенности резонансных явлений в ферромагнетике определяются, прежде всего, тем, что в этих веществах мы имеем дело не с отдельными изолированными атомами, а со сложной системной сильно взаимодействующих

электронов. Обменный характер взаимодействия приводит к тому, что некомпенсированные спиновые магнитные моменты ионов кристаллической решетки ферромагнетика ориентируются параллельно друг другу. Это создает большую результирующую намагниченность, а с ней и большое внутреннее магнитное поле. Изменения величины и ориентации внутри ферромагнетика намагниченности могут существенно изменить условия резонанса. Различные взаимодействия в ферромагнетике можно учесть феноменологически, полагая, что ответственные за ферромагнетизм спины прецессируют не вокруг направления внешнего статического поля $\mathbf{H}_0$, а в некотором внутреннем эффективном поле $\mathbf{H}_{\text{эфф}}$, эквивалентном по своему действию внешнему полю. Из этого следует, что намагниченность, определяемую как плотность магнитного момента $\mathbf{M}$, приближенно можно рассматривать как классический вектор, прецессирующий вокруг направления некоторого внутреннего эффективного поля $\mathbf{H}_{\text{эфф}}$. Ландау и Лифшиц записали уравнение движения вектора намагниченности, которое для идеализированного случая – при отсутствии потерь – имеет вид [11]:

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma[\mathbf{M}\mathbf{H}_{\text{эфф}}]. \quad (1.1)$$

Здесь $\gamma = g|e|\hbar/2mc$ – гиромагнитное отношение, в котором g – фактор Ланде (называемый также фактором спектроскопического расщепления), $-|e|\hbar$ и m – соответственно заряд и масса электрона, c – скорость света. В случае ферромагнетиков мы имеем дело в основном с проявлением спинового магнетизма, при котором g -фактор должен равняться 2 (точнее $g = 2.0023$). Однако фактически g – фактор, определяемый из резонансных опытов, заметно отличается от 2, что связано с влиянием орбитального магнетизма, наряду со спиновым магнетизмом [14].

В реальном ферромагнетике при движении вектора намагниченности неизбежно происходит диссипация энергии колебаний, то есть переход ее в другие виды (в основном – в энергию тепловых колебаний узлов кристаллической ре-

шетки). Учет диссипации можно произвести, предполагая, что на намагниченность, кроме постоянной и переменной составляющих внешнего поля $\mathbf{H}$, действует, так называемое, эффективное поле «сил трения», пропорциональное скорости изменения вектора $\mathbf{M}$. Ландау и Лифшиц ввели в уравнение движения магнитного момента сравнительно малый член, учитывающий затухание [11]:

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma[\mathbf{M}\mathbf{H}_{\text{эфф}}] - \frac{\lambda}{M^2}[\mathbf{M}[\mathbf{M}\mathbf{H}_{\text{эфф}}]], \quad (1.2)$$

где λ – параметр затухания Ландау, имеющий смысл «релаксационной частоты». Позднее Гильберт предложил другую форму релаксационного члена

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma[\mathbf{M}\mathbf{H}_{\text{эфф}}] + \frac{\xi}{M}[\mathbf{M}\dot{\mathbf{M}}], \quad (1.3)$$

которая по существу представляет собой модификацию формы Ландау-Лифшица. Между параметрами затухания ξ и λ существует однозначная связь, которая имеет вид $\lambda = \xi\gamma M_0$.

Введение в уравнение эффективного поля $\mathbf{H}_{\text{эфф}}$ стало возможным ввиду того, что в ферромагнитных телах макроскопических размеров ($\sim 6.02 \cdot 10^{23}$ атомов / грамм-атом) суммарное значение спина (полный спин) велико. Число возможных ориентаций полного спина также очень большое. Поэтому намагниченность, определяемая как магнитный момент на единицу объема, может ориентироваться почти в любом направлении относительно постоянного поля $\mathbf{H}_0$. Величину и направление поля $\mathbf{H}_{\text{эфф}}$ ферромагнетика определяют через плотность свободной энергии F :

$$\mathbf{H}_{\text{эфф}} = -\frac{\partial F}{\partial \mathbf{M}} + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\partial F}{\partial (\partial \mathbf{M} / \partial x_j)} \right]. \quad (1.4)$$

Плотность свободной энергии ферромагнетика определяется суммированием различных видов энергии:

$$F = F_H + F_{\text{обм}} + F_a + F_p + F_d, \quad (1.5)$$

где $F_H = -\mathbf{M}\mathbf{H}$ – энергия взаимодействия с внешним полем (зеemanовская энергия), $F_{\text{обм}}$ – обменная энергия, F_a – энергия магнитной анизотропии F_p – энергия размагничивающего поля поверхностных «магнитных зарядов», F_d – энергия междоменных границ.

Электростатическое взаимодействие атомов, зависящее от ориентации их спинов, принято называть обменным взаимодействием. Обменная энергия $F_{\text{обм}}$ связана с пространственной неоднородностью намагниченности. Любое нарушение однородности распределения плотности магнитного момента в пленке вызывает увеличение обменной энергии. Выражение для обменной энергии можно представить в виде

$$F_{\text{обм}} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \alpha_{i,j} \alpha_{i,j} \nabla^2 \mathbf{M}, \quad (1.6)$$

где $\alpha_{i,j}$ – компоненты тензора обменного взаимодействия. В кубических кристаллах компоненты $\alpha_{i,j} = \alpha \delta_{ij}$, где δ_{ij} – символ Кронекера, а константа обменного взаимодействия $\alpha > 0$. Поэтому

$$F_{\text{обм}} = \alpha \nabla^2 \mathbf{M} / 2. \quad (1.7)$$

Во многих экспериментальных работах вместо константы обменного взаимодействия α используется константа A . Константы A и α связаны между собой равенством $\alpha = 2A/M_0^2$.

Фундаментальным свойством магнитных пленок является магнитная анизотропия, характеризуемая типом симметрии, ориентацией осей лёгкого намагничивания, энергетическими константами. Энергия магнитной анизотропии F_a зависит от ориентации вектора намагниченности $\mathbf{M}$ относительно осей кристаллической решетки. Для кристаллов кубической симметрии плотность энергии кристаллографической магнитной анизотропии можно записать в виде

$$F_a = K_0 + K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \dots, \quad (1.8)$$

где $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ – направляющие косинусы вектора $\mathbf{M}$ относительно ребер куба, а K_1 и K_2 – первая и вторая константы кубической анизотропии. Зависящая от нормировки константа анизотропии K_0 имеет смысл энергии монокристалла. Если $K_1 > 0, K_2 = 0$, то второй член в выражении для энергии анизотропии минимален в направлениях вдоль $[001], [100]$ и $[010]$ – в этом случае эти оси являются ОЛН. Если $K_1 < 0, K_2 = 0$, то ОЛН будет направление $[111]$.

Наряду с естественной кристаллографической анизотропией в текстурированных поликристаллических плёнках может существовать значительная наведённая анизотропия. Так, если к пленке в процессе ее формирования приложить магнитное поле, то в ней возникает одноосная магнитная анизотропия. Энергия одноосной наведенной анизотропии записывается в виде

$$F_a = -\beta(\mathbf{M}\mathbf{n}_u)^2/2, \quad (1.9)$$

где $\mathbf{n}_u$ – орт оси анизотропии, β – безразмерная константа одноосной анизотропии. При $\beta > 0$ минимум энергии анизотропии достигается при ориентации магнитного момента $\mathbf{M}$ параллельно оси симметрии ($\mathbf{M} \parallel \mathbf{n}_u$). Ось симметрии при этом является ОЛН. При отклонении вектора $\mathbf{M}$ от ОЛН энергия анизотропии растет. В случае перпендикулярной ориентации вектора $\mathbf{M}$ относительно ОЛН ($\mathbf{M} \perp \mathbf{n}_u$) энергия анизотропии максимальна. Ось, перпендикулярная ОЛН, является осью трудного намагничивания (ОТН). При $\beta < 0$ минимум энергии анизотропии достигается при ориентации магнитного момента $\mathbf{M}$ перпендикулярно оси симметрии ($\mathbf{M} \perp \mathbf{n}_u$). Такую плоскость называют плоскостью легкого намагничивания. При отклонении вектора $\mathbf{M}$ от плоскости легкого намагничивания вызывает постепенное увеличение энергии анизотропии, а при $\mathbf{M} \parallel \mathbf{n}_u$ энергия анизотропии по величине становится максимальной.

Энергия размагничивающего поля F_p определяется как

$$F_p = \mathbf{M}\hat{N}\mathbf{M}/2, \quad (1.10)$$

где тензор размагничивающих коэффициентов $\hat{N}$. Для образцов эллиптической формы, а пленка рассматривается как предельный случай сильно сплюснутого эллипсоида вращения, размагничивающее поле оказывается однородным. При совпадении главных осей эллипсоида с координатными осями тензор $\hat{N}$ имеет отличные от нуля компоненты $N_{xx} \equiv N_x, N_{yy} \equiv N_y, N_{zz} \equiv N_z$, при этом $\sum_{i=x,y,z} N_i = 4\pi$. В случае, когда оси **X** и **Y** лежат в плоскости пленки, а ось **Z** направлена перпендикулярно поверхности пленки, диагональные элементы тензора равны

$$N_{xx} = 0, N_{yy} = 0, N_{zz} = 4\pi. \quad (1.11)$$

В связи с этим в магнитной пермаллоевой пленке действует сильное размагничивающее поле $4\pi M_0 \approx 10^4$ Гс и равновесная намагниченность $\mathbf{M}_0$ лежит в плоскости пленки.

С учетом свойств материала и условий эксперимента некоторыми видами энергий, входящими в определение плотности свободной энергии ферромагнетика (1.5), при расчетах можно пренебречь. Так в большинстве экспериментов по ФМР предполагается, что внешнее подмагничивающее поле достаточно велико для того, чтобы весь образец в целом можно было рассматривать как одну ферромагнитную область самопроизвольной намагниченности. В таком случае энергия междоменных границ F_d не рассматривается. Кроме того, большую роль в определении выражения плотности свободной энергии играет постановка задачи. Так, обменная энергия $F_{обм}$ вводится в определение плотности свободной энергии при расчетах спектров СВР и пренебрегается при расчетах спектров ФМР, так как именно СВР обуславливается пространственной неоднородностью намагниченности.

1.2. Ферромагнитный и спин-волновой резонансы

В случае подмагничивания пленки постоянным полем $\mathbf{H}_0$ в пленке устанавливается равновесное распределение плотности магнитного момента $\mathbf{M}_0$. При перпендикулярном наложении слабого СВЧ поля на постоянное по-

ле ($\mathbf{h} \perp \mathbf{H}_0$, $h \ll H$) магнитный момент начинает совершать малые колебания вокруг равновесного положения. Вместе с магнитным моментом $\mathbf{M}$ малые колебания около равновесных значений совершают и созданные им магнитные поля. При ФМР колебания магнитных моментов в магнитоупорядоченных веществах совершаются синфазно, т.е. представляют собой однородную прецессию. Поэтому ФМР называют однородным резонансом. Однако, наряду с однородной прецессией, возможно возбуждение неоднородной прецессии магнитных моментов, что связано с неоднородностью переменного магнитного поля внутри ферромагнетика. Неоднородное возбуждение прецессии магнитных моментов (появление спиновых волн) называется СВР.

Для малых колебаний можно считать, что вектор намагниченности $\mathbf{M}$ определяется векторным суммированием постоянной и переменной составляющей

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m} \exp(i\omega t), \quad (1.12)$$

где $\mathbf{m} \perp \mathbf{M}_0$ в силу условия постоянства длины вектора намагниченности при колебаниях магнитного момента ($|\mathbf{M}| = M_0$).

Линеаризуем уравнение движения магнитного момента, пренебрегая произведениями малых переменных величин и сохраняя только члены, линейные по малым переменным $\mathbf{h}$ и $\mathbf{m}$. Проецируя полученное на оси прямоугольной системы координат, запишем решение в виде

$$\mathbf{m} = \hat{\chi} \mathbf{h}, \quad (1.13)$$

где $\hat{\chi}$ – тензор высокочастотной магнитной восприимчивости. Одной из особенностей компонент тензора $\hat{\chi}$ является их зависимость от параметров внешнего поля H , h и ω . Следствием этой зависимости и является возникновение ФМР.

Учет диссипативных членов затухания в уравнении движения магнитного момента приводит к тому, что компоненты тензора $\hat{\chi}$ являются комплексными величинами

$$\hat{\chi} = \hat{\chi}' - i\hat{\chi}'', \quad (1.14)$$

и обуславливают конечную ширину резонансной линии. Мнимая составляющая восприимчивости $\hat{\chi}''$ характеризует мощность поглощаемой энергии переменного поля магнитной системой, а именно

$$P = \omega \mathbf{h}(\hat{\chi}'' \mathbf{h})/2. \quad (1.15)$$

В связи с этим зачастую интересует лишь мнимая часть тензора $\hat{\chi}$, так как частотные зависимости компонент тензора $\hat{\chi}''$ описывают резонансные кривые поглощения энергии при различной ориентации пленки относительно внешнего поля. Максимальные значения компонент $\hat{\chi}_{\max}''$ точно соответствуют резонансным частотам ω_r . Расстояние между точками, в которых амплитуда пика резонансной кривой уменьшается в два раза ($\chi_{\max}''/2$), называется шириной резонансной линии $\Delta\omega$. Характеристики наблюдаемой в эксперименте линии поглощения ($\omega_r, \Delta\omega, \chi_{\max}''$, форма линии) существенным образом зависят от особенностей магнитных свойств ферромагнетика. В связи с этим анализ спектров ФМР и спиновых волн (СВР) позволяет получить информацию о различных структурных и химических неоднородностях изучаемого материала, проявляющихся во флуктуациях основных параметров спиновой системы: намагниченности, константы обменного взаимодействия, константы локальной магнитной анизотропии и т.д. [15-18]. Изучение динамического поведения магнитных пленок и наноструктур позволяет в дальнейшем эффективно использовать свойства ТМП в СВЧ устройствах [19-34].

Причинами возбуждения спиновых волн служат диполь-дипольное взаимодействие, а также обменное взаимодействие между электронами, зависящее от ориентации их спинов. Каждый ферромагнетик обладает определенным энергетическим спектром спиновых волн, число которых растет с повышением температуры. Релаксационные процессы в ферромагнетике приводят к затуханию спиновых волн. Это выражается в появлении комплексности волнового числа $k = k' - ik''$, характеризующего распространение спиновой волны $\mathbf{m} \exp(-ik\mathbf{r})$. Мнимая часть волнового числа k'' опре-

деляет один из основных параметров распространения затухающей спиновой волны – длину свободного пробега $l_k = (2k'')^{-1}$.

В реальных образцах накладывается ряд ограничений на волновой вектор спиновых волн $\mathbf{k}$: в связи с конечными размерами образца необходимо учитывать то, что магнитные моменты атомов, расположенных вблизи поверхности раздела сред, испытывают воздействия поверхностного эффективного магнитного поля $\mathbf{H}_s^{\text{эфф}}$, отличного от внутреннего эффективного поля $\mathbf{H}_{\text{эфф}}$. Различие полей $\mathbf{H}_s^{\text{эфф}}$ и $\mathbf{H}_{\text{эфф}}$ состоит в том, что:

- поверхностные спины находятся в структуре с более низкой симметрией, в отличие от внутренних объемных спинов;
- основные магнитные параметры приповерхностного и внутреннего слоев пленки (константы обменного взаимодействия и магнитной анизотропии, модули векторов намагниченности) могут существенно отличаться друг от друга.

В ТМП ось поверхностной магнитной анизотропии направлена вдоль нормали к поверхности пленки. Исключение составляют лишь граничные условия, искусственно созданные путем напыления на поверхность образца дополнительных тонких магнитных слоев.

Возможность возбуждения спиновых волн в плоских образцах не только неоднородным, но и однородным СВЧ полем была рассмотрена Ч. Киттелем. До этого предполагали, что однородным СВЧ полем в ферромагнетике возбуждается только мода ФМР. Согласно Ч. Киттелю [14] в поверхностном слое образца на намагниченность действуют столь большие силы поверхностной анизотропии, что на поверхности имеют место узлы спиновых волн, т.е. амплитуда колебаний намагниченности равна нулю. Граничным условием, по Киттелю, может быть отсутствие переменной намагниченности на поверхности $\mathbf{m} = 0$, что соответствует полному закреплению спинов на поверхности. После работ Ч. Киттеля было проведено множество исследований, посвященных СВР. Так У.С. Аментом и Д.Т. Радо [35] был исследован

другой предельный случай граничных условий – возбуждение СВР в тонкой пленке при полной свободе поверхностных спинов. Результатом обобщения двух предельных случаев закрепления спинов на поверхности стали граничные условия Д. Т. Радо и Д. Р. Уиртмена [36]. В работах Р. Суху, М. И. Каганова и В. И. Барьяхтара [37-39] были рассчитаны спектры спиновых волн, возбуждаемых в случае частичного закрепления спинов на поверхностях пленки. При этом рассматривались только объемные спиновые волны, имеющие действительные значения волнового вектора $\mathbf{k}$. Введение частичного закрепления поверхностных спинов помогло объяснить целый ряд особенностей спектров резонансного поглощения СВЧ поля, наблюдаемых экспериментально.

В дальнейших работах по СВР, проводимых в конце 1960 гг. – начале 1970 гг. [40 – 49], было показано существование в ТМП поверхностных и гиперболических спиновых волн, и проведен анализ поведения гиперболических и гармонических мод СВР в зависимости от параметров закрепления спинов и толщины пленки. Были изучены особенности спектров СВР при симметричных, несимметричных и антисимметричных граничных условиях. Общим для этих работ является то, что расчет спектров СВР основан на модели поверхностной анизотропии и проводится без учета параметров поверхностного слоя.

Граничные условия, соответствующие закреплению спинов на поверхностях пленки, могут быть получены с помощью уравнения Ландау-Лифшица (1.2), записанного для движения поверхностных спинов. Подставив в него выражение для малых колебаний намагниченности $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m} \exp(i\omega t)$ и приравняв коэффициенты при одинаковых степенях $\mathbf{m}$ в правой и левой части равенства, получаем статические и динамические обменные граничные условия. Динамическое условие поведения вектора намагниченности $\mathbf{M}$ может быть значительно упрощено, если предположить, что основным механизмом закрепления спинов на поверхности пленки является

поверхностная анизотропия. Для того, чтобы этот механизм был доминирующим, необходимо выполнение следующих сильных неравенств:

$$\beta^s \gg 1, \quad \beta^s \gg H/M_0, \quad \beta^s \gg \omega/\gamma M_0, \quad (1.16)$$

где ω – частота колебаний магнитного момента.

Степень закрепления поверхностных спинов и тип поверхностной анизотропии определяется параметром $d_s = l \beta^s / \alpha$, где l – толщина поверхностного слоя, составляющая несколько параметров решетки, α – константа обменного взаимодействия. При $d_s > 0$ на обеих поверхностях пленки реализуется одноосная анизотропия типа «легкая ось», при $d_s < 0$ – поверхностная анизотропия типа «легкая плоскость»; случай $d_{s1} > 0, d_{s2} < 0$ отвечает смешанным граничным условиям.

Для пленки толщиной $2L$, намагниченной перпендикулярно своей поверхности, граничные условия имеют вид

$$\left(\frac{d\mathbf{m}}{dz} - d_1 \mathbf{m} \right)_{z=-L} = 0, \quad \left(\frac{d\mathbf{m}}{dz} + d_2 \mathbf{m} \right)_{z=L} = 0. \quad (1.17)$$

Для пленки толщиной $2L$, намагниченной в своей плоскости, граничные условия принимают вид

$$\left(\frac{d\mathbf{m}}{dz} + d_1 \mathbf{m} \right)_{z=-L} = 0, \quad \left(\frac{d\mathbf{m}}{dz} + d_2 \mathbf{m} \right)_{z=L} = 0. \quad (1.18)$$

Помимо механизма закрепления поверхностных спинов, обусловленного наличием поверхностной анизотропии, существуют, как альтернативные, динамический и диссипативный механизмы закрепления.

Динамический механизм закрепления спинов рассматривается в случае, когда величина поверхностной анизотропии пленки пренебрежимо мала (например, при изучении пленок феррит-гранатов, получаемых методом жидкофазной эпитаксии) [50]. Он обусловлен неоднородным распределением поля однородного резонанса по толщине пленки. Детальный анализ спектров СВР в многослойных пленках с учетом динамического механизма закрепления спинов был проведен в работах [50 - 53].

Общей характерной особенностью спектров СВР, обусловленных динамическим закреплением спинов или поверхностной анизотропией, является их анизотропность. Так в зависимости от ориентации многослойной магнитной пленки относительно подмагничивающего поля $\mathbf{H}_0$ объемные стоячие спиновые волны возбуждаются в разных слоях пленки. Поэтому при изменении направления поля $\mathbf{H}_0$ спектр СВР претерпевает значительную перестройку. В частности, при совпадении полей однородного резонанса в слоях в спектре СВР остается единственная мода со значением волнового числа $k = 0$.

Диссипативный механизм закрепления спинов проявляется в многослойных пленках с сильно различающимися параметрами затухания в слоях. Это относительно новый механизм закрепления. При возбуждении резонансной прецессии в таких пленках на границе раздела слоев возникает узел спиновой волны, приводящий к возникновению стоячих спиновых волн. Качественным отличием такого механизма закрепления от упомянутых выше является независимость области локализации стоячих спиновых волн от ориентации постоянного магнитного поля относительно пленки. Теоретическое и экспериментальное исследование особенностей СВР в многослойных пленках с диссипативным и смешанным механизмами закрепления спинов проводится в работах А.М. Зюзина [54 - 56].

1.3. Дисперсия магнитной анизотропии

Исследование структуры поликристаллических металлических магнитных пленок, находящихся в монокристаллическом состоянии, показало, что наличие кристаллитов, дефектов структуры, рельефа поверхности подложки и неоднородных деформаций приводит к локальным изменениям магнитной анизотропии. Ориентация равновесной намагниченности внутри каждого кристаллита изменяется от одного кристаллита к другому. Изменение ориентации намагниченности происходит на границах между кристаллитами благодаря обменному и магнитостатическому взаимодействиям. При уменьшении раз-

меров кристаллитов влияние обменного взаимодействия возрастает. Магнитные моменты соседних кристаллитов стремятся установиться параллельно друг другу, несмотря на противодействие кристаллографической анизотропии. Одновременное влияние разупорядочивающего фактора (различные дефекты) и упорядочивающего (обменные и дальнodelствующиe дипольные силы) приводит к образованию своеобразной магнитной структуры – «ряби» намагниченности (magnetic ripple) с малыми (в пределах нескольких градусов) поперечными пространственными колебаниями вектора намагниченности $\mathbf{M}_0$ вблизи его среднего направления. «Рябь» намагниченности (рис. 1 б) впервые была описана М. Хейлом [57]. Наиболее строгая и последовательная статистическая теория такой тонкой магнитной структуры ТМП была развита в работах Гоффмана [58, 59]. Динамическая теория тонкой магнитной структуры впервые была построена В. А. Игнатченко [60]. В дальнейшем были проведены опыты по измерению величин локальной анизотропии от параметров, заведомо не являющихся источниками возникновения «ряби», таких как величина приложенного поля, намагниченность насыщения или толщина пленки. Другим направлением изучения «ряби» были исследования связи дисперсии с размерами кристаллитов, константой магнитострикции [61].

В работах Л.В. Киренского и Н.М. Саланского [62, 63] было установлено, что в пленках помимо неоднородностей, приводящих к «ряби» намагниченности, существуют структурные неоднородности другого типа. Магнитооптические и порошковые наблюдения магнитной структуры показывают, что поверхность пленки может разбиваться на довольно большие блоки, в которых направление ОЛН и величина поля анизотропии будут несколько отличаться от среднего направления ОЛН и величины поля анизотропии всей пленки. Размеры таких блоков колеблются в довольно широких пределах. Например, в реальных металлических пленках толщиной $2L \sim 10^{-5}$ см плоскостные размеры блоков имеют порядок $R_{\text{блока}} \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ см. Для таких пленок характерное значение намагниченности насыщения $M_0 \sim 800$ Э, а по-

ле наведенной одноосной анизотропии $H_u \sim 10$ Э. Учитывая то, что эффективный радиус магнито-дипольного взаимодействия R_m определяется как $R_m \sim 2LM_0/H_u$ и равен $\sim 8 \cdot 10^{-4}$ см, то выполняется неравенство $R_m \ll R_{\text{блока}}$. Поэтому магнито-дипольным взаимодействием соседних блоков в большинстве случаев можно пренебречь и в магнитном отношении блоки могут считаться практически невзаимодействующими между собой [64, 65]. Такая блочная модель, представляющая собой систему структурных неоднородностей блочного типа, взаимодействием между которыми в пограничной области можно пренебречь, носит название кроутеровской модели (рис. 1 а) [64]. В свою очередь каждый отдельно взятый блок состоит из большого числа кристаллитов с характерным размером $R_{\text{кр}} \sim 10^{-5}$ см и межкристаллических границ $\Delta_{\text{кр}} \sim 10^{-6}$ см, поэтому в таких пленках наряду с наведенной одноосной анизотропией, всегда присутствует кристаллографическая магнитная анизотропия [65 - 67].

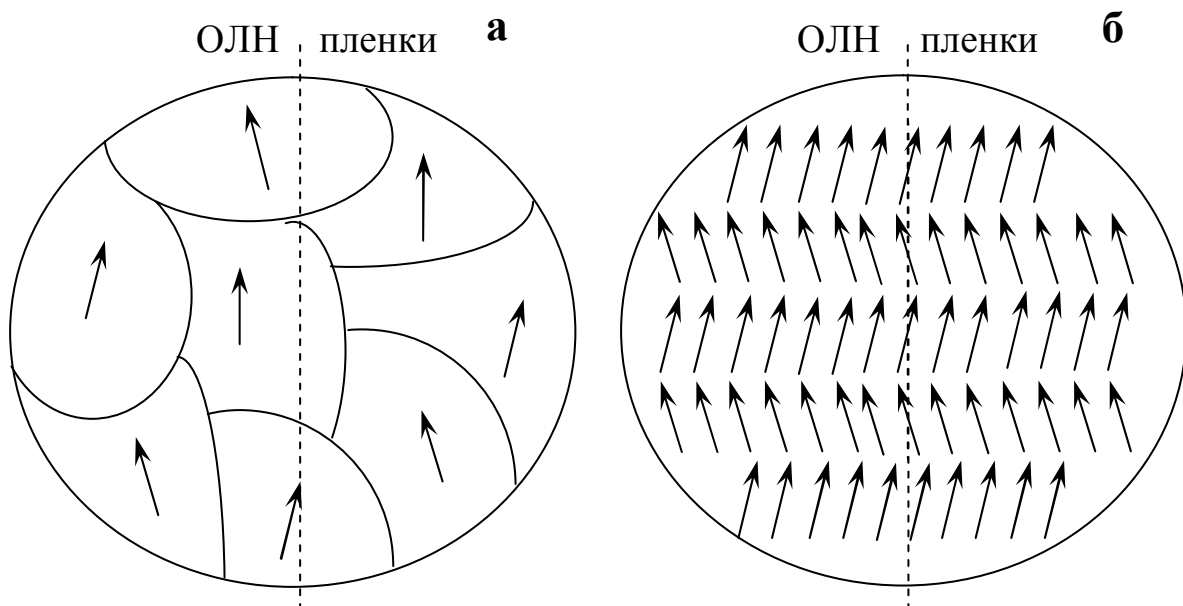


Рис. 1. Блочная модель тонкой магнитной пленки: (а) – по Кроутеру [64], (б) – продольная «рябь» намагниченности [59]

Так как природа образования наведенной и кристаллографической анизотропии различна, то в каждом из блоков возможно несовпадение ориента-

ций «легких» осей наведенной и кристаллографической анизотропии. Оценить эффективный радиус обменного взаимодействия можно по соотношению $R_e \sim \sqrt{A/K_1} \sim 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$, где обменная константа $A \sim 10^{-6} \text{ Эрг/см}$ и константа магнитной кристаллической анизотропии $K_1 \sim 1.5 \cdot 10^{-6} \text{ Эрг/см}^3$. При этом $R_e > R_{\text{кр}}$ и $R_e \gg \Delta_{\text{кр}}$, что определяет достаточно высокую степень однородности распределения намагниченности как внутри кристаллитов, так и внутри блоков.

Для исследований особенностей ФМР ТМП, не наблюдаемых при интегральных измерениях, в Институте физики им. Л.В. Киренского был разработан и изготовлен автоматизированный спектрометр ФМР [68], позволяющий регистрировать спектры поглощения мощности СВЧ поля локальных участков магнитных пленок размером не более $45 \times 45 \text{ мм}^2$. Особенно полезен прибор при отработке технологии получения пленок, обладающих высокой степенью однородности магнитных параметров по площади. Измерения, проводимые на пермалловых пленках, близких к нестрикционному составу (80% Ni 20% Fe), толщиной $L = (1 \div 6) 10^{-6} \text{ см}$, [69] выявили угловую зависимость ширины линии ФМР ΔH , практически не проявляющуюся при интегральной методике измерения. Так на рис. 2 показана угловая (рис. 2а) зависимость ширины линии ФМР локального участка ТМП, снятая на частоте $\omega/2\pi = 800 \text{ ГГц}$. Минимумам ΔH соответствуют направления ОЛН ($\varphi = 10^\circ$) и ОТН ($\varphi = 100^\circ$), максимумам – некоторые промежуточные направления. Кроме того, сами величины ΔH_{min} и ΔH_{max} оказались зависимыми от частоты СВЧ поля (рис. 2б). Появление угловой зависимости ΔH обусловлено наличием магнитных неоднородностей, линейные размеры которых меньше диаметра измерительного отверстия спектрометра $\varnothing d = 0.25 \text{ см}$, но не настолько, чтобы произошло усреднение. Измерения показали, что положение экстремумов и их величина на зависимостях $\Delta H(\varphi)$ могут существенно отличаться на различных участках ТМП.

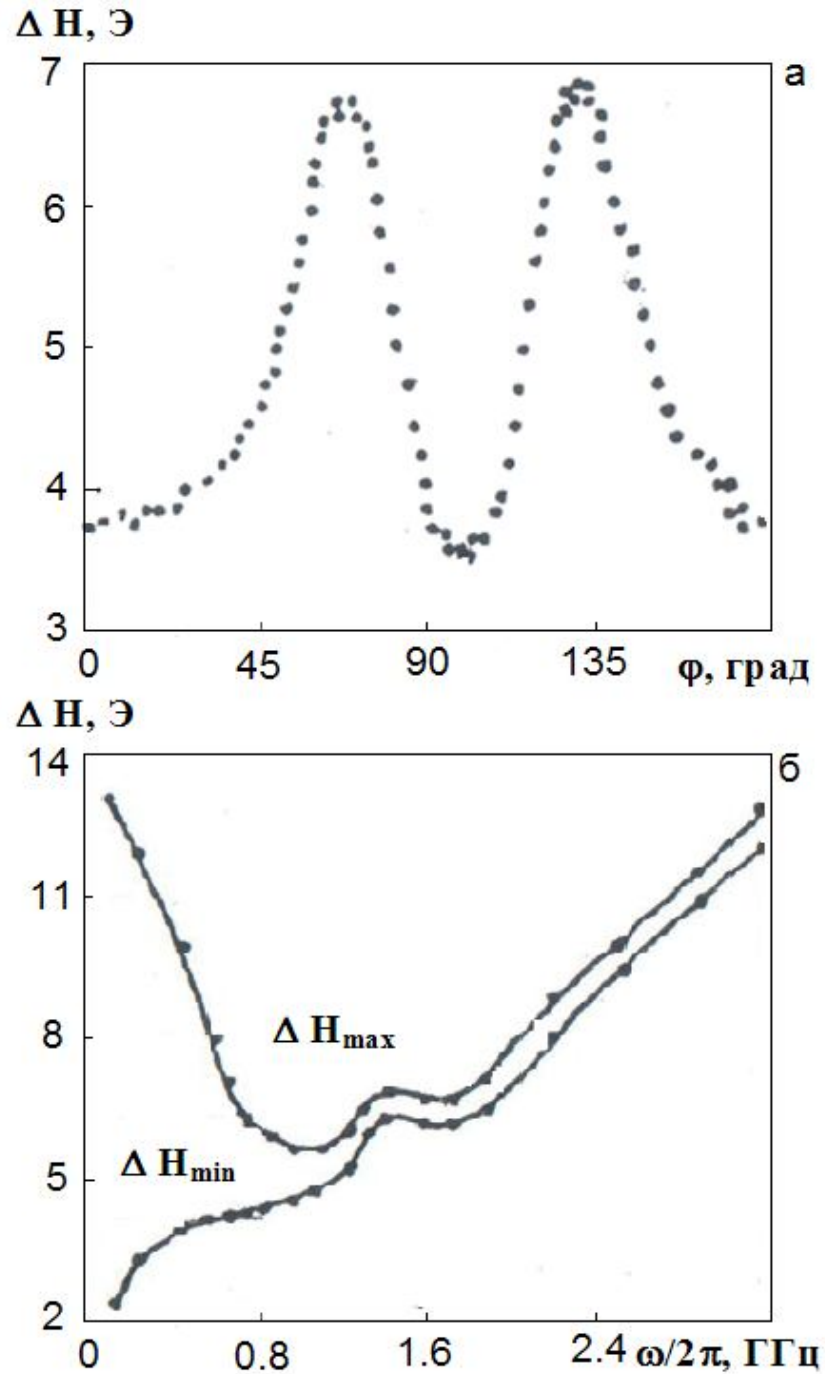


Рис. 2. Угловая (а) и частотная (б) зависимости ширины линии ФМР локального участка ТМП [69]

В монографии А. Г. Лесника [70] был предложен статистический подход к описанию магнитных свойств ТМП с угловой дисперсией осей магнитной анизотропии, использующий в качестве модели систему магнито-невзаимодействующих микроучастков (блоков). Отсутствие взаимодействия между блоками приводит к тому, что магнитные свойства всей пленки можно рассматривать как сумму свойств отдельных блоков. Вклад блоков в свойст-

ва пленки аддитивен. Можно считать, что направления плоскостных ОЛН и значения полей анизотропии в ансамбле блоков распределены в плоскости пленки по гауссовому закону:

$$\begin{aligned} P(\langle\varphi\rangle, \alpha_{\varphi}) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\alpha_{\varphi}} \exp \left[-\frac{(\varphi - \langle\varphi\rangle)^2}{2\alpha_{\varphi}^2} \right], \\ P(\langle H_K\rangle, \alpha_{H_K}) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\alpha_{H_K}} \exp \left[-\frac{(H_K - \langle H_K\rangle)^2}{2\alpha_{H_K}^2} \right], \end{aligned} \quad (1.19)$$

где параметры α_{φ} , α_{H_K} определяют дисперсию, т.е. среднеквадратичное отклонение локальных параметров от их средних значений $\langle\varphi\rangle$ и $\langle H_K\rangle$. В результате любая интегральная характеристика пленки в целом может быть представлена следующим образом:

$$\langle\Phi(\alpha_{\varphi}, \alpha_{H_K})\rangle = \iint \Phi(\varphi, H_K) P(\langle\varphi\rangle, \alpha_{\varphi}) P(\langle H_K\rangle, \alpha_{H_K}) d\varphi dH_K. \quad (1.20)$$

Применение данного статистического подхода при учете влияния дисперсии магнитной анизотропии на резонансное поведение ТМП дает хорошее согласование с экспериментами, описанными в работах Д.И. Семенцова и Б.А. Беляева [65, 66, 69].

Разработка методов измерения и контроля параметров магнитных материалов, активно проводимая российскими учеными [71 – 73], позволяет не только исследовать физические свойства ТМП, но и отрабатывать технологии получения новых тонкопленочных материалов. Проводимые учеными серии экспериментов, определяющие степень влияния различных технологических условий на структурные и магнитные характеристики ТМП [74–77], диктуют теоретическим работам переход от рассмотрения идеальных структур к моделям, близким к реальным. Таким образом, несмотря на большое число работ, посвященных ФМР и СВР в ТМП, цели и задачи, сформулированные в данном диссертационном исследовании, являются важными и актуальными на текущем этапе изучения резонансных процессов в тонкопленочных магнитных структурах.

ГЛАВА 2. ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ ПРИ ПОДМАГНИЧИВАНИИ ВДОЛЬ ОСИ ТРУДНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ

Наиболее часто используемыми при исследовании особенностей резонансного поведения ТМП и нелинейной динамики намагничивания являются пленки двух классов: металлические поликристаллические пленки с одноосной магнитной анизотропией и монокристаллические пленки феррит-граната с кубической магнитной анизотропией. В данной главе проводится анализ динамических свойств пленок обоих классов. В качестве объектов исследования рассмотрены пермаллоевые пленки с одноосной магнитной анизотропией, по составу близкие к соотношению 80% Ni 20% Fe, и монокристаллические пленки железоиттриевого граната (ЖИГ).

2.1. ФМР металлических поликристаллических пленок с одноосной магнитной анизотропией

Металлические ТМП выращиваются методом вакуумного осаждения на подложку. При получении поликристаллических ТМП с малыми размерами кристаллитов влияние обменного взаимодействия между кристаллитами настолько велико, что намагниченность пленки в целом даже в результате внешнего поля близка к намагниченности насыщения $M_0 \approx 10^3$ Э. Технологические условия выращивания: скорость напыления, температура подложки, ориентация и величина прикладываемого магнитного поля и т.п. влияют на магнитно-резистивные свойства пленки. В процессе роста ТМП под действием постоянного магнитного поля формируется одноосная магнитная анизотропия, характеризующаяся направлением и полем анизотропии $H_u = \beta M_0$ (β – константа одноосной анизотропии). Значение поля H_u пермаллоевой пленки лежит в пределах от нескольких до двадцати эрстед. Отметим также, что металлические пленки обладают малой коэрцитивной силой H_c , почти нулевой магнитострикцией и значительным магниторезистивным эффектом.

2.1.1. Равновесные состояния намагниченности пленок

При подмагничивании металлической пленки с одноосной магнитной анизотропией внешним полем плотность свободной энергии магнитной подсистемы в соответствии с (1.5) определяется выражением:

$$F = -\mathbf{M}(\mathbf{H}_0 + \mathbf{h}) - \frac{1}{2}\beta(\mathbf{n}_u\mathbf{M})^2 + \frac{1}{2}(\mathbf{M}\hat{N}\mathbf{M}), \quad (2.1)$$

где $\mathbf{H}_0$ – постоянное поле, подмагничивающее пленку, $\mathbf{h}$ – СВЧ поле, направленное перпендикулярно полю $\mathbf{H}_0$, $\mathbf{n}_u$ – орт одноосной магнитной анизотропии, $\hat{N}$ – тензор размагничивающих коэффициентов. В определении свободной энергии магнитной подсистемы учтены вклады в плотность свободной энергии магнитной подсистемы

следующих энергий: энергии взаимодействия намагниченности с внешним полем

$F_H = -\mathbf{M}(\mathbf{H}_0 + \mathbf{h})$, энергии одноосной анизотропии

$F_a = -\beta(\mathbf{n}_u\mathbf{M})^2/2$, энергии размагничивающего поля

$F_p = (\mathbf{M}\hat{N}\mathbf{M})/2$. Тензор $\hat{N}$ в случае, когда оси X и Y лежат в плоскости пленки, а ось Z направлена перпендикулярно поверхности пленки, имеет един-

ственную ненулевую компоненту $N_{zz} = 4\pi$ (см. раздел 1.1.).

При подмагничивании пленки в ее плоскости постоянным полем $\mathbf{H}_0$, несовпадающим по направлению с ортом $\mathbf{n}_u$, вектор намагниченности $\mathbf{M}$ образует с ОЛН равновесный угол φ_0 (рис. 3). Рассмотрим случай статического подмагничивания пленки вдоль ОТН, т.е. $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{n}_u$, $\mathbf{h} = 0$.

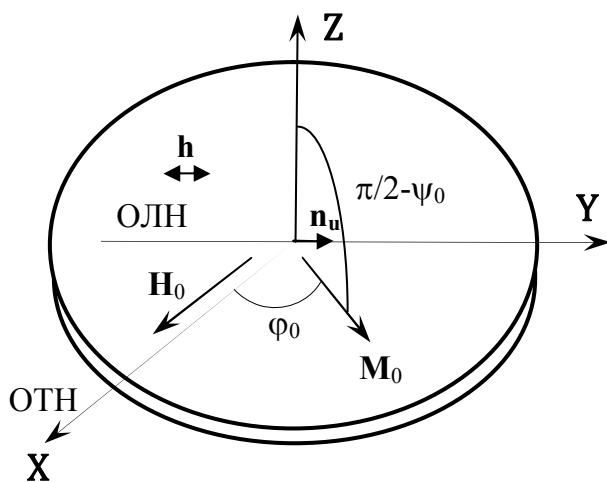


Рис. 3. Ориентация пленки с одноосной магнитной анизотропией относительно внешнего поля

Полевая зависимость плотности свободной энергии в соответствии с (2.1) запишется следующим образом:

$$F(H) = \begin{cases} -\frac{H^2 + H_u^2}{2\beta}, & H < H_u, \\ -M_0 H, & H \geq H_u \end{cases} \quad (2.2)$$

где H – значение постоянного поля $\mathbf{H}_0$. При этом в данной геометрии вектор $\mathbf{M}$ в равновесном состоянии лежит в плоскости пленки и образует с вектором $\mathbf{H}_0$ равновесный угол φ_0 . Угол φ_0 находится из условия $\partial F / \partial \varphi = 0$ и определяется выражениями

$$\varphi_0(H) = \begin{cases} \pm \arccos \frac{H}{H_u}, & H < H_u \\ 0, & H \geq H_u \end{cases}. \quad (2.3)$$

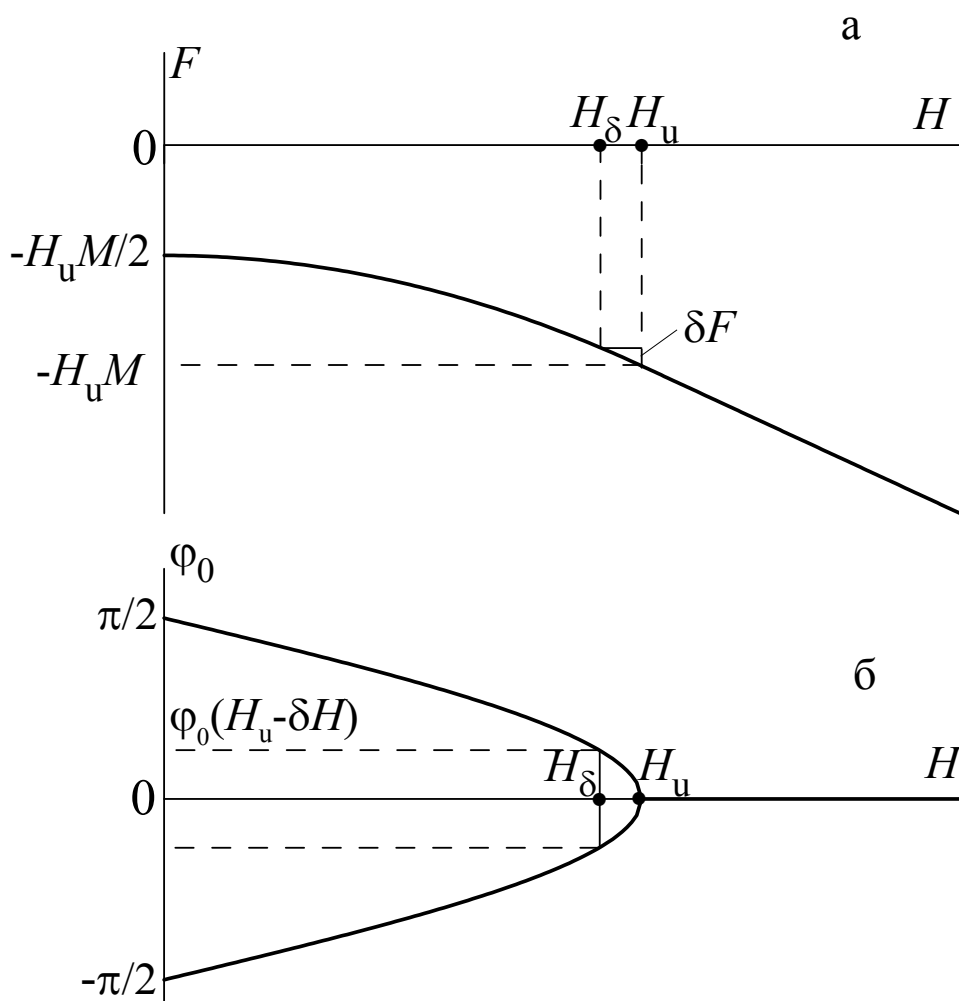


Рис. 4. Полевые зависимости свободной энергии F (а) и равновесного угла φ_0 (б) при подмагничивании пленки с одноосной магнитной анизотропией вдоль ОТН

Полевые зависимости свободной энергии и равновесного угла при подмагничивании пленки вдоль ОТН, определяемые соотношениями (2.2) и (2.3), приведены на рис. 4 (а, б). Вид зависимости $\varphi_0(H)$ показывает, что в области $H \geq H_u$ имеется одна равновесная ориентация намагниченности пленки ($\varphi_0 = 0$), тогда как в области $H < H_u$ намагниченность пленки имеет два симметрично расположенных угловых положения равновесия. Если значение подмагничивающего поля оказывается в непосредственной близости к значению поля анизотропии $H = H_u - \delta H$, то угловое расстояние между двумя симметричными положениями равновесия также является малым и легко может преодолеваться при наличии СВЧ поля.

2.1.2. Резонансные частоты и поля

Под воздействием переменного магнитного поля $\mathbf{h} \exp(i\omega t)$ магнитный момент $\mathbf{M}$ совершает прецессионное движение вокруг своей равновесной ориентации. Ограничимся случаем слабых СВЧ полей по сравнению с постоянным полем ($h \ll H$). Представим магнитный момент в виде сумм переменной и постоянной составляющих $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m} \exp(i\omega t)$, где высокочастотная составляющая намагниченности $\mathbf{m}$ также мала ($m \ll M_0$). В силу условия постоянства длины вектора намагниченности модуль вектора равновесного состояния $M_0 = M$.

Динамическое поведение магнитного момента $\mathbf{M}$ во внешних постоянном и переменном магнитных полях описывается уравнением Ландау-Лифшица с релаксационным членом в форме Ландау-Лифшица

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma[\mathbf{M}\mathbf{H}_{\text{эфф}}] - \frac{\lambda}{M^2}[\mathbf{M}[\mathbf{M}\mathbf{H}_{\text{эфф}}]]. \quad (2.4)$$

Определяя эффективное поле $\mathbf{H}_{\text{эфф}}$ через плотность свободной энергии F (1.4), уравнение (2.4) можно расписать в сферических координатах [78]:

$$\begin{cases} \dot{\psi}M = -\frac{\lambda}{M}\frac{\partial F}{\partial \psi} + \frac{\gamma}{\cos \psi}\frac{\partial F}{\partial \varphi} \\ \dot{\varphi}M \cos \psi = -\gamma\frac{\partial F}{\partial \psi} - \frac{\lambda}{M \cos \psi}\frac{\partial F}{\partial \varphi} \end{cases} \quad (2.5)$$

Здесь азимутальный угол φ отсчитывается от направления поля $\mathbf{H}$, а полярный угол ψ – от плоскости пленки, γ – магнитомеханическое отношение, λ – параметр затухания Ландау. Решением системы уравнений будут временные зависимости угловых переменных $\varphi(t)$ и $\psi(t)$, определяющие значение и пространственную ориентацию вектора $\mathbf{m}$. В общем случае частота резонансной прецессии намагниченности определяется выражением

$$\omega_r = \gamma H_{\text{эфф}} = \frac{\gamma}{M \cos \psi_0} \left[\left(\frac{\partial^2 F}{\partial^2 \varphi} \right)_0 \left(\frac{\partial^2 F}{\partial^2 \psi} \right)_0 - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \varphi \partial \psi} \right)_0^2 \right]^{1/2}, \quad (2.6)$$

где вторые производные от свободной энергии вычисляются для равновесной ориентации намагниченности. При плоскостном подмагничивании ТМП, в соответствии с (2.6), получаем следующие зависимости резонансных частот от подмагничивающего поля

$$\begin{aligned} \omega_r^+ &= \gamma \sqrt{4\pi M_0 (H + H_u)}, \quad \mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{n}_u \\ \omega_r^- &= \gamma \sqrt{4\pi M_0 (H \cos \varphi_0 - H_u \cos 2\varphi_0)}, \quad \mathbf{H}_0 \perp \mathbf{n}_u. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Построенная на основе соотношений (2.7) полевая зависимость резонансной частоты при подмагничивании пленки вдоль ОЛН ($\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{n}_u$) носит монотонный характер и лежит выше значения собственной частоты колебаний $\omega_0 = \gamma \sqrt{4\pi M_0 H_u}$ (рис. 5). При подмагничивании пленки вдоль ОТН ($\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{n}_u$) резонанс наблюдается на более низких частотах, и полевая зависимость имеет две резонансные ветви, одна из которых лежит в области полей $H < H_u$, а другая – в области $H > H_u$. При этом одному значению частоты

$\omega < \omega_0$ отвечают два значения резонансного поля и, соответственно, два резонансных пика. Ветвь в области $H > H_u$ соответствует равновесному

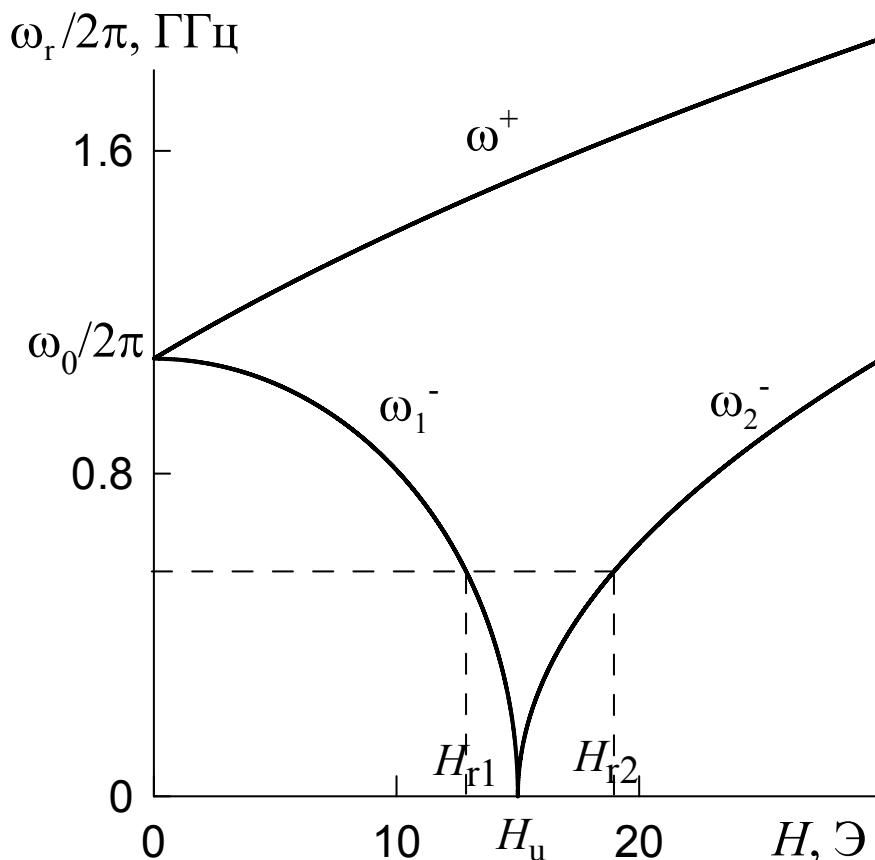


Рис. 5. Полевая зависимость резонансной частоты для пленок с одноосной магнитной анизотропией при подмагничивании вдоль ОЛН (ветвь ω^+) и ОТН (ветви ω_1^- , ω_2^-)

положению намагниченности, совпадающему с направлением подмагничивающего поля $\mathbf{H}_0$ и ОТН, вторая ветвь в области $H < H_u$ отвечает случаю, когда подмагничивающее поле становится меньше критического значения, и направление намагниченности смещается к легкой оси. Таким образом, при подмагничивании вдоль ОТН на фиксированной частоте $\omega < \omega_0$ должны наблюдаться два резонансных пика. Положение резонансных пиков определяется из выражений (2.7):

$$H_r = \begin{cases} \sqrt{H_u \left(H_u - \frac{\omega^2}{4\pi M_0 \gamma^2} \right)}, & H < H_u \\ H_u + \frac{\omega^2}{4\pi M_0 \gamma^2}, & H \geq H_u \end{cases}. \quad (2.8)$$

При понижении частоты значения резонансных полей сближаются, и при $\omega \rightarrow 0$ обе ветви смыкаются в точке $H = H_u$. При этом необходимо иметь в виду, что из-за наличия затухания в реальной пленке резонансная линия имеет конечную ширину

$$\Delta H \simeq \frac{2\lambda\omega}{\gamma^2 M_0}. \quad (2.9)$$

Поэтому при понижении частоты указанные резонансные пики сближаются, сливаются и дают одну сложную линию. Частота, на которой это происходит, может быть найдена из условия $H_{r1} - H_{r2} \simeq \Delta H$ и оценивается выражением $\omega_u \simeq 8\pi\lambda/3$. Область частот $\omega \leq \omega_u$ можно считать низкочастотной. Наличие двух близких равновесных угла вблизи значения поля $H \simeq H_u$ приводит к сложной траектории низкочастотной резонансной прецессии, которая уже не является эллиптической, как при подмагничивании вдоль ОЛН. Как будет показано ниже, именно это значение поля для одноосной пленки оказывается бифуркационным (от латинского *bifurcus* — «раздвоенный»), т.е. $H_b = H_u$. Для численного анализа параметры одноосной пленки были выбраны близкими к параметрам реальных пермаллоевых пленок состава 80% Ni 20% Fe [61]: $4\pi M_0 = 10^4$ Гс, $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ Э⁻¹с⁻¹, $H_u = 15$ Э, $\lambda = 5 \cdot 10^7$ с⁻¹.

2.1.3. Прецессионная динамика намагниченности и спектр ФМР пленки с одноосной анизотропией, намагниченной вдоль ОЛН

Прежде чем перейти к анализу влияния статической бистабильности на динамику намагниченности и спектр ФМР в случае подмагничивания пленок вдоль ОТН, рассмотрим случай подмагничивания пермаллоевой одноосной пленки вдоль ОЛН. Будем считать, что $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{n}_u$ и оба вектора ориентированы в плоскости пленки вдоль оси X, а высокочастотное поле $\mathbf{h}$ – вдоль оси Y.

Вначале рассмотрим прецессионную динамику намагниченности при включении СВЧ поля $\mathbf{h}(t) = \mathbf{e}_y h \sin \omega t$ с параметрами: $\omega = 9 \cdot 10^9$ с⁻¹, $h = 0.1$ Э. Значение частоты СВЧ поля выбрано с учетом выполнения необ-

ходимого условия возникновения ФМР при намагничивании пленки вдоль ОЛН ($\omega > \omega_0$, для пленки с заданными параметрами $\omega_0 = 6.82 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$). Динамическое поведение вектора $\mathbf{M}$, совершающего прецессионное движение вокруг своей равновесной ориентации во внешних статическом $\mathbf{H}$ и переменном $\mathbf{h}$ магнитных полях, определяется численным решением уравнения Ландау-Лифшица, записанного в сферических координатах (2.5), с помощью метода Рунге-Кутты. Результаты анализа представлены на рис. 6. Здесь приводятся проекции на плоскость YOZ прецессионных траекторий нормированного вектора $\mathbf{m}$ (m_y/M ; m_z/M), построенные с момента включения поля до установления движения. Здесь значения постоянного поля $H = (8; 11.15; 14) \text{ Э}$.

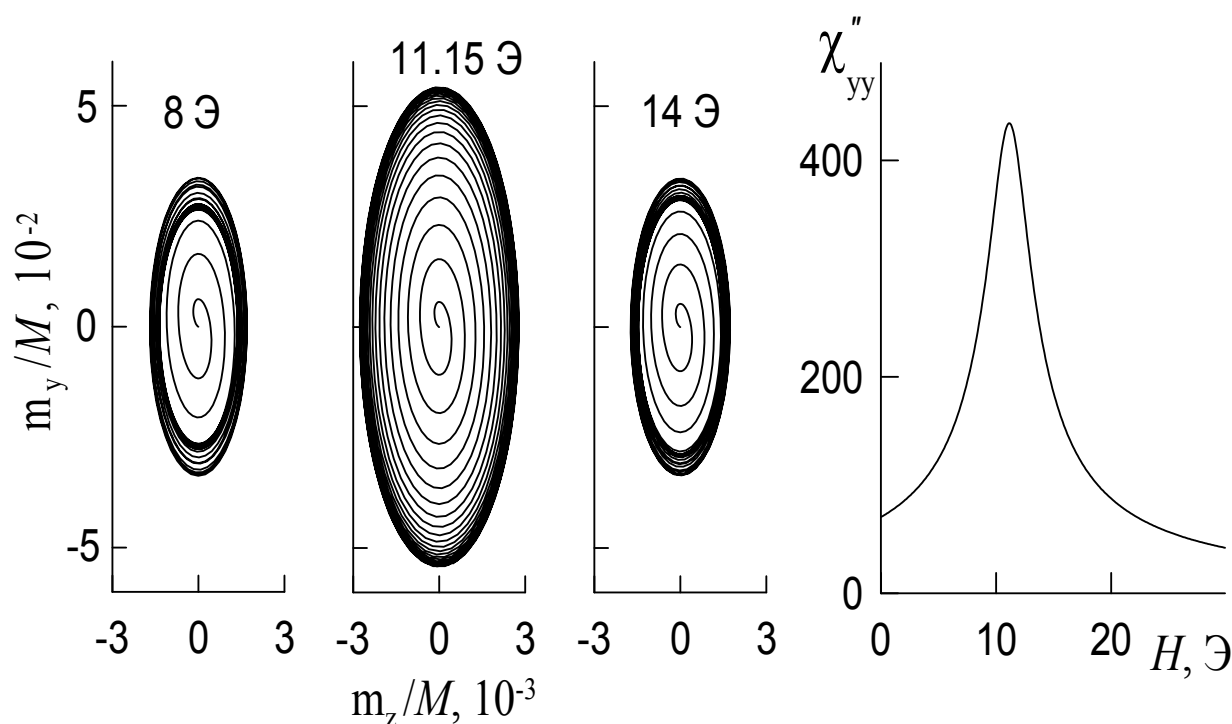


Рис. 6. Траектории прецессии вектора $\mathbf{m}/M$ в пленке, намагниченной вдоль ОЛН, и спектр ФМР пленки при параметрах СВЧ поля: $\omega = 9 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $h = 0.1 \text{ Э}$

Из приведенных траекторий следует, что конец вектора $\mathbf{M}$ в установившемся режиме описывает в плоскости YOZ сильно вытянутую вдоль оси $\mathbf{Y}$ эллиптическую траекторию. Практически полный выход магнитного момента пленки из равновесного положения на стационарную траекторию с момента включе-

ния высокочастотного поля происходит за время $\tau \approx 30T \approx \lambda^{-1} = 2 \cdot 10^{-8}$ с, где $T = 2\pi/\omega$ - период высокочастотного поля $\mathbf{h}(t)$. При подмагничивании пленки постоянным полем $H = 11.15$ Э вектор $\mathbf{M}$ совершает прецессию вокруг своего равновесного положения с максимальной амплитудой ($m_y^{\max}/M \approx 5 \cdot 10^{-2}$), что соответствует ФМР.

Решение динамического уравнения для высокочастотной намагниченности имеет вид $\mathbf{m} = \hat{\chi}\mathbf{h}$, где $\hat{\chi}$ - усредненный по толщине пленки тензор высокочастотной восприимчивости. Поскольку траектория прецессии вектора $\mathbf{m}$ в рассматриваемом случае является симметричной относительно равновесной ориентации, то компоненты восприимчивости пропорциональны полуосям эллиптической траектории вектора $\mathbf{m}$ в проекциях на плоскость YOZ. Значения проекции m_y на порядок выше значений проекции m_z , поэтому для высокочастотных компонент намагниченности имеет место неравенство $\chi_{yy} \gg \chi_{zy}$. При этом поглощаемую пленкой мощность высокочастотного поля с большой степенью точности можно связать только с компонентой χ''_{yy} . Поскольку траектория прецессии в рассматриваемом случае является симметричной относительно равновесной ориентации, указанная компонента восприимчивости пропорциональна большой полуоси эллиптической траектории, т.е.

$$\chi''_{yy} \approx \frac{1}{2h_y} |m_y^{\max} - m_y^{\min}| \quad (2.10)$$

Данное соотношение лежит в основе построения зависимости $\chi''_{yy}(H)$.

На рис. 6 для случая подмагничивания пленки вдоль ОЛН наряду с эллиптическими прецессионными траекториями вектора $\mathbf{m}$ приводится спектр ФМР пленки. Спектр имеет хорошо выраженный резонансный пик при значении поля $H = 11.15$ Э. Линейная теория ФМР, в соответствии с выражением (2.8), определяет значение резонансного поля $H_r = 11.15$ Э, равное значению резонансного поля спектра ФМР. Однако при усилении СВЧ поля наблюдается расхождение с линейной теорией ФМР. В качестве иллюстрации этого утверждения на рис. 7 показаны полевые зависимости $\chi''_{yy}(H)$, полу-

ченные при различной амплитуде СВЧ поля $h = (0.1; 0.3; 0.5; 0.8)$ Э (кривые 1–4) с фиксированной частотой $\omega = 9.7 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$. При выбранном значении частоты резонансное поле, определяемое выражением (2.8), совпадает с полем одноосной магнитной анизотропии пленки $H_r = H_u = 15 \text{ Э}$ и

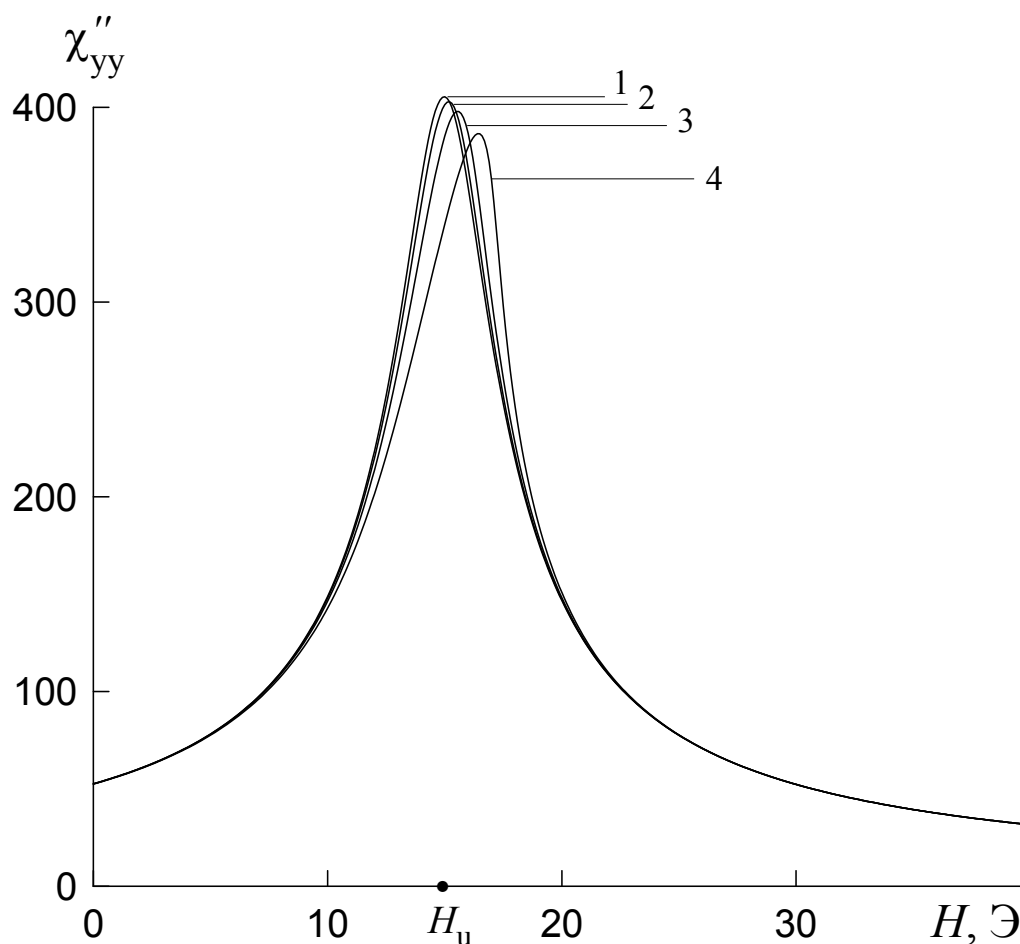


Рис. 7. Спектр ФМР пленки с одноосной магнитной анизотропией при подмагничивании вдоль ОЛН, параметры СВЧ поля: $\omega = 9.7 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $h = 0.1, 0.3, 0.5, 0.8 \text{ Э}$ (кривые 1 – 4)

не зависит от амплитуды СВЧ поля. Построенные на основе прецессионных траекторий кривые 1 – 4 имеют хорошо выраженный резонансный пик, который с увеличением h незначительно уменьшается и наклоняется в сторону больших полей. Подобный наклон является результатом проявления нелинейности уравнений (2.5), наблюдаемого при больших амплитудах высокочастотного поля [79, 80].

2.1.4. Прецессионная динамика намагниченности и спектр ФМР пленки, намагниченной вдоль ОТН. Бифуркационный резонанс

Анализ условий возникновения ФМР при подмагничивании металлической ТМП вдоль ОТН, проведенный в разделе 2.2, выявил область частот СВЧ поля ($\omega < 8\pi\lambda/3$), в которой возникает дополнительный резонанс при значении поля близком к значению поля одноосной анизотропии. При этом резонансе прецессия вектора намагниченности носит сложный, неэллиптический характер. Существенное влияние на динамику намагниченности пленки оказывают нелинейные эффекты и наличие бистабильности равновесной ориентации намагниченности вблизи значения поля $H = H_b$, при котором резонансная частота обращается в ноль. Это поле нами названо бифуркационным. На рис. 8 приведены полевые зависимости восприимчивости $\chi''_{yy}(H)$, полученные на частоте $\omega = 5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ для двух значений амплитуды СВЧ поля $h = (0.1; 0.5) \text{ Э}$ (кривые 1 и 2). Значение частоты СВЧ поля выбрано с учетом выполнения необходимого условия возникновения ФМР при намагничивании пленки вдоль ОТН ($\omega < \omega_0$, для пленки с заданными параметрами $\omega_0 = 6.82 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$). На вставках представлены установившиеся прецессионные траектории намагниченности, отвечающие резонансным значениям поля H . Видно, что в области полей $H < H_u$ прецессия магнитного момента пленки совершается вокруг равновесного направления, не совпадающего с направлением подмагничивающего поля. Малой амплитуде высокочастотного поля ($h = 0.1 \text{ Э}$) отвечают значения резонансного поля $H_{r1} = 10.2 \text{ Э}$, $H_{r2} = 23.1 \text{ Э}$, которые следуют из линейной теории ФМР и определяются выражениями (2.8). С увеличением амплитуды h высота резонансных пиков незначительно уменьшается и наблюдается их наклон в сторону меньших полей, что является результатом проявления нелинейности уравнений Ландау-Лифшица при больших амплитудах СВЧ поля. На указанной частоте даже при достаточно больших значениях амплитуды высокочастотного поля дополнительный резонансный пик вблизи бифуркационного поля не проявляется.

ся. Отметим также, что амплитуда прецессии и восприимчивость пленки при ее подмагничивании вдоль ОТН почти на порядок больше амплитуды прецессии и восприимчивости, отвечающей подмагничиванию вдоль ОЛН.

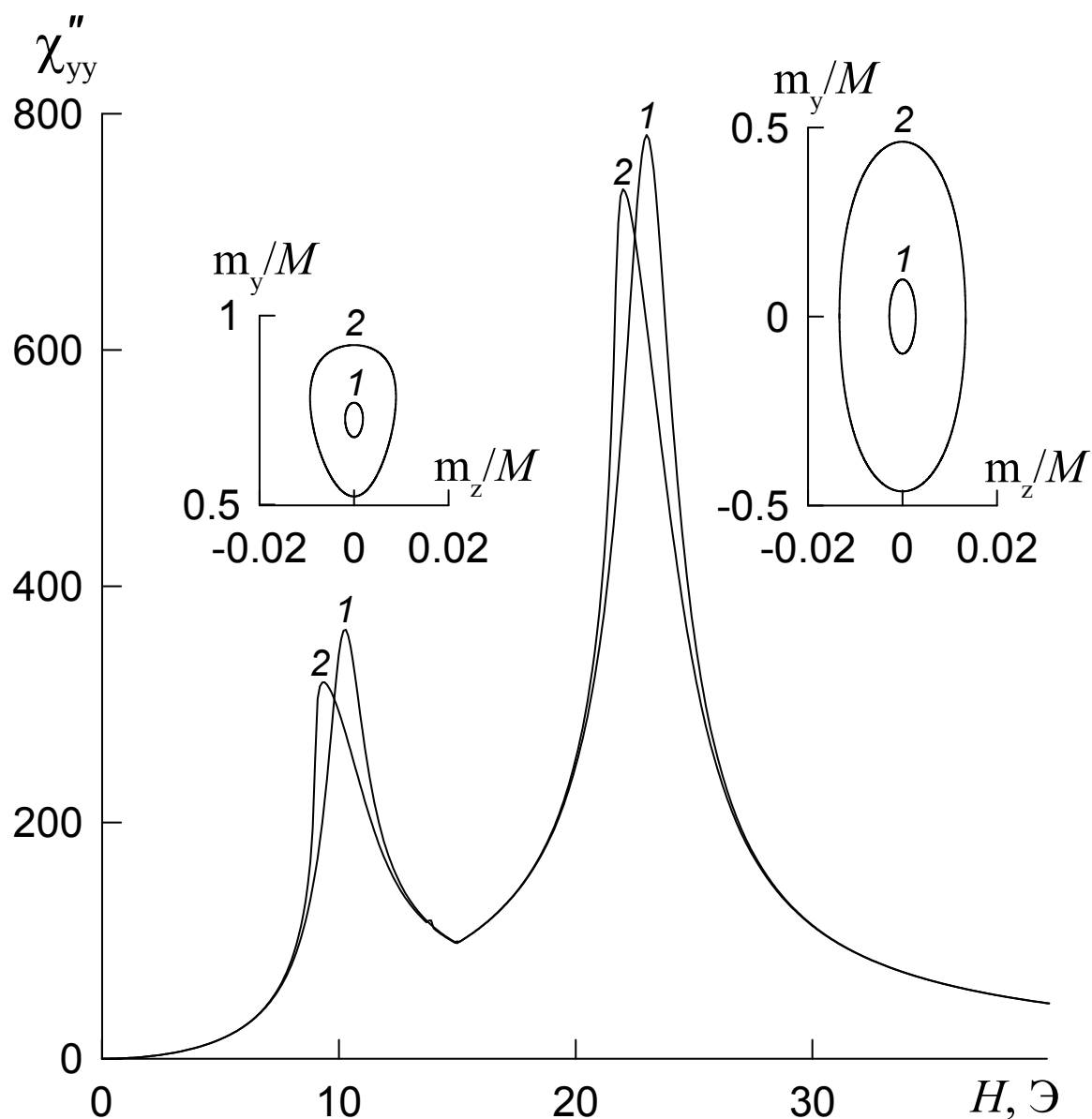


Рис. 8. Полевые зависимости восприимчивости $\chi''_{yy}(H)$, полученные для пленки с одноосной анизотропией при параметрах СВЧ поля: $\omega = 5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $h = (0.1; 0.5) \text{ Э}$ (кривые 1 и 2). На вставках - установившиеся прецессионные траектории намагниченности, отвечающие резонансным значениям поля H

Результатом построения прецессионных траекторий намагниченности на более низких частотах стало наблюдение усложнения траектории намагничен-

ности при подмагничивании пленки полем, приближенным к значению поля одноосной анизотропии пленки H_u . Характер изменения амплитуды прецессии при изменении значений подмагничивающего поля виден из траекторий, представленных на рис. 9. На рисунке приведены проекции на плоскость YOZ прецессионных траекторий нормированного магнитного момента $\mathbf{m}/M$ под воздействием СВЧ поля с амплитудой $h = 0.1$ Э и частотой $\omega = 2.2 \cdot 10^9$ с⁻¹ при различных значениях постоянного подмагничивающего поля за время $\tau = 40T$, где $T = 2\pi/\omega$ – время одного периода СВЧ поля.

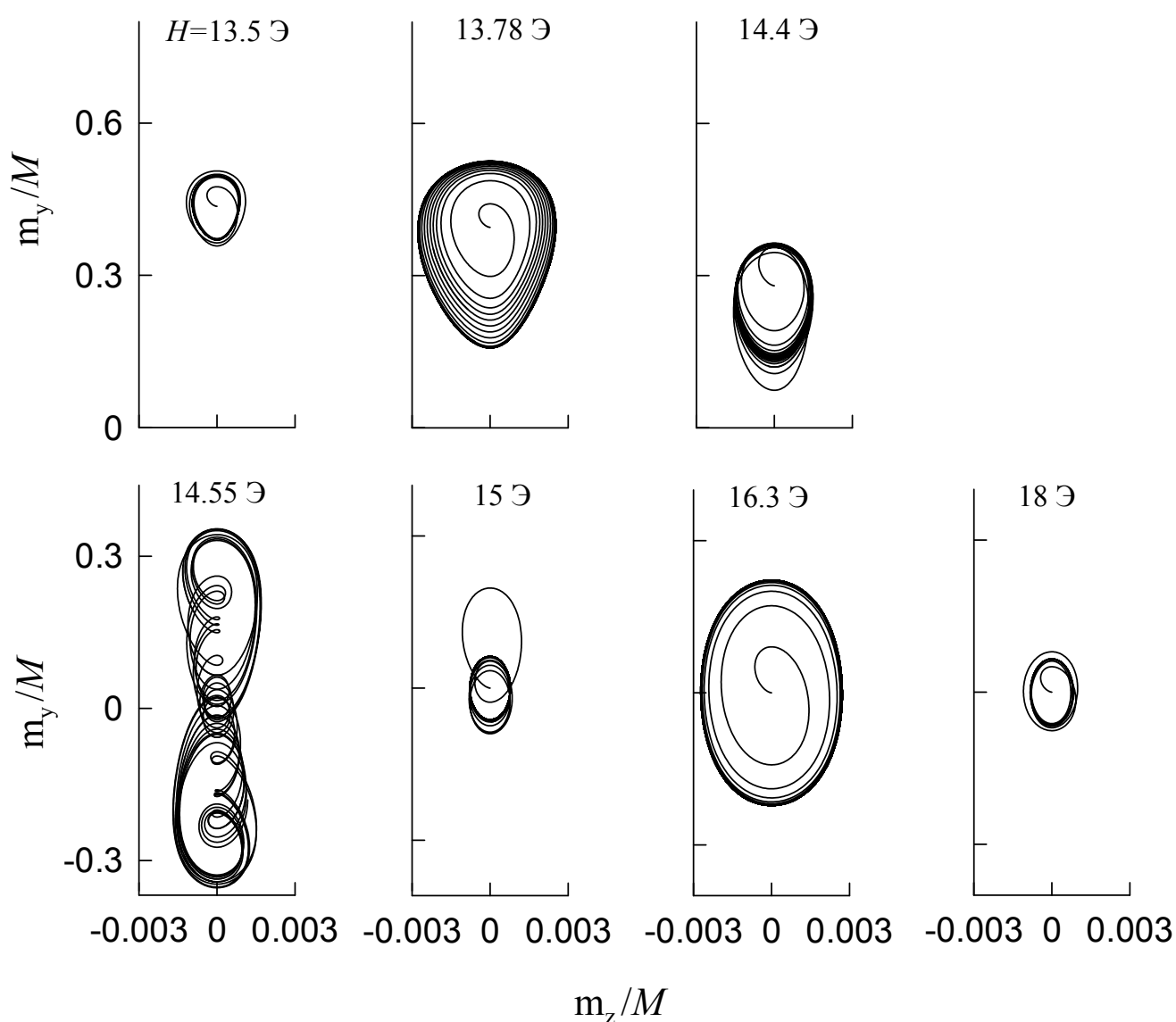


Рис. 9. Траектории прецессии вектора $\mathbf{m}/M$ в пленке с одноосной анизотропией при намагничивании вдоль ОНН полем $H=(13.5; 13.78; 14.4; 14.55; 15; 16.3; 18)$ Э, СВЧ поле с частотой $\omega = 2.2 \cdot 10^9$ с⁻¹ и амплитудой $h = 0.1$ Э

Видно, что конец вектора $\mathbf{M}$ в установившемся режиме описывает сильно вытянутые вдоль оси Y траектории, которые при $H < H_u$ хотя и являются замкнутыми, не являются эллиптическими. Это объясняется тем, что прецессия магнитного момента совершается вокруг равновесного направления, не совпадающего с направлением подмагничивающего поля. Увеличение амплитуды прецессии наблюдается вблизи резонансных полей $H_{r1} = 13.78$ Э и $H_{r2} \simeq 16.3$ Э, а также вблизи поля бистабильности $H_b \simeq 14.55$ Э. При $H \simeq H_b$ происходит спонтанный перескок магнитного момента ко второму равновесному центру. После этого нерегулярная прецессия осуществляется вокруг указанного центра до тех пор, пока не произойдет спонтанный перескок к первоначальному центру. Возможность такого перескока обусловлена бистабильностью, которая возникает в динамической системе с двумя равновесными состояниями, разделенными небольшим потенциальным барьером (см. рис. 4). При достаточной для его преодоления энергии СВЧ поля эти два равновесных состояния «притягивают» магнитный момент, и его прецессия за время с равной вероятностью происходит около каждого из них. Для резонансных траекторий один полный оборот совершается за время одного периода СВЧ поля.

На рис. 10 для трех значений поля H приведены траектории магнитного момента, реализуемые под воздействием СВЧ поля с частотой $\omega = 2.8 \cdot 10^9$ с⁻¹ и амплитудой $h = 0.2$ Э за время $\tau \approx 30$ Т. Значения подмагничивающего поля $H_{r1} \simeq 12.93$ Э, $H_{r2} \simeq 16.89$ Э соответствуют однородному резонансу, значение поля $H_b \simeq 14.19$ Э соответствует бифуркационному резонансу. Спектр ФМР, построенный при воздействии СВЧ полем с заданными параметрами, показан на рис. 11 (кривая 2). Из представленных на рис. 10 траекторий видно, что, как и в случае воздействия СВЧ поля амплитудой $h = 0.1$ Э и частотой $\omega = 2.2 \cdot 10^9$ с⁻¹ (рис. 9), при подмагничивании пленки постоянным полем со значением близким к значению поля одноосной магнитной анизотропии, происходят перескоки магнитного момента от первого

ко второму центру прецессии и наоборот. Особенностью является то, что повышение частоты СВЧ поля привело к тому, что полный цикл установившегося прецессионного движения магнитного момента происходит не за один, а за несколько периодов СВЧ поля.

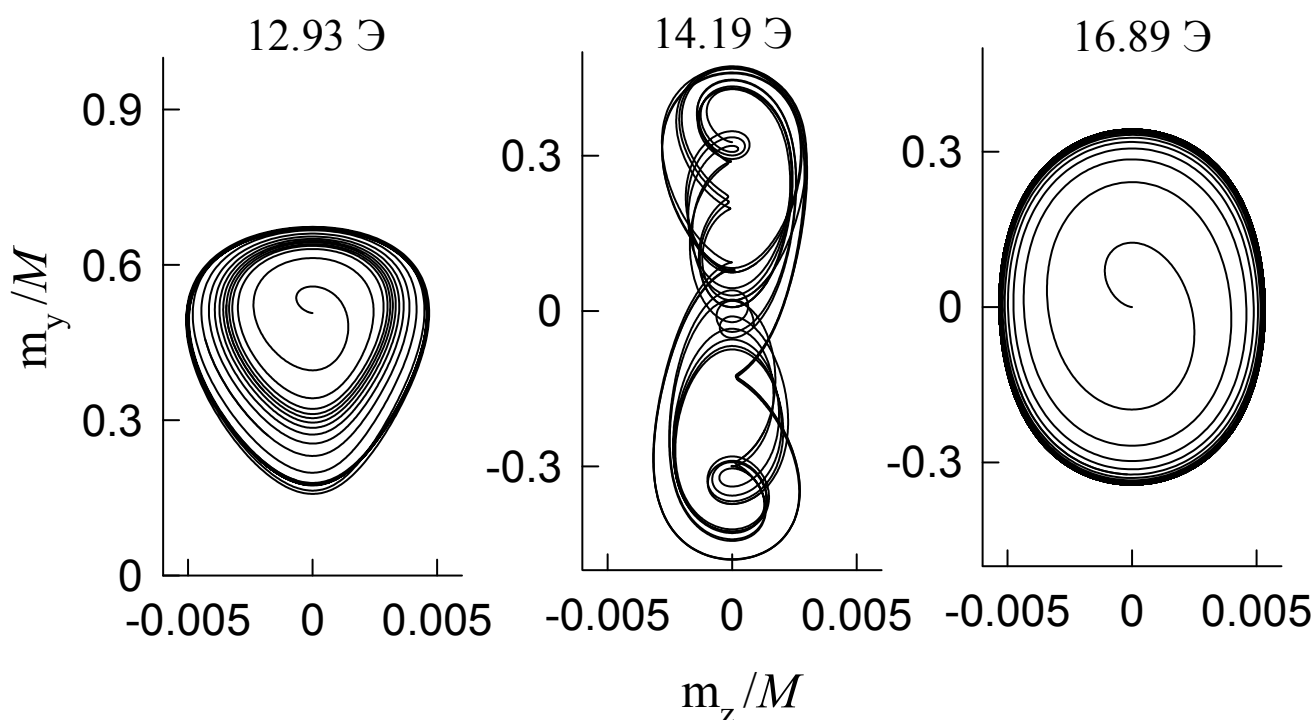


Рис. 10. Траектории прецессии нормированного вектора $\mathbf{m}/M$ в пленке с одноосной анизотропией при намагничивании вдоль ОН, при параметрах СВЧ поля: $\omega = 2.8 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $h = 0.2 \text{ Э}$

Из приведенного на рис. 11 спектра ФМР, построенного при воздействии СВЧ полем частотой $\omega = 2.8 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ с амплитудой $h = 0.1 \text{ Э}$ (кривая 1) следует, что резонансными являются значения поля $H_{r1} \simeq 13.44 \text{ Э}$ и $H_{r2} \simeq 17.36 \text{ Э}$. Усиление СВЧ поля (кривая 2 рис. 11) приводит к появлению дополнительного пика вблизи поля бистабильности ($H_b \simeq 14.19 \text{ Э}$). Таким образом, на данной частоте энергия СВЧ поля с амплитудой $h = 0.1 \text{ Э}$ оказывается недостаточной для преодоления потенциального барьера магнитным моментом и совершения им перескока ко второму положению равновесия. Оценка энергии, необходимой для преодоления потенциального барьера δF между указанными состояниями, будет дана в разделе 2.1.5.

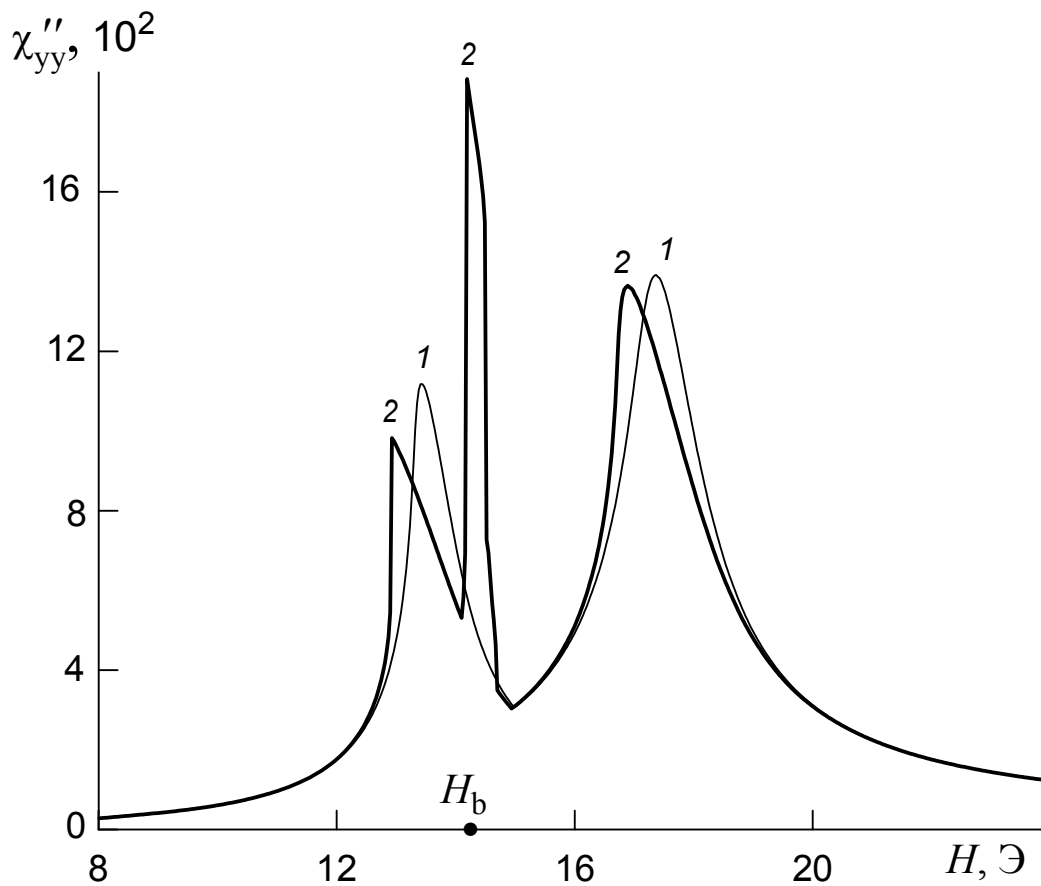


Рис. 11. ФМР спектр пленки с одноосной магнитной анизотропией при параметрах СВЧ поля: $\omega = 2.8 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $h = (0.1; 0.2) \text{ Э}$ (кривые 1, 2).

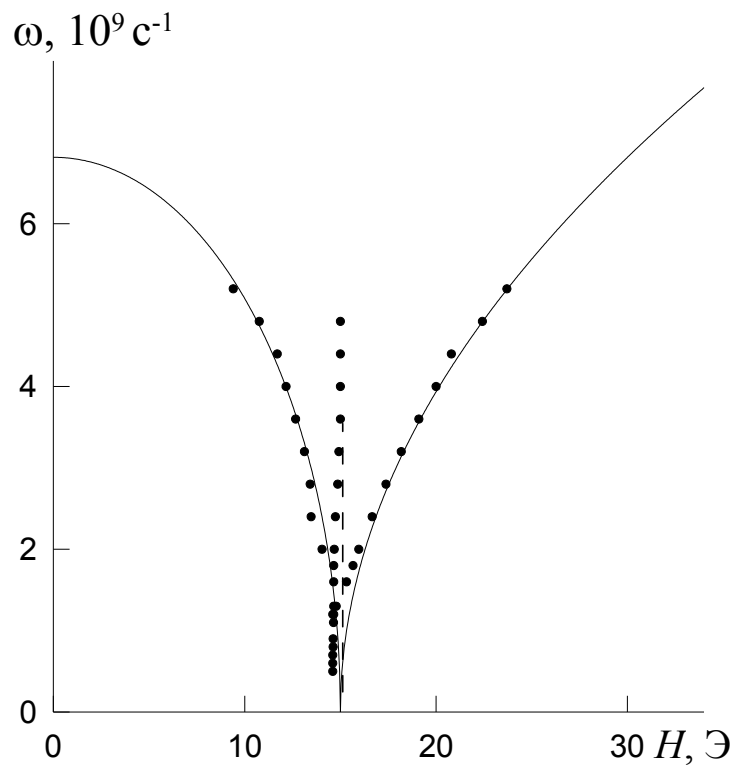


Рис. 12. Полевая зависимость резонансных частот при подмагничивании вдоль ОТН пленки с одноосной магнитной анизотропией, $h = 0.13$

Анализ спектров ФМР, построенных при различных значениях частоты СВЧ поля (рис. 12), показал, что положение пика, соответствующего бифуркационному резонансу, слабо зависит от частоты СВЧ поля (в сравнении с положениями резонансных пиков однородного резонанса H_{r1} и H_{r2}). Высота пика существенно зависит и от частоты, и от амплитуды высокочастотного поля. Амплитуда дополнительного пика при фиксированной частоте быстро спадает с уменьшением амплитуды СВЧ поля.

Зависимость амплитуды пика от частоты носит более сложный характер. Так, при параметрах СВЧ поля: $h = 0.1$ Э на частоте $\omega = 6 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ резонансная кривая имеет один пик, который образован наложением двух резонансных и дополнительного пиков. Форма кривой существенно несимметрична (рис. 13). С ростом параметра затухания амплитуда резонансного пика

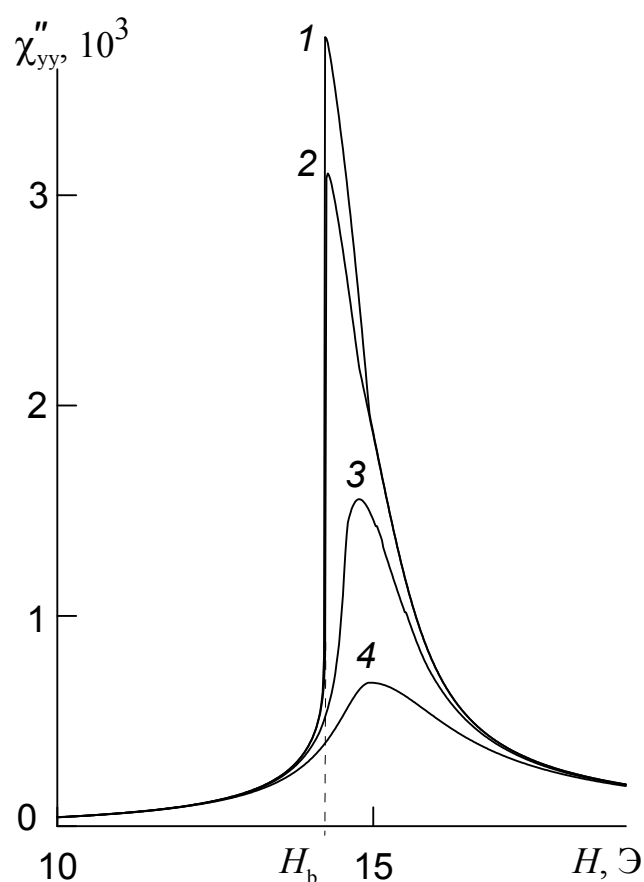


Рис. 13. Спектр ФМР пленки с параметром затухания $\lambda=(5; 15; 125; 300) \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ (кривые 1 – 4) при параметрах СВЧ поля: $\omega = 6 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, $h = 0.1$ Э

уменьшается, а форма резонансной кривой все более становится похожей на лоренцеву линию. Повышение частоты СВЧ поля ведет к отделению резонансного пика, отвечающего резонансному полю H_{r2} . На частотах $\omega \leq 3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ дополнительный пик не разрешается относительно пика, соответствующего резонансному полю H_{r1} . При дальнейшем увеличении частоты значение резонансного поля H_{r1} уменьшается, резонансная кривая, образованная наложением двух пиков (однородного и дополнительного резонансов) раздваивается. На частотах $3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1} \leq \omega \leq 5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ в спектре ФМР наблюдается дополнитель-

ный пик. На нижней границе указанного интервала амплитуда дополнительного пика значительно превышает амплитуду резонансных пиков, соответствующих полям H_{r1} и H_{r2} . Однако, при приближении к верхней границе частотного интервала пик уширяется, амплитуда монотонно понижается и на частоте $\omega = 5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ спадает до нуля.

Теоретическая оценка величины H_b , проведенная на основе энергетических соображений, приводит к выражению

$$H_b \approx \sqrt{H_u \left(H_u - \frac{2\pi\gamma^2 M h}{\lambda\omega} \right)}, \quad (2.11)$$

которое определяет характерные зависимости поля бистабильности от основных параметров. Видно, что при фиксированной частоте с ростом амплитуды высокочастотного поля величина H_b уменьшается, а с ростом затухания — увеличивается.

На рис. 14 представлены зависимости поля бистабильности H_b от параметра затухания λ , полученные на основе анализа прецессионных траекторий на частоте $\omega = 3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ для амплитуд переменного поля $h = (0.1; 0.2; 0.3; 0.4; 0.5; 0.6) \text{ Э}$ (кривые 1-6). При фиксированном значении h с ростом параметра затухания λ значение поля бистабильности увеличивается. Для каждого значения поля h существует предельное значение параметра затухания λ , при превышении которого бистабильный режим не наступает при любом значении подмагничивающего поля H . Таким образом, на каждой кривой имеется конечная точка, соответствующая окончанию бистабильного режима для заданной амплитуды высокочастотного поля. Наличие этой точки говорит о том, что высокочастотное поле амплитуды h при заданном значении параметра затухания уже не может привести к образованию бистабильности. В соответствии с (2.11) для значений $h = 0.3 \text{ Э}$, $\lambda = 4 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ и $\omega = 3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ получаем $H_b = 12.9 \text{ Э}$, тогда как численный анализ дает значение 12.6 Э. С увеличением амплитуды высокочастотного поля зна-

чение поля бистабильности уменьшается, что согласуется с зависимостью, определяемой формулой (2.11). Таким образом, при фиксированном значении частоты и амплитуды СВЧ поля увеличение параметра затухания пленки ведет к увеличению поля бистабильности и, соответственно, уменьшению

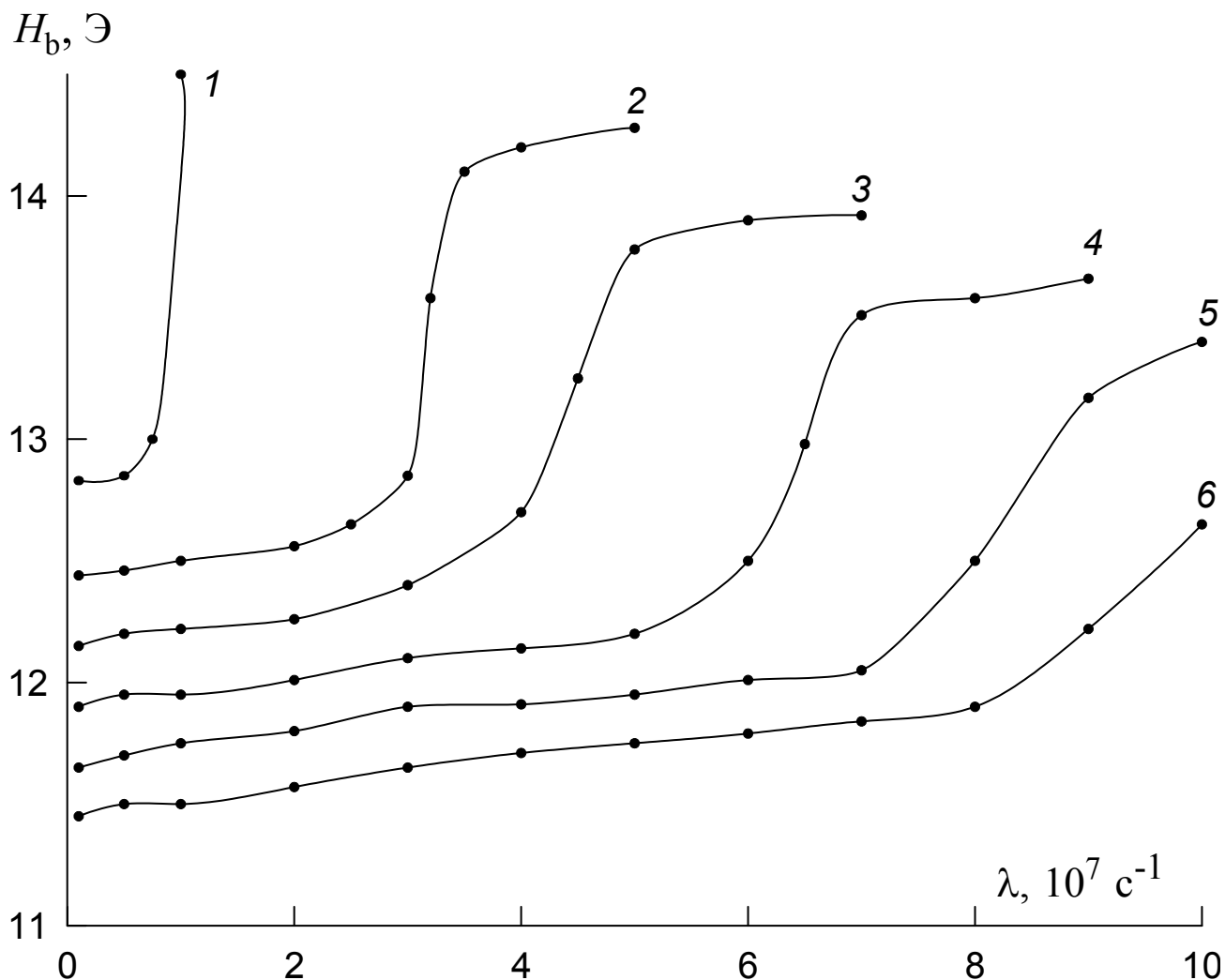


Рис. 14. Зависимости поля H_b от параметра затухания λ при $\omega = 3 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$, $h = (0.1; 0.2; 0.3; 0.4; 0.5; 0.6) \text{ Э}$ (кривые 1–6)

амплитуды резонансного пика. Существует предельное значение параметра затухания, выше которого перестают происходить перескоки намагниченности от одного равновесного положения к другому в ее прецессионном движении и прецессионная траектория переходит в эллиптическую.

Экспериментально бифуркационный резонанс был обнаружен в Институте физики им. Л.В. Киренского СО РАН, где проводилось исследование высокочастотной восприимчивости и магнитных неоднородностей тонких

пленок методом ферромагнитного резонанса. В работах Б. А. Беляева [69, 81] приведены спектры ФМР, экспериментально полученные для одноосных пленок $\text{Co} - \text{Ni} - \text{P}$ при подмагничивании вдоль ОН. Состав пленок толщиной $(0.05 \div 1) \cdot 10^{-6}$ м изменялся в пределах весовых процентов $65 \div 70\% \text{Co} - 32 \div 27\% \text{Ni} - 3 \div 5\% \text{P}$. Плоскостная магнитная одноосная анизотропия $H_u = 25 \div 30$ Э наводилась постоянным магнитным полем $H = 3000$ Э, прикладываемым в плоскости подложек при химическом осаждении пленок из раствора. Спектры снимались с центральных участков пленок размерами $(6 \times 6) \text{мм}^2$, в которых сохранялась высокая однородность магнитных характеристик. Независимо от частоты и амплитуды СВЧ поля при плоскостном подмагничивании пленок строго вдоль ОН, в спектрах ФМР наряду с линиями однородного ФМР наблюдался интенсивный дополнительный резонансный пик. Ширина пика значительно меньше ширины линии однородного ФМР, положение определено полем магнитной одноосной анизотропии $H = H_u$. На рис. 15 а показана полевая зависимость резонансных частот пленки $\text{Co} - \text{Ni} - \text{P}$ с параметрами $4\pi M_0 = 1100$ Гс, $H_u = 28$ Э, в случае подмагничивания вдоль ОН. Здесь сплошными линиями показана полевая зависимость резонансной частоты, рассчитанная по формуле (2.7), а точками показаны результаты эксперимента. Обнаруженный пик наблюдался лишь на качественных образцах с малой угловой и амплитудной дисперсией магнитной одноосной анизотропии. Угловая дисперсия всего в $\sim 1^\circ$ почти полностью его подавляла.

Расчет полевых зависимостей резонансных частот пленки $\text{Co} - \text{Ni} - \text{P}$ с параметрами реальной пленки, построенных на основе прецессионной динамики намагниченности, при амплитуде СВЧ поля $h = 0.1$ Э, в случае подмагничивания пленки вдоль ОН показан на рис. 15 б. Видно, что вблизи поля бистабильности равному полю одноосной магнитной анизотропии, как и в эксперименте, наблюдается дополнительный резонансный пик. На частотах

ниже 0.2 ГГц этот пик сливается с пиками однородного резонанса, а на частотах выше 1.2 ГГц энергии СВЧ поля с амплитудой $h = 0.1$ Э оказывается

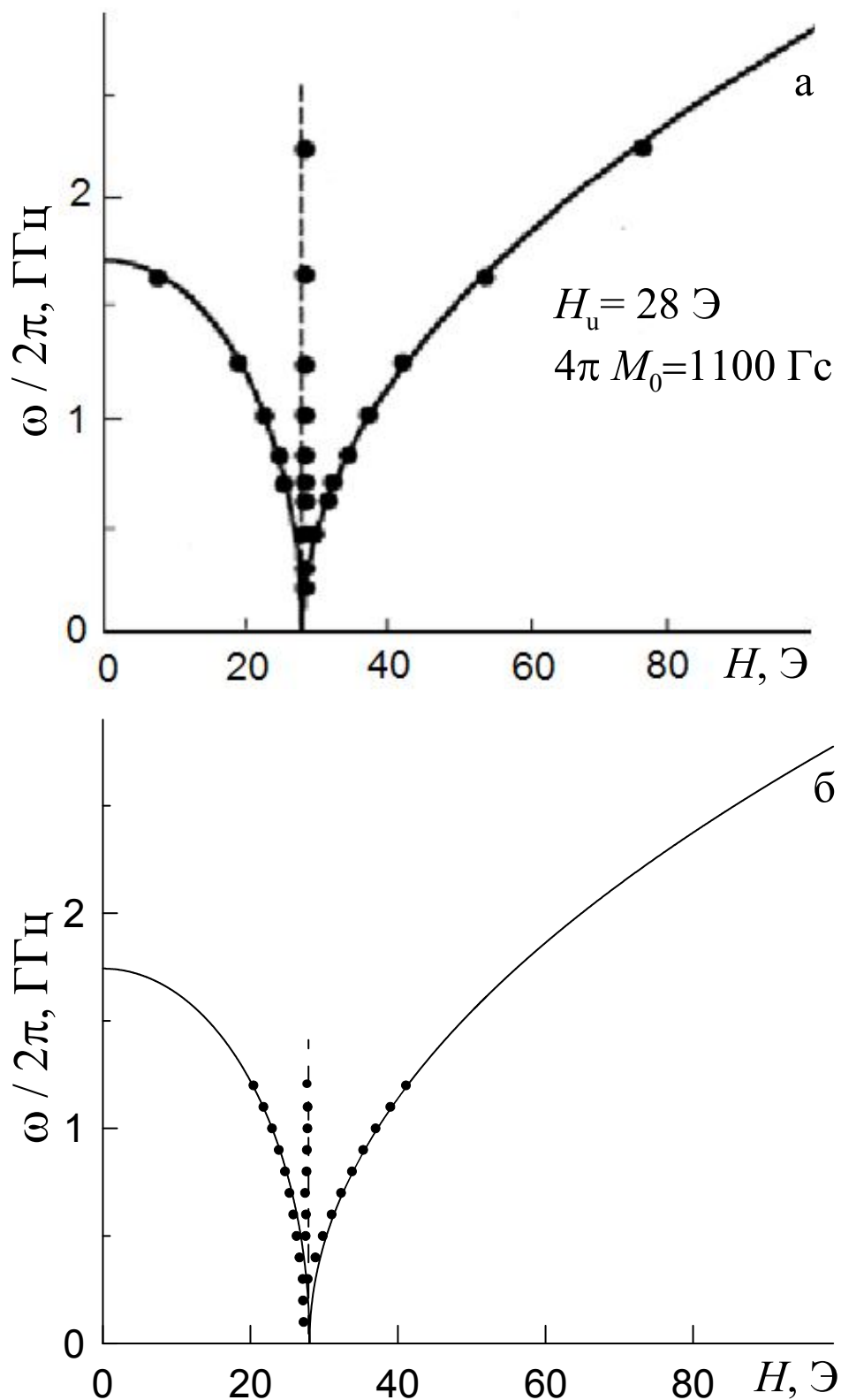


Рис. 15. Полевая зависимость резонансных частот при подмагничивании вдоль ОН одноосной пленки Co-Ni-P:

а) экспериментальная [81], б) численно построенная на основе прецессионной динамики намагниченности

недостаточно для преодоления потенциального барьера магнитным моментом и совершения им перескока ко второму положению равновесия, в результате чего амплитуда пика резко падает. Усиление амплитуды СВЧ поля позволяет наблюдать пик на более высоких частотах.

2.1.5. Динамика установления прецессионного режима пленки с одноосной анизотропией, намагниченной вдоль ОТН

Наличие узкого «резонансного» пика, отвечающего полю H_b , обусловлено бистабильностью, которая связана с двумя близкими по углу равновесными состояниями. Эти состояния «притягивают» магнитный момент, и его прецессия с равной вероятностью происходит около каждого из них. Энергия, сообщаемая СВЧ полем, оказывается достаточной для преодоления потенциального барьера между указанными состояниями (рис. 3). Однако, переход прецессии от одного равновесного состояния к другому происходит не за один период СВЧ поля, а в течение времени $\tau \simeq (5 - 6)T$. На рис. 16 приведена динамика установления рассматриваемого прецессионного режима. Проведем оценку времени τ . Величина потенциального барьера, который необходимо преодолеть магнитному моменту для рассматриваемого перехода

$$\Delta W = F(H_b) - F(H_u) = \frac{H_u^2 - H_b^2}{2\beta} \simeq \frac{H_u \cdot \Delta H}{\beta} = M\Delta H, \quad (2.12)$$

где $\Delta H = H_u - H_b$, β – константа одноосной магнитной анизотропии. Для используемых выше значений параметров ($M_0 \simeq 800$ Гс, $H_u = 15$ Э, $H_b = 14.4$ Э) получаем $\Delta W \simeq 560$ эрг. Энергия, передаваемая магнитной подсистеме от СВЧ поля за один период определяется выражением [82]:

$$W_T = \frac{1}{2} \omega \chi''_{yy} h_y^2 \simeq \pi M_0 |m_y^{\max} - m_y^{\min}| h. \quad (2.13)$$

Для используемых значений $h = 0.2$ Э и изменения высокочастотной намагниченности за один период величина $W_T \simeq 100$ эрг. Таким образом, чтобы

произошел перескок, должно пройти время $\tau \simeq (\Delta W / W_T) T$, которое в нашем случае составляет величину $\tau \simeq 5.6T$.

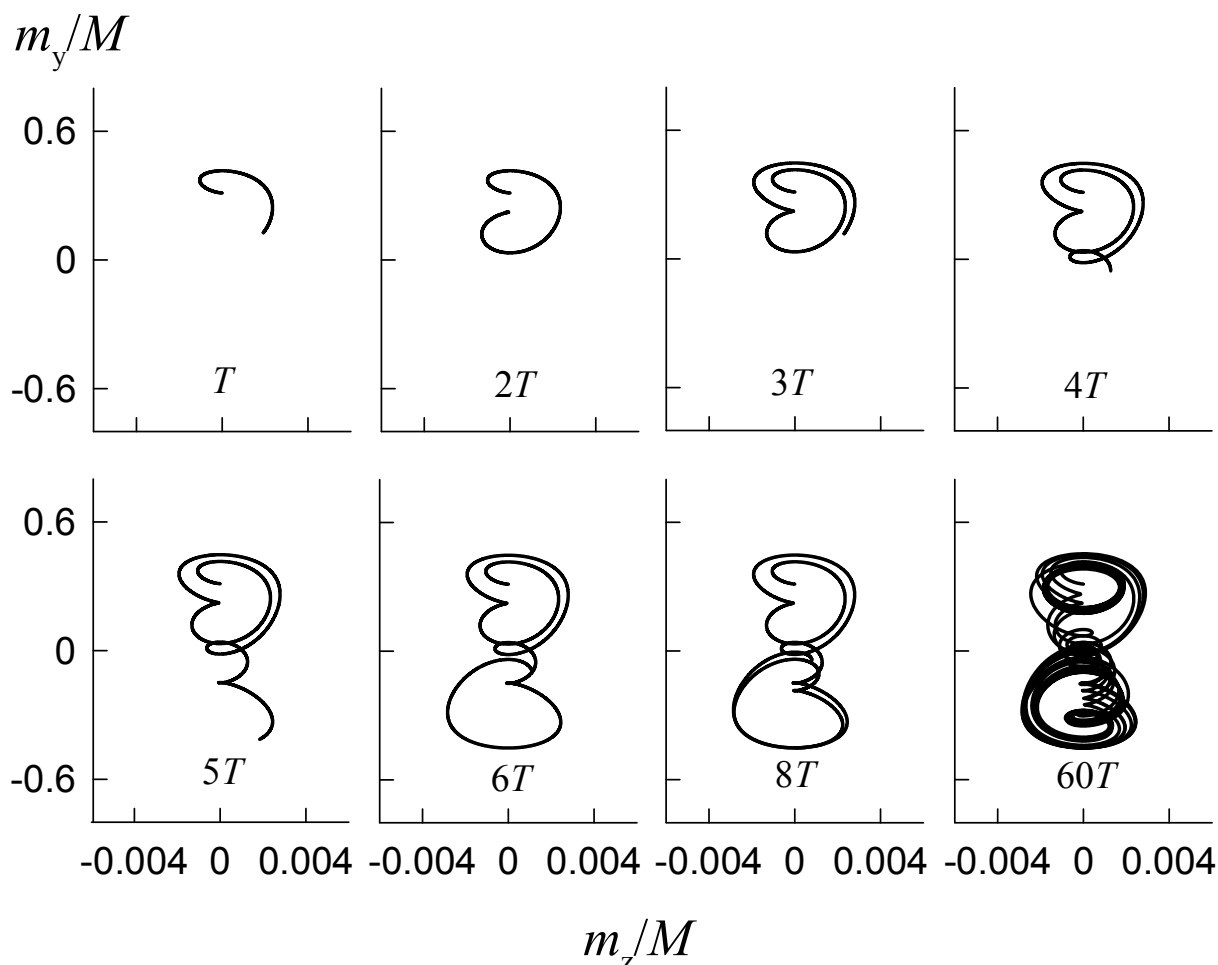


Рис. 16. Траектории прецессии вектора $\mathbf{m}/M$ для различных моментов времени; при параметрах поля: $\omega = 3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $h = 0.2 \text{ Э}$, $H = 14.4 \text{ Э}$

2.2. ФМР монокристаллических пленок с кубической магнитной анизотропией

Ферриты-гранаты обладают широким спектром магнитных свойств, которые во многом являются уникальными и практически отсутствуют в других материалах. Это и разнообразная доменная структура, параметрами которой можно управлять в широком диапазоне их изменения, и нелинейные динамические эффекты, включая и процессы динамической самоорганизации, и рекордно узкие линии ФМР (на 2-3 порядка меньше, чем в других материалах), и гигантская магнитострикция, наблюдаемая при низких температурах, и высокий уровень магнитооптических эффектов, сочетающихся с хорошей

прозрачностью в видимом и ближнем инфракрасном свете и т.д. Возможность варьирования химическим составом позволяет получать эпитаксиальные пленки с требуемым набором магнитных характеристик (за счет изоморфного замещения ионов в редкоземельной и железной подрешетках). Феррит-гранатовые пленки являются многоосными магнетиками, однако при эпитаксиальном выращивании возникает наведенная одноосная анизотропия, достаточная для существования в них стабильных цилиндрических магнитных доменов, что позволяет использовать пленки в запоминающих устройствах. Кристаллографическое рассмотрение условий существования одноосной анизотропии в эпитаксиальных пленках ферритов-гранатов с учетом кубической анизотропии показало, что для образования стабильной одноосности в направлении, нормальном к поверхности пленки, необходимо, чтобы поверхность пленки соответствовала кристаллографическим плоскостям (100), (011), (111). Поэтому наиболее приемлемыми для использования в практических устройствах оказались пленки типа (100), (011) и (111).

2.2.1. Равновесные состояния намагниченности пленок

Рассмотрим монокристаллические пленки типа (100). Будем считать, что кристаллографические оси [100], [010] и [001] совпадают с осями X, Y, Z , а ось наведенной одноосной анизотропии $\mathbf{n}_u$ перпендикулярна плоскости пленки (рис. 17). Такие пленки наряду с одноосной обладают и кубической магнитной анизотропией. Поэтому при определении плотности свободной энергии F магнитной подсистемы монокристаллической пленки учтем одноосную и кубическую магнитную анизотропию. Введем K_1 и K_u – отрицательные константы кристаллографической и одноосной анизотропии и запишем плотность свободной энергии в сферической системе координат [7]:

$$F = -\mathbf{M}(\mathbf{H}_0 + \mathbf{h}) + \frac{1}{4}K_1(\sin^2 2\theta + \sin^4 \theta \sin^2 2\varphi) + K_u \sin^2 \theta + \frac{1}{2}(\mathbf{M} \hat{\mathbf{N}} \mathbf{M}), \quad (2.14)$$

где полярный и азимутальный углы θ и φ вектора намагниченности $\mathbf{M}$ отсчитываются от осей $\mathbf{Z}$ и $\mathbf{X}$ соответственно. Равновесные углы θ_0 и φ_0 находятся из условий

$$\partial F / \partial \theta = 0, \partial F / \partial \varphi = 0. \quad (2.15)$$

Далее мы будем рассматривать случай ориентации равновесной намагниченности в плоскости пленки ($\theta_0 = \pi/2$). Он реализуется при отрицательном значении константы K_1 и ориентации подмагничивающего поля вдоль одной из осей трудного намагничивания.

На рис. 18 представлена полевая зависимость равновесного угла φ_0 вектора намагниченности при подмагничивании монокристаллической пленки вдоль ОТН. Как и в случае металлической пленки с

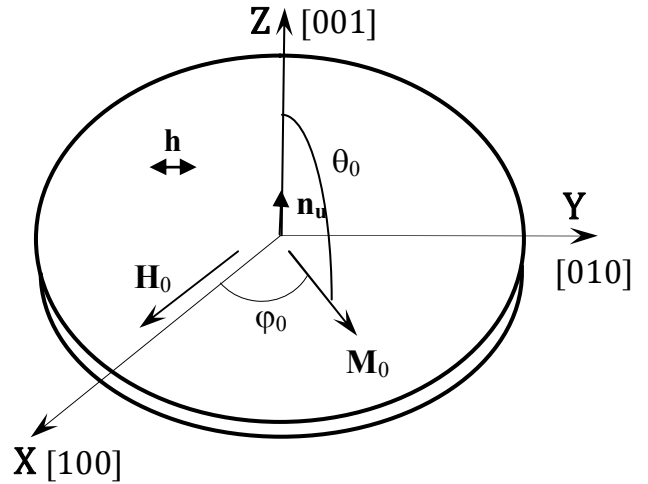


Рис. 17. Ориентация пленки с кубической магнитной анизотропией относительно внешнего поля

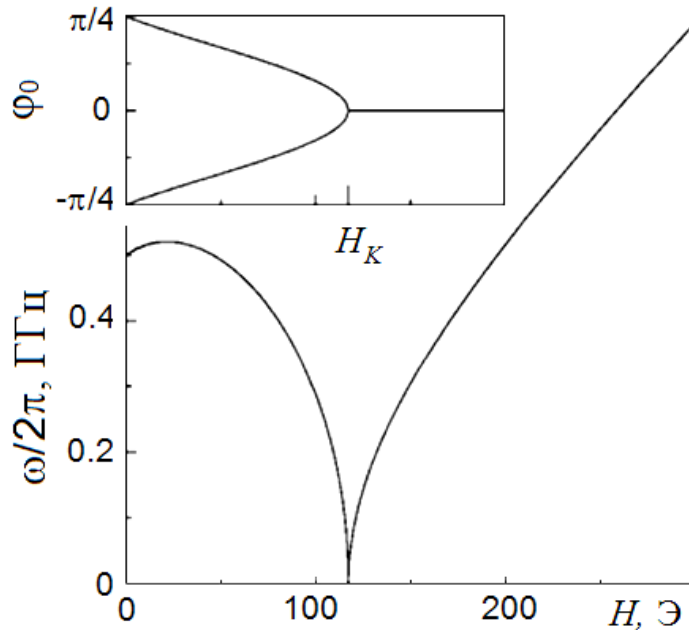


Рис. 18. Полевая зависимость равновесного угла φ_0 и резонансной частоты при подмагничивании пленки с кубической магнитной анизотропией вдоль ОТН

одноосной анизотропией, при подмагничивании монокристаллической пленки вдоль ОН в области поля магнитной анизотропии $H \geq H_K$ наблюдаются два равновесных положения вектора намагниченности. При $H = 0$ равновесные ориентации намагниченности совпадают с ОЛН, и, согласно выбранной геометрии, $\varphi_0 = \pm\pi/4$.

2.2.2. Резонансные частоты и поля

Под воздействием переменного магнитного поля $\mathbf{h}$, приложенного перпендикулярно к постоянному полю $\mathbf{H}_0$, магнитный момент $\mathbf{M}$ начинает совершать прецессионное движение вокруг своей равновесной ориентации, которое описывается уравнением Ландау-Лифшица (2.4). Как известно, частота резонансной прецессии намагниченности определяются через вторые производные свободной энергии

$$\omega_r = \frac{\gamma}{M \cos \theta_0} \left[\left(\frac{\partial^2 F}{\partial^2 \varphi} \right)_0 \left(\frac{\partial^2 F}{\partial^2 \theta} \right)_0 - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \varphi \partial \theta} \right)_0^2 \right]^{1/2} \quad (2.16)$$

Определим полевые зависимости для резонансных частот в случае подмагничивания монокристаллических пленок типа (100) вдоль оси $\mathbf{Y}$. При отрицательном значении константы кубической анизотропии K_1 ось $\mathbf{Y}$ совпадает с одной из осей трудного намагничивания и магнитный момент $\mathbf{M}$ лежит в плоскости пленки ($\theta_0 = \pi/2$). При этом вторая производная свободной энергии $\left(\frac{\partial^2 F}{\partial \varphi \partial \theta} \right)_0 = 0$. В соответствии с (2.16) резонансная частота определяется выражением:

$$\omega_r = \gamma \left[\frac{(H \cos \varphi - H_K(1 - \sin \varphi \cos \varphi) + 4\pi M_0 + H_u)^{1/2}}{(H \cos \varphi - H_K \cos 4 \varphi)} \right] \quad (2.17)$$

где $H_K = 2|K_1|/M_0$ и $H_u = 2|K_u|/M_0$ – поля кубической и наведенной одноосной анизотропии соответственно.

Полевая зависимость резонансной частоты, приведенная на рис. 18, рассчитана из приведенных соотношений. Видно, что в области $H \geq H_K$ при уменьшении поля резонансная частота падает, при этом равновесная ориентация намагниченности совпадает с направлением подмагничивающего поля.

При значении поля, равном H_K , значение частоты ω_r , согласно (2.17), становится равным нулю. Это значение подмагничивающего поля оказывается бифуркационным. При дальнейшем уменьшении поля равновесное положение намагниченности отходит от направления ориентации подмагничивающего поля, приближаясь к одной из двух ОЛН монокристаллической пленки. При $H = 0$ равновесные ориентации намагниченности совпадают с легкими осями, и, согласно выбранной геометрии, $\varphi_0 = \pm\pi/4$, а частота собственных колебаний равна

$$\omega_0 = \frac{\gamma}{M_0} [2K_1(2K_u - K_1 - 4\pi M_0^2)]^{1/2}. \quad (2.18)$$

Таким образом, в области $0 < H < H_K$ намагниченность пленки имеет два симметричных равновесных положения, т.е. возникает статическая бистабильность. Частота линейного резонанса в этой области при понижении поля снова начинает расти, имея слабо выраженный максимум. Для численного анализа резонансного поведения монокристаллической пленки используются параметры реальной феррит-гранатовой пленки $Y_{2.9}La_{0.1}Fe_{3.9}Ga_{1.1}O_{12}$ [83]: $4\pi M_0 = 214.6$ Гс, $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ Э⁻¹с⁻¹, $\lambda = 3 \cdot 10^6$ с⁻¹, $K_1 = -10^3$ эрг/см³, $K_u = -10^3$ эрг/см³.

2.2.3. Прецессионная динамика намагниченности и спектр ФМР пленки, намагниченной вдоль ОЛН. Бифуркационный резонанс

Наличие статической бистабильности вблизи бифуркационного поля H_b , оказывает существенное влияние и на динамику магнитного момента пленки с кубической анизотропией. Как и для случая подмагничивания пленки с одноосной магнитной анизотропией, бистабильность равновесной плоскостной ориентации намагниченности приводит к сложным (в том числе и хаотическим) прецессионным траекториям намагниченности и появлению дополнительного бифуркационного резонанса, отсутствующего для решений линеаризованного уравнения Ландау-Лифшица. Бифуркационное поле H_b также равно полю кристаллографической анизотропии H_K . Ниже приводится анализ прецессионных траекторий вектора $\mathbf{M}$ монокристаллической

пленки при ее подмагничивании вдоль ОН и при воздействии на нее высокочастотного поля $\mathbf{h}(t) = \mathbf{e}_y h \sin \omega t$. На рис. 19 представлена зависимость от величины подмагничивающего поля параметра $\delta m_y = |m_y^{\max} - m_y^{\min}| / 2M$ на участке ее траектории, ограниченной экстремальными значениями $m_y^{\max} / M$ и $m_y^{\min} / M$. Переменное поле имеет амплитуду $h = 0.5$ Э и частоту $\omega / 2\pi = (0.4; 0.3; 0.24; 0.2; 0.15; 0.1)$ ГГц (кривые 1-6). На достаточно больших частотах из области $\omega_r < \omega_0$ каждому значению частоты, согласно (2.17), отвечают два значения резонансного поля

$$H_{r1} = \frac{1}{\cos \varphi_0} \left(H_K - \sqrt{H_\varphi^2 + \frac{\omega^2}{\gamma^2}} + H_\varphi \right), \quad (2.19)$$

$$H_{r2} = H_K + \sqrt{\left(2\pi M_0 + \frac{H_K}{2} \right)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma^2}} - \left(2\pi M_0 + \frac{H_K}{2} \right)$$

где $H_\varphi = 2\pi M_0 + H_K \sin 2\varphi_0 (\sin 2\varphi_0 + 1/4) + H_u/2$.

Проведенный численный анализ показывает, что вблизи указанных значений поля реализуется два резонансных пика, амплитуда и форма линии которых близки к решениям линеаризованного уравнения (2.4). Отличия полученных резонансных кривых от кривых, соответствующих линейным решениям, состоят в небольшом их смещении в сторону меньших значений поля H и характерном для нелинейных решений «клювообразном» виде резонансных кривых. При уменьшении частоты происходит сближение резонансных значений поля (близких к соответствующим значениям H_{r1} и H_{r2} линеаризованной системы), и приближение их к бифуркационному значению H_b , отвечающему возникновению состояний статической бистабильности. Когда вышеназванные резонансы достаточно близко подходят к H_K и, следовательно, к области с близким расположением симметричных стационарных положений намагниченности, между данными резонансными пиками возникает третий резонанс, который соответствует прецессионному режиму с траекторией, охватывающей оба составляющих бистабильность стационарных положения. Объясня-

ется это тем, что амплитуды прецессии, отвечающие «хвостовой» части резонансной зависимости $\delta m_y(H)$ для одного из равновесных положений с

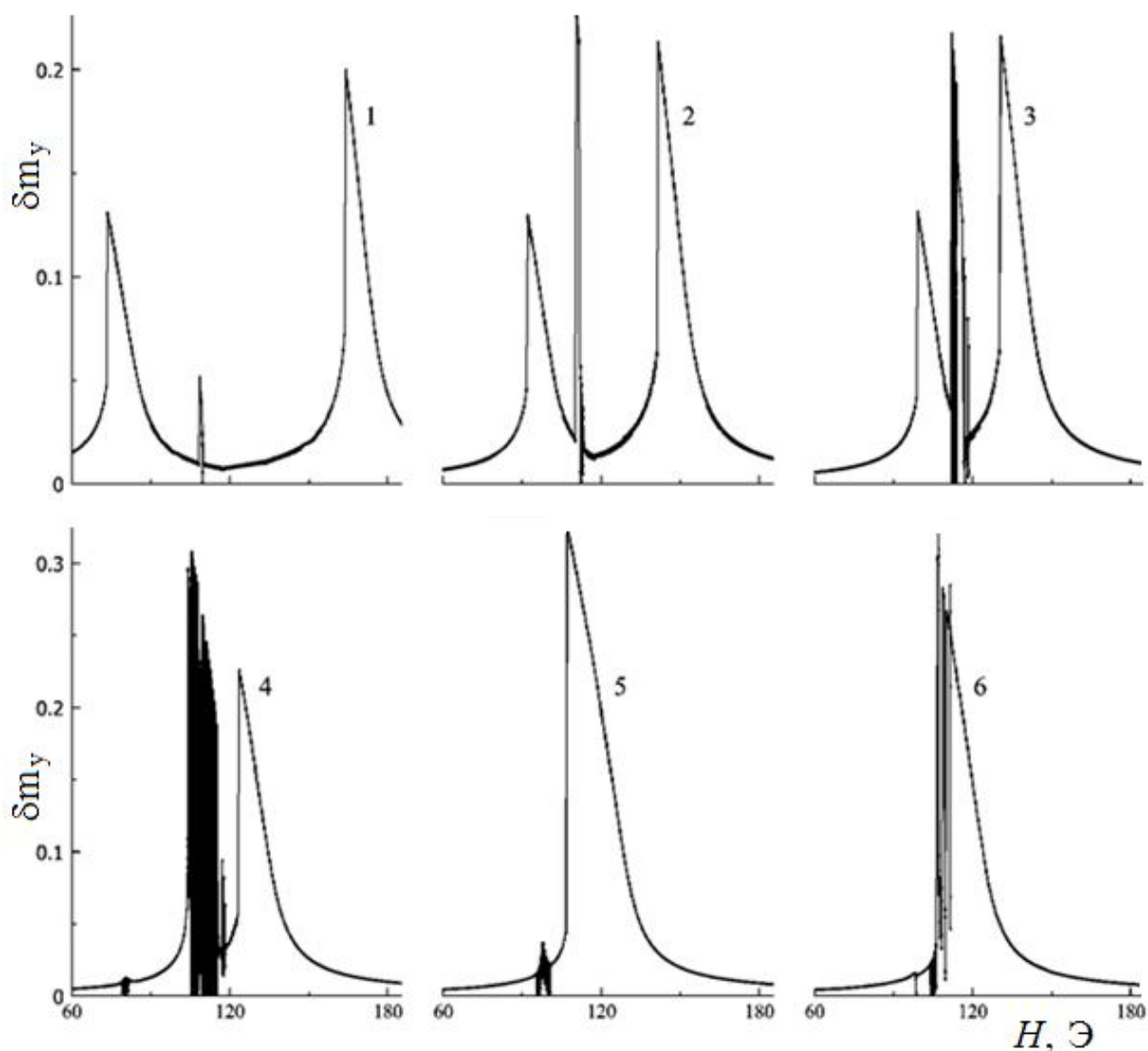


Рис. 19. Спектры ФМР пленки с кубической магнитной анизотропией, построенные на частотах $\omega / 2\pi = (0.4; 0.3; 0.24; 0.2; 0.15; 0.1)$ ГГц (кривые 1-6) при амплитуде СВЧ поля $h = 0.5$ Э

$\varphi_0 \neq 0$, становятся настолько большими, что на динамику намагниченности начинает сказываться влияние второго равновесного положения. Как видно из приведенного рисунка, вначале бифуркационный резонанс имеет малую амплитуду прецессии (кривая 1), но при дальнейшем уменьшении частоты (и соответствующем сближении двух первоначальных резонансов) амплитуда бифуркационного резонанса значительно возрастает, но сама резонансная кривая остается достаточно узкой (кривая 2). Дальнейшее понижение частоты

приводит к расширению области бифуркационного резонанса и реализации режимов с более сложными траекториями, включая хаотическую динамику (кривая 3). Далее область бифуркационного резонанса сливается с областью резонанса, отвечающего полю H_{r1} , и хаотическая динамика распространяется, практически, на всю данную резонансную область (кривая 4). На еще более низких частотах хаотические режимы исчезают, и, ввиду конечной ширины резонансных кривых, остается одна резонансная область с максимумом при поле $H \approx H_K$ (кривая 5). Заметим, что в области малых подмагничивающих полей возникает интервал со сложными низкоамплитудными траекториями намагниченности, причем с уменьшением частоты он смещается в сторону H_K , а амплитуды колебаний увеличиваются. Когда при низких частотах данный интервал входит в единственную оставшуюся резонансную область, вид резонансной кривой и траектории резонансной прецессии значительно усложняются (кривая 6).

На рис. 20 приведены проекции на плоскость YOZ траекторий нормированной намагниченности, прецессирующей под воздействием переменного поля с амплитудой $h = 0.5$ Э и частотой $\omega/2\pi = (0.3; 0.24; 0.2)$ ГГц (а, б, с) и $\omega/2\pi = (0.15; 0.1)$ ГГц (д, кривые 1 и 2). Траектории на рис. 20 а построены при величине подмагничивающего поля $H = (92; 111; 112; 113; 120; 142)$ Э (кривые 1 - 6). Таким образом, кривая 6 отвечает «правому» резонансу (на рис. 19 кривая 2) вблизи H_{r2} , когда равновесной является ориентация намагниченности вдоль поля H , а кривая 1 отвечает «левому» резонансу вблизи H_{r1} , когда равновесный угол $\varphi_0 \neq 0$. Во втором случае имеют место две симметричных траектории – с отрицательными и положительными значениями m_z (вторая из симметричных траекторий на рис. 20 не приведена). Траектория 2 отвечает бифуркационному резонансу. Она является наиболее вытянутой и охватывает два равновесных положения намагниченности, составляющих статическую бистабильность. Траектории 3 и 4 отвечают режимам, прилегающим к бифуркационному резонансу со стороны больших значений подмагничивающего поля, но при $H < H_K$ (где $\varphi_0 \neq 0$ и

также имеют место режимы с симметричными траекториями). Траектория 5 представляет низкоамплитудную нерезонансную прецессию с равновесным углом $\varphi_0 = 0$ (при $H > H_K$). Рисунок 20б отвечает области бифуркационного резонанса на кривой 3 рис. 19 при $H = (113.62; 113.63)$ Э (кривые 1, 2).

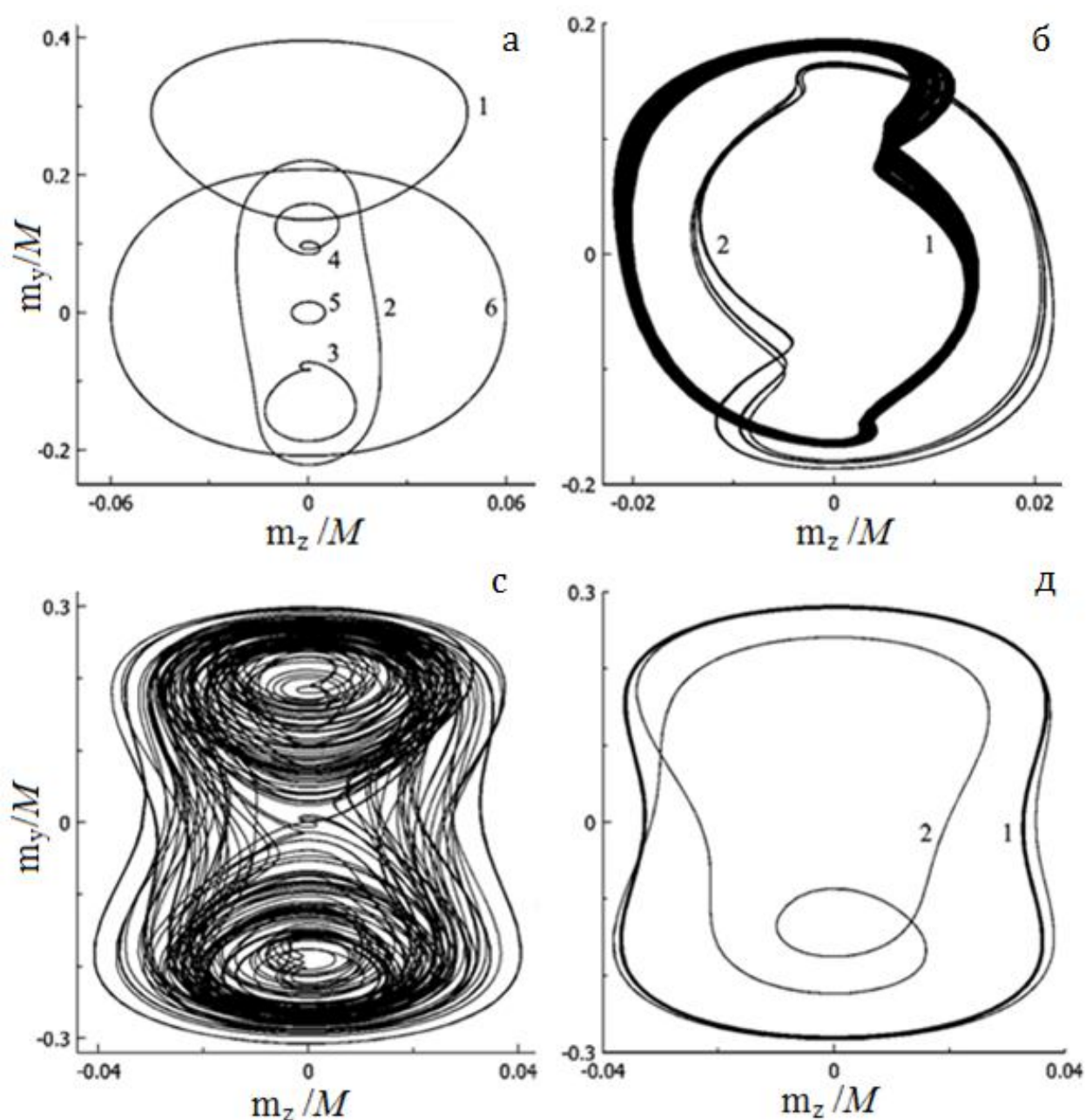


Рис. 20. Траектории прецессии нормированного вектора $\mathbf{m}/M$ в пленке с кубической магнитной анизотропией при параметрах СВЧ поля: $h = 0.5$ Э и частотой $\omega / 2\pi = (0.3; 0.24; 0.2)$ ГГц (а, б, в) и $\omega / 2\pi = (0.15; 0.1)$ ГГц (д, кривые 1 и 2)

Приведенные траектории демонстрируют возникновение хаоса в области бифуркационного резонанса через удвоение периода прецессии: кривая 2 (и симметричная ей кривая, которая на рисунке не приведена, так как сливается с кривой 1) отвечает регулярному режиму с достаточно сложной траекторией, однако уже незначительное изменение подмагничивающего поля приводит к хаотическому режиму с узким аттрактором (так называемому, спино-вому хаосу [84]). Развитый хаос, отвечающий кривой 4 на рис. 19, представлен частью хаотической траектории на рис. 20 с, которая охватывает оба равновесных положения намагниченности при $H = 106$ Э. Кривые 1 и 2 рис. 20 д отвечают, соответственно, кривым 5 и 6 рис. 19, когда остается одна резонансная область вблизи бифуркационного значения поля H_b ; кривые построены при $H = 112$ Э и различных вышеуказанных частотах переменного поля. Для кривой 2 имеет место также режим с симметричной (относительно направления $\varphi_0 = 0$) траекторией. Для рассматриваемых условий характерным является возникновение динамической бистабильности (и мультистабильности), когда при одних и тех же параметрах системы могут реализоваться два (или более) динамических режима, на выбор между которыми могут влиять флуктуации параметров, или начальные условия системы. Динамическая бистабильность возникает при значениях подмагничивающего поля, относящихся к области статической бистабильности.

На рис. 21а приведены проекции траекторий резонансной прецессии намагниченности, полученные для значений переменного поля $h = (1; 0.5; 0.3)$ Э (кривые 1 – 3), построенные на частоте $\omega/2\pi = 0.27$ ГГц.

На данной частоте мы наблюдаем мультистабильное состояние, при котором вектор намагниченности описывает траектории вокруг двух полюсов. Причем обнаружено, что варьирование начального параметра движения вектора намагниченности, такого как незначительное смещение положения вектора $\mathbf{m}$ от равновесного положения, видоизменяет траекторию прецессии. Так на рис. 21б показана траектория резонансной прецессии намагниченности, построенная при тех же параметрах внешнего поля $\mathbf{H}$, что и кривая 2 на рис. 21а. Кривая на рисунке 21б по своему расположению на фазовой плос-

кости близка к кривой 2 на рисунке 21а, но, в отличие от последней, не является симметричной. Рассматриваемые режимы оказываются очень чувствительными к ориентации подмагничивающего поля и устанавливаются они только в том случае, если направление поля достаточно близко к направлению трудной оси пленки.

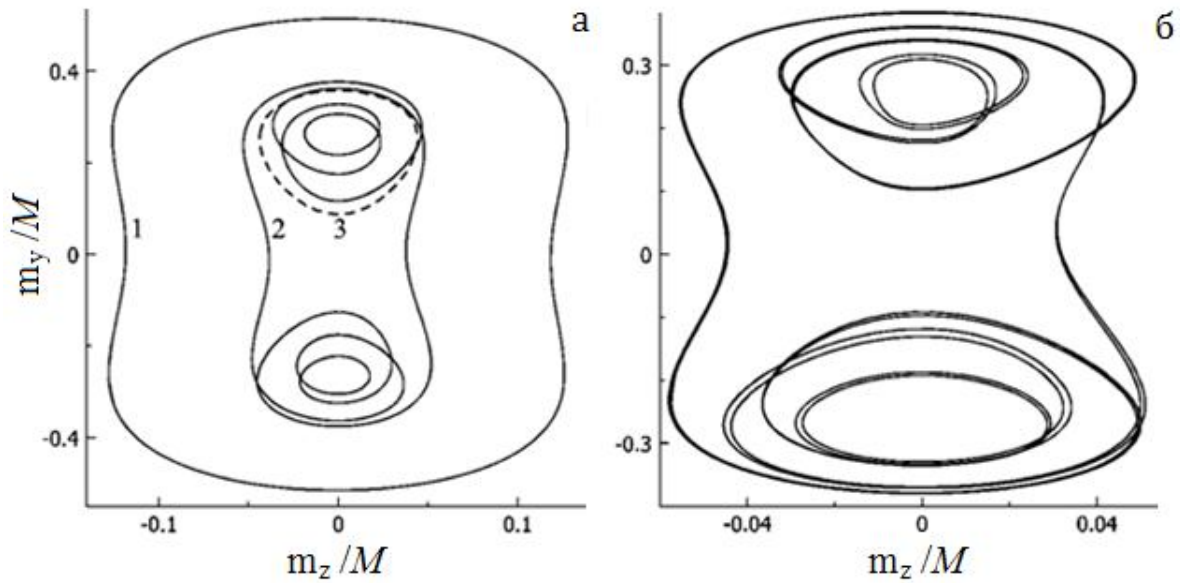


Рис. 21. Проекция траекторий резонансной прецессии вектора $\mathbf{m}/M$ в пленке с кубической магнитной анизотропией при $H = 97$ Э с параметрами СВЧ поля с частотой $\omega/2\pi = 0.27$ ГГц при амплитудах $h = (1; 0.5; 0.3)$ Э (кривые 1-3)

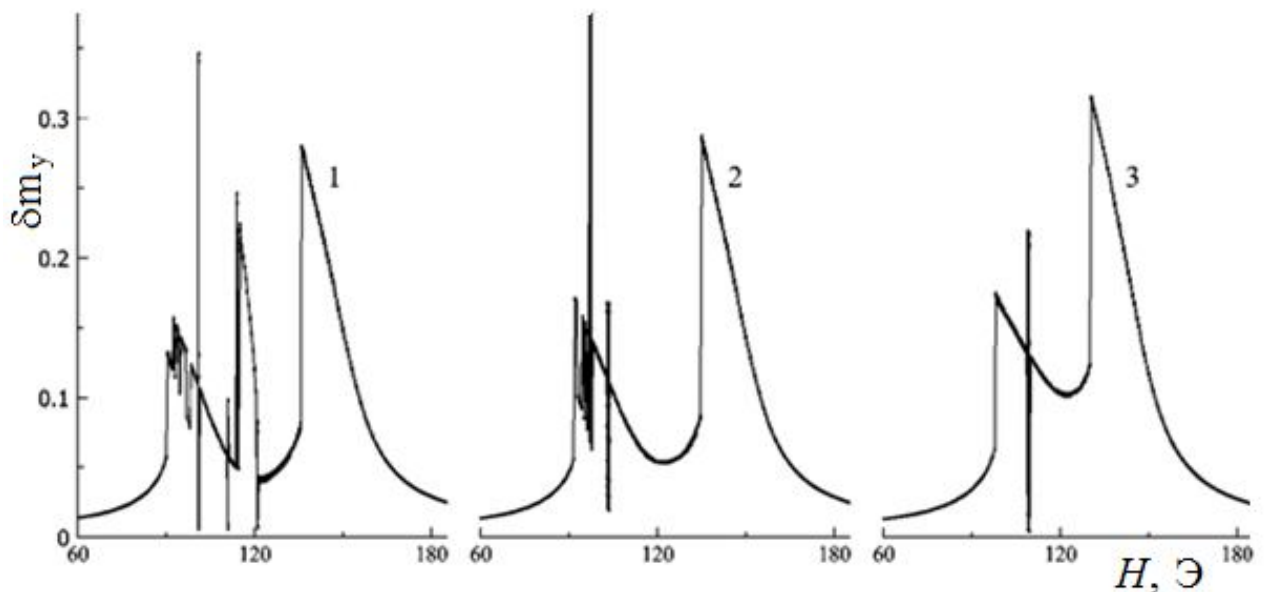


Рис. 22. ФМР спектры пленки с кубической магнитной анизотропией, полученные в случае небольшой разориентации подмагничивающего поля и ОТН при $\omega/2\pi = 0.3$ ГГц, $h = 1$ Э

На рис. 22 приведены резонансные зависимости $\delta m_y(H)$, полученные в случае небольшой разориентации подмагничивающего поля и ОТН при $h = 1$ Э и $\omega/2\pi = 0.3$ ГГц. Ориентация подмагничивающего поля определяется углом $\varphi_H = (0.3; 0.5; 1)^\circ$ (кривые 1-3), отсчитываемым в плоскости пленки от ОТН. Видно, что при достаточно малом отклонении поля от ОТН (порядка долей градуса) имеют место как область бифуркационного резонанса, так и узкие области состояния динамической бистабильности. Но при увеличении угла φ_H область бифуркационного резонанса исчезает, и остаются только состояния бистабильности. Область этих состояний также сокращается с ростом φ_H и, практически, исчезает при $\varphi_H \geq 1^\circ$.

На основе приведенного в главе анализа можно сформулировать следующие выводы:

- Обнаруженный в экспериментальных работах [69, 81] дополнительный резонансный пик в спектре однородного резонанса (ФМР) одноосной пленки, подмагниченной вдоль ОТН, отвечает полю бистабильности H_b , которое всегда несколько меньше поля анизотропии H_u . Появление этого пика связано с возникновением угловой бистабильности из-за наличия двух близких по углу равновесных состояний магнитного момента пленки.
- Угловая бистабильность проявляется в резком изменении характера прецессионного движения магнитного момента от эллиптической к более сложным траекториям при значении статического поля, близком к полю бистабильности $H_b \approx H_u$. Характер прецессии существенно зависит от параметров СВЧ-поля, а также параметра затухания пленки.
- Для пленок двух типов - поликристаллических одноосных и монокристаллических пленок с кубической магнитной анизотропией исследована модификация динамических режимов, возникающая при изменении частоты и амплитуды СВЧ-поля, а также величины подмагничивающего поля. В области бифуркационного резонанса выявлены как регулярные, так и хаотические режимы прецессии намагниченности.

Основные результаты данной главы опубликованы в работах [85-91].

ГЛАВА 3. РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК С УГЛОВОЙ ДИСПЕРСИЕЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ

Изучение статистических и динамических свойств металлических тонких пленок указывает на их существенную зависимость от структуры и фазового состава. Важным проявлением этих факторов является возникновение локальной анизотропии магнитных и электрических свойств, параметры которой определяются условиями роста (температура и текстура подложки, скорость и угол напыления, величина и ориентация внешнего подмагничивающего поля) и последующей термической обработки. И хотя пленка в целом может находиться в монокристаллическом состоянии, в ней присутствуют кристаллиты, дефекты структуры и рельефа поверхности подложки и неоднородных деформаций. Вследствие этого структура пленки разбивается на сквозные, практически не взаимодействующие (в магнитной отношении) друг с другом блоки. Направления осей магнитной анизотропии в блоках отличаются от направления «средних» осей пленки в целом, и можно говорить об угловой и амплитудной дисперсии анизотропии. Как правило, влияние угловой дисперсии на магнитные характеристики пленки в целом намного существеннее влияния амплитудной дисперсии, поэтому в дальнейшем мы будем учитывать только угловую дисперсию магнитной анизотропии. Рассматриваются два типа магнитной анизотропии: наведенная одноосная и кристаллографическая [70, 92]. Так как природа образования наведенной и кристаллографической анизотропий различна, то в каждом из блоков возможно несовпадение ориентаций «легких» осей наведенной и кристаллографической анизотропии. Наличие двух типов магнитной анизотропии в отдельном блоке и в пленке в целом может приводить к асимметрии резонансной кривой, а также к характерным угловым зависимостям резонансного поля и ширины резонансной кривой. Анализ особенностей спектра ферромагнитного резонанса проводится на основе статистической модели, в которой распределение локальных параметров описывается законом Гаусса [66].

К деформации резонансной кривой должна приводить также и высокая проводимость металлических пленок ($\sigma \sim 10^{16} \div 10^{17} \text{с}^{-1}$), наличие которой создает значительное ослабление высокочастотного электромагнитного поля в пленке за счет скин-эффекта. Глубина проникновения поля вблизи резонанса оказывается сопоставимой с толщинами используемых на практике пленок, что приводит к неоднородному распределению высокочастотной составляющей намагниченности по толщине пленки и смещению резонансной частоты (или резонансного подмагничивающего поля). Задача определения резонансных характеристик магнитных пленок состоит в отыскании вида тензора высокочастотной восприимчивости $\hat{\chi}$. Ее точное решение может быть получено в результате совместного решения уравнения движения намагниченности и уравнений электромагнитного поля, что в общем случае представляет собой достаточно сложную задачу. В этой связи важное значение приобретают приближенные методы анализа резонансного поведения тонких магнитных пленок. В настоящей работе используется один из таких методов, приводящий к результатам, достаточно хорошо отвечающим данным эксперимента. Суть его заключается в том, что для определения высокочастотного поля $\mathbf{h}$ в металлической пленке на основе уравнений Максвелла в качестве нулевого приближения (по параметру L/δ , где δ – толщина скин-слоя) используется известный тензор магнитной проницаемости $\hat{\mu}^0$ [78], получаемый без учета пространственной дисперсии, т.е. при $L/\delta \rightarrow 0$. Корректность такого приближения связана с малостью обменного поля $2A/M\delta^2$ по сравнению с составляющими эффективного поля H_u и $4\pi M_0$ (в рассматриваемых пленках $\delta \sim 10^{-4} \text{см}$ на частотах $\omega \sim 10^{10} \text{с}^{-1}$). Последующее решение уравнения Ландау-Лифшица производится уже с учетом найденного неоднородного распределения поля $\mathbf{h}(z) = \mathbf{h}_0 \exp(-z/\delta)$ по толщине пленки.

Далее на основе блочной модели металлической магнитной пленки и статистического описания ее свойств проводится анализ особенностей спектра ФМР, обусловленных наличием как наведенной одноосной, так и кри-

сталлографической магнитной анизотропии, а также угловой дисперсии указанных типов анизотропии. Исследуется случай плоскостного подмагничивания и нормального падения СВЧ волны на пленку, при которых в магнитной среде собственной волной, управляемой внешним магнитным полем, является TE волна. Анализ проводится с учетом неоднородного распределения высокочастотного поля по толщине за счет скин-эффекта, существенного для рассматриваемых металлических пленок. Так как обычно дисперсия величины поля анизотропии (амплитудная дисперсия) ТМП не оказывает существенное влияние на эффективную анизотропию, обычно ограничиваются случаем угловой дисперсии осей анизотропии.

3.1. Статистическая модель

Будем считать, что тонкая пленка ферромагнетика состоит из достаточно большого набора сквозных по толщине блоков, являющихся монокристаллическими образованиями с кубической магнитной анизотропией и ориентацией вдоль нормали к пленке локальных кристаллографических осей типа (001). Поэтому плоскостную кристаллографическую анизотропию можно считать двuosной с двумя перпендикулярными осями легкого намагничивания $\mathbf{n}_1$, $\mathbf{n}_2$, совпадающими с осями [100], [010] и лежащими в плоскости пленки (рис. 23). Наряду с кубической кристаллографической анизотропией, в блоках присутствует плоскостная наведенная одноосная анизотропия с ОЛН $\mathbf{n}_a$, лежащей в плоскости пленки. Из-за больших полей рассеяния (для пленок пермаллоидного класса $4\pi M_0 \approx 10^4$ Гс) и соотношения размеров сквозного блока (диаметра к толщине) $D_{\text{блока}} \gg 2L$ равновесная намагниченность в каждом блоке лежит в плоскости пленки. Дисперсность пленки выражается в плоскостной разориентации указанных ОЛН различных блоков, величина которой характеризуется значениями угловой дисперсии поля магнитной анизотропии. Как правило, влияние угловой дисперсии на магнитные характеристики пленки в целом намного существеннее влияния амплитудной

дисперсии, поэтому в дальнейшем мы будем учитывать только угловую дисперсию поля магнитной анизотропии.

ПЛЕНКА

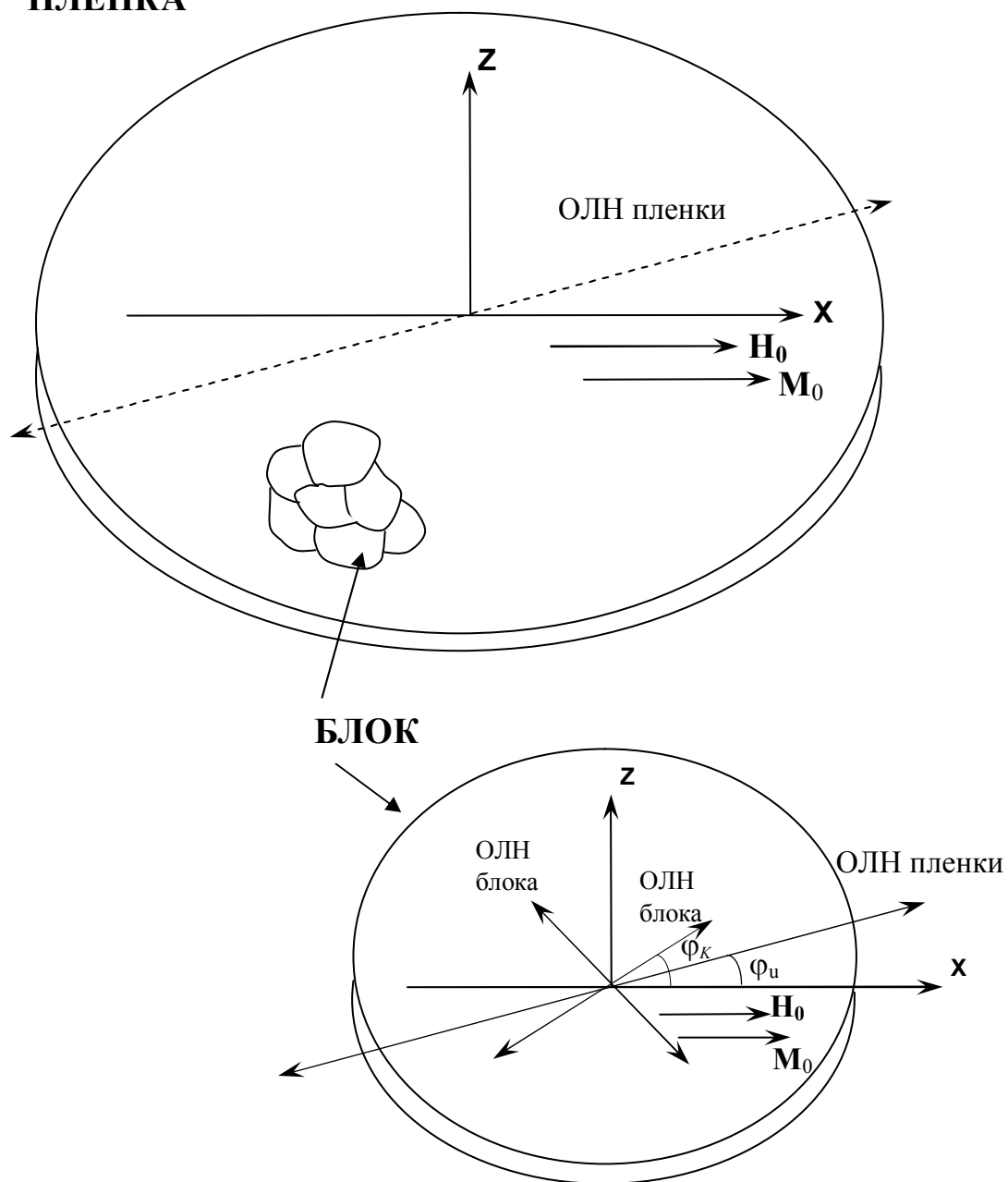


Рис. 23. Ориентация осей магнитной анизотропии блока, подмагничивающего поля и намагниченности

Направим внешнее статическое магнитное поле $\mathbf{H}_0$ вдоль оси $\mathbf{X}$, лежащей в плоскости пленки. Величину $\mathbf{H}_0$ будем считать достаточной для насыщения как отдельного блока, так и пленки в целом. При этом ориентация равновесной намагниченности $\mathbf{M}_0$ совпадает с направлением $\mathbf{H}_0$. Ориентацию осей легкого намагничивания отдельного блока определим следующим образом (рис. 23): одна из трех кристаллографических осей блока $\mathbf{n}_3$ нормальна плоскости пленки и совпадает с осью $\mathbf{Z}$; направление одной из ОЛН плоскостной кристаллографической анизотропии $\mathbf{n}_1$ относительно приложенного статического поля $\mathbf{H}_0$ определяется углом φ_K ; ось одноосной наведенной анизотропии пленки $\mathbf{n}_u$ ориентирована по отношению к полю $\mathbf{H}_0$ под углом φ_u .

В соответствии со статистической моделью пленки будем считать, что направления плоскостных ОЛН в ансамбле блоков распределены в плоскости пленки по гауссовому закону [66]:

$$P(\langle\varphi_{K,u}\rangle, \alpha_{K,u}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\alpha_{K,u}} \exp \left[-\frac{(\varphi_{K,u} - \langle\varphi_{K,u}\rangle)^2}{2\alpha_{K,u}^2} \right]. \quad (3.1)$$

Здесь параметры α_K и α_u определяют угловую дисперсию полей магнитной кристаллографической и наведенной анизотропии, т.е. среднеквадратичное отклонение локальных углов φ_K и φ_u от их средних значений $\langle\varphi_K\rangle$ и $\langle\varphi_u\rangle$. В результате любая интегральная характеристика пленки в целом может быть представлена следующим образом

$$\langle\Phi(\alpha_K, \alpha_u)\rangle = \iint \Phi(\varphi_K, \varphi_u) P(\varphi_K, \alpha_K) P(\varphi_u, \alpha_u) d\varphi_K d\varphi_u, \quad (3.2)$$

т.е. усреднена по всему ансамблю блоков с учетом вида распределения осей легкого намагничивания блоков в пленке, определяемого выражением (3.1).

3.2. Равновесное состояние намагниченности пленки

Прецессионное движение магнитного момента $\mathbf{M}$ в одном из блоков тонкой магнитной пленки толщиной $2L$ будем описывать уравнением Ландау-Лифшица

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma[\mathbf{M}\mathbf{H}_{\text{эфф}}] + \frac{\xi}{M}[\mathbf{M}\dot{\mathbf{M}}], \quad (3.3)$$

где ξ – безразмерный параметр затухания. Внутреннее эффективное магнитное поле пленки $\mathbf{H}_{\text{эфф}}$ определяется соотношением

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{\text{эфф}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h} + \frac{2A}{M_0^2} \nabla^2 \mathbf{M} + \frac{2K_u}{M_0^2} \mathbf{n}_u (\mathbf{n}_u \mathbf{M}) - \hat{N}^{(K)} \mathbf{M} - \\ - 4\pi \mathbf{e}_z (\mathbf{M} \mathbf{e}_z) \end{aligned} \quad (3.4)$$

где $\hat{N}^{(K)}$ – тензор размагничивающих коэффициентов, связанных с магнитной кристаллографической анизотропией, $\mathbf{e}_z$ – орт оси $\mathbf{z}$. Внешние статическое и переменное магнитные поля считаются ортогональными ($\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{h}$). При выбранной ориентации кристаллографических осей в блоке выражения для ненулевых компонент тензора $\hat{N}^{(K)}$, с учетом положительности первой константы кристаллографической анизотропии K_1 , имеют вид [93]:

$$N_{xx}^{(K)} = -\frac{K_1}{M_0^2} (2 - \sin^2 2\varphi_K), \quad N_{yy}^{(K)} = -\frac{3K_1}{M_0^2} \sin^2 2\varphi_K \quad (3.5)$$

Равновесный угол φ_0 между намагниченностью $\mathbf{M}_0$ и подмагничивающим полем $\mathbf{H}_0$ определяется из уравнения $[\mathbf{M}_0 \mathbf{H}_{\text{эфф}}] = 0$, которое принимает вид:

$$H_u \sin 2(\varphi_u - \varphi_0) - H_K \sin 2\varphi_0 \cos 4\varphi_K - 2H_0 \sin \varphi_0 = 0 \quad (3.6)$$

где $H_K = 2K_1/M_0$ и $H_u = 2K_u/M_0$ – поля кристаллографической и одноосной анизотропии.

На рис. 24 приведены полевые зависимости равновесного угла φ_0 в отдельном блоке, полученные на основе численного решения уравнения (3.6) и построенные для нескольких ориентаций осей одноосной и кристаллографи-

ческой магнитной анизотропии относительно подмагничивающего поля и друг друга.

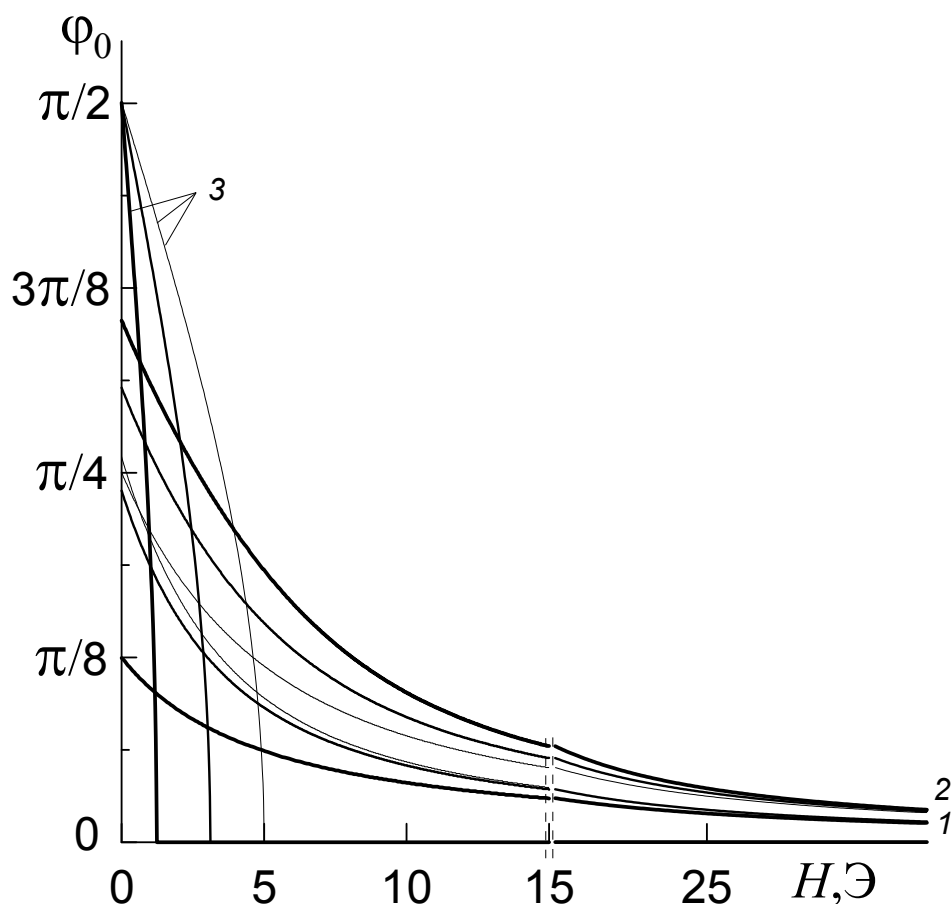


Рис. 24. Полевые зависимости равновесного угла ϕ_0 между векторами $\mathbf{M}_0$ и $\mathbf{H}_0$ в отдельном блоке; $\phi_u = \pi/8, \pi/4, \pi/2$ (кривые 1-3), $\phi_K - \phi_u = 0, \pi/12, \pi/8$ (толстая, средняя и тонкая линии семейства кривых 1-3).

Полученные зависимости отвечают углам $\phi_u = \pi/8, \pi/4, \pi/2$ (кривые 1-3) и разностям углов $\phi_K - \phi_u = 0, \pi/12, \pi/8$ (толстая, средняя и тонкая линии семейства кривых 1-3 соответственно). Здесь и далее используются параметры, близкие к параметрам реальной тонкой пленки металлического ферромагнетика пермаллоидного класса: $4\pi M_0 = 10^4$ Гс, $H_u = 5$ Э, $K_1 = 1500$ эрг/см³. Из приведенных зависимостей следует, что с увеличением подмагничивающего поля равновесная намагниченность в блоках выстраивается вдоль поля. Насыщение блоков с большими углами разворота осей легкого намагничивания $\mathbf{n}_u$ относительно подмагничивающего поля наступает при больших значениях поля H . При разориентации осей легкого намагничивания

одноосной и кристаллографической анизотропии внутри блока (за исключением случая $\varphi_u = \pi/2$) имеет место существенное уменьшение угла между равновесной намагниченностью $\mathbf{M}_0$ и внешним полем $\mathbf{H}_0$ уже при достаточно малых полях подмагничивания. Это позволяет считать, что практическое насыщение намагниченности в блоках для выбранных параметров и угловой дисперсии $\alpha_u \approx \alpha_K < \pi/8$ происходит уже при значениях поля $H \approx 15$ Э. Поэтому величину $H > 15$ Э можно считать достаточной для насыщения как отдельного блока, так и пленки в целом. При этом ориентацию равновесной намагниченности будем считать совпадающей с направлением $\mathbf{H}_0$.

3.3. Высокочастотная восприимчивость

Будем считать, что на пленку по нормали к ее поверхности падает плоская монохроматическая волна с частотой ω и компонентами поля $(e_0, h_0, 0)$. При этом в пленке вдоль оси $\mathbf{Z}$ распространяется собственная TE волна, имеющая компоненты высокочастотного магнитного поля h_y и h_z , поперечные по отношению к направлению равновесной намагниченности $\mathbf{M}_0$. В рассматриваемой геометрии распространения электромагнитной волны в пленке задача отыскания соответствующей высокочастотной намагниченности является одномерной, так как $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} = 0$. При выборе начала координат $z = 0$ в центре пленки приближенное решение граничной задачи по определению высокочастотного поля в пленке приводит к следующим зависимостям

$$h_y(z) = h_{0y} \exp[ik(z + L)] \exp(-i\omega t), \quad h_z(z) = \frac{\mu_{yz}^0}{\mu_{zz}^0} h_y(z), \quad (3.7)$$

где h_{0y} – амплитуда соответствующей компоненты СВЧ поля на поверхности пленки ($z = -L$), а волновое число распространяющейся в пленке волны задается выражением

$$k = \frac{1-i}{c} \sqrt{2\pi\sigma\omega\mu_{\perp}^0}. \quad (3.8)$$

Здесь c – скорость света в вакууме, $\mu_{\perp}^0 = \mu_{\perp}^0 - \mu_{yz}^0\mu_{zy}^0/\mu_{zz}^0$ – эффективная магнитная проницаемость. Учтено также, что в насыщенном состоянии с равновесной намагниченностью $\mathbf{M}_0$, параллельной оси $\mathbf{X}$, и однородным распределением СВЧ поля по толщине пленки (без учета скин-эффекта) тензор магнитной проницаемости $\hat{\mu}^0$ имеет отличные от нуля компоненты: $\mu_{xx}^0 = 1$, $\mu_{yy}^0, \mu_{zz}^0, \mu_{yz}^0 = -\mu_{zy}^0$.

Введем в уравнение (3.3) малые отклонения намагниченности $\mathbf{M}$ от равновесной намагниченности $\mathbf{M}_0$, т.е. $\mathbf{m}(z, t) = \mathbf{M}(z, t) - \mathbf{M}_0$. Считая зависимость высокочастотной намагниченности $\mathbf{m}$ от времени пропорциональной фактору $\exp(-i\omega t)$, получим следующую систему линейных уравнений для компонент m_y и m_z одного из блоков тонкой магнитной пленки:

$$\begin{aligned} i\omega m_y - \left(\frac{2A}{M_0} \frac{d^2}{dz^2} + \gamma H_1 - i\xi\omega \right) m_z &= -\gamma M_0 h_z \\ i\omega m_z + \left(\frac{2A}{M_0} \frac{d^2}{dz^2} + \gamma H_2 - i\xi\omega \right) m_y &= \gamma M_0 h_y \end{aligned} \quad (3.9)$$

Здесь введены характерные поля:

$$\begin{aligned} H_1 &= 4\pi M_0 + H + H_u \cos^2 \varphi_u + H_K (1 + \cos^2 2\varphi_K)/2, \\ H_2 &= H + H_u \cos 2\varphi_u + H_K \cos 4\varphi_K. \end{aligned}$$

Решение линеаризованного уравнения Ландау-Лифшица (3.3) для высокочастотной намагниченности ищем в виде

$$\mathbf{m}(z) = \mathbf{m} \exp(ik(z + L)) \quad (3.10)$$

Подставляя (3.10) в (3.9), получаем систему уравнений в проекциях на оси прямоугольной системы координат, решением которой является зависимость высокочастотной намагниченности от распространяющегося в пленке СВЧ поля, которую можно представить в виде $\mathbf{m}(z) = \hat{\chi} \mathbf{h}(z)$. Здесь тензор высокочастотной восприимчивости $\hat{\chi}$ имеет следующий вид

$$\hat{\chi}(k) = \begin{pmatrix} \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{zy} & \chi_{zz} \end{pmatrix} = \frac{\gamma M_0}{\Omega_1 \Omega_2 - \omega^2} \begin{pmatrix} \Omega_1 & i\omega \\ -i\omega & \Omega_2 \end{pmatrix}, \quad (3.11)$$

где $\Omega_j = \gamma \left(H_j + \frac{2A}{M} k^2 \right) - i\xi\omega$, $j = 1, 2$.

Для действительной $\hat{\mu}^{0'}$ и мнимой частей $\hat{\mu}^{0''}$ компонент тензора магнитной проницаемости $\hat{\mu}^0$, входящего в (3.7), справедливы соотношения: $\hat{\mu}^{0'} = 1 + 4\pi\hat{\chi}^{0'}$ и $\hat{\mu}^{0''} = 4\pi\hat{\chi}^{0''}$, где выражения для действительной и мнимой частей тензора $\hat{\chi}^0$ отвечают однородному распределению СВЧ поля в пленке и определяются из (3.11) при $k = 0$, т.е. $\hat{\chi}^0 = \hat{\chi}(0)$.

Поглощаемая блоком удельная мощность высокочастотного поля, усредненная по толщине пленки, определяется мнимой частью высокочастотной восприимчивости, а именно

$$P = \frac{\omega}{4L} \sum_{\alpha, \beta} \chi''_{\alpha\beta} \int_{-L}^L h_{\alpha}(z) h_{\beta}(z) dz = \frac{\omega}{2} \sum_{\alpha, \beta} \chi''_{\alpha\beta} h_{0\alpha} h_{0\beta} \quad (3.12)$$

При ориентации высокочастотного поля $\mathbf{h}$ вдоль оси $\mathbf{Y}$ поглощаемая мощность и, следовательно, положение, амплитуда и ширина линии ФМР определяются мнимой частью компоненты χ_{yy} :

$$\chi''_{yy} = \frac{1}{2L} (\chi'_{yy}\eta'' + \chi''_{yy}\eta'), \quad (3.13)$$

где введены обозначения

$$\begin{aligned} \eta &= (\exp 2ikL - 1) / ik, \\ \chi'_{yy} &= 2\gamma M \frac{2\pi M(\omega_{r0}^2 - \omega_0^2) + \xi\omega^2\Delta\omega_0}{(\omega_{r0}^2 - \omega_0^2)^2 + 4\omega^2\Delta\omega_0^2}, \\ \chi''_{yy} &= \gamma M \omega \frac{8\pi\gamma M_0\Delta\omega_0 - \xi(\omega_{r0}^2 - \omega_0^2)}{(\omega_{r0}^2 - \omega_0^2)^2 + 4\omega^2\Delta\omega_0^2}. \end{aligned}$$

Здесь резонансная частота и ширина резонансной кривой определены следующим выражением

$$\omega_{r0}^2 = 4\pi M_0 \gamma^2 \left(H + H_u \cos 2\varphi_u + H_K \cos 4\varphi_K + \frac{4A}{\delta_2^2 M_0} \right), \quad (3.14)$$

$$\Delta\omega_0 = 2\pi\gamma M_0 \left(\xi + \frac{4A\gamma}{\delta_1^2 \omega M_0} \right), \quad (3.15)$$

где $\delta_1 = c/\sqrt{2\pi\omega\sigma\mu_{\perp}^{0'}}$, $\delta_2 = c/\sqrt{2\pi\omega\sigma\mu_{\perp}^{0''}}$. Учтено также, что в используемом на практике интервале подмагничивающих полей $H \ll 4\pi M_0$ параметр затухания $\xi \ll 1$, $2\pi\gamma M_0^2 \gg K_1$ и $\beta \ll 2\pi$. Из соотношений (3.14) и (3.15) следует, что неоднородность распределения высокочастотной намагниченности по толщине пленки, обусловленная конечной глубиной проникновения поля в металл, приводит к увеличению резонансной частоты (или уменьшению резонансного поля) и уширению резонансной кривой отдельно взятого блока.

В эксперименте, как правило, при определении резонансных характеристик магнитной пленки фиксируется частота, а меняется величина подмагничивающего поля. Поэтому приведем выражения для резонансного поля и ширины линии блока

$$H_r = \frac{\omega}{4\pi M_0 \gamma^2} - H_u \cos 2\varphi_u - H_K \cos 4\varphi_K - \frac{4A}{\delta_2^2 M_0} \quad (3.16)$$

$$\Delta H \simeq \frac{\xi^2 \omega^2}{2\pi\gamma^2 M_0} \left(1 + \sqrt{1 + \left(\frac{4\pi\gamma M_0}{\xi\omega} \right)^2} \right)$$

из которых следует, что резонансная частота (поле) отдельного блока обладает угловой зависимостью, тогда как ширина резонансной кривой не зависит от расположения ОЛН блока относительно подмагничивающего поля.

На рис. 25 приведены полевые зависимости величины χ''_{yy} , характеризующей отдельный блок. Указанные зависимости построены на частоте $\omega/2\pi = 1.4$ ГГц для блока толщиной $2L = 3 \cdot 10^{-6}$ см с параметром затухания $\xi = 1.5 \cdot 10^{-2}$, при ориентации ОЛН вдоль подмагничивающего поля ($\varphi_K = \varphi_u = 0$) и различных значениях проводимости $\sigma = 4(n-1) \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$, где $n = 1, 2, 3, 4$ (а, кривые 1-4). В случае непроводящей пленки (кривая 1, $\sigma = 0$) наблюдается симметричная резонансная линия с четко выраженным пиком.

Увеличение проводимости пленки приводит к уменьшению глубины проникновения высокочастотного поля h и, как следствие, к появлению

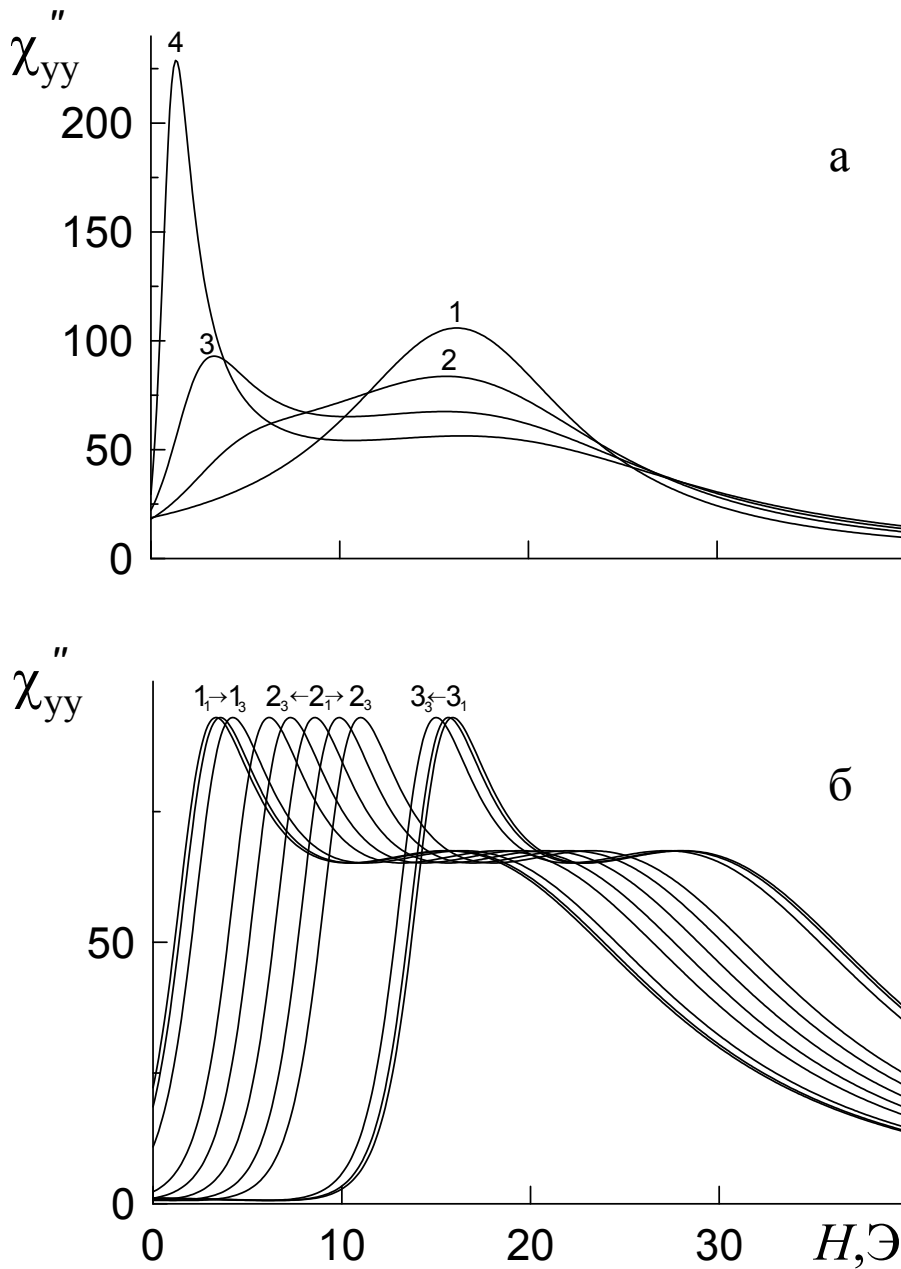


Рис. 25. Полевые зависимости величины χ''_{yy} на частоте $\omega/2\pi = 1.4$ ГГц для отдельного блока пленки с параметрами $2L = 3 \cdot 10^{-6}$ см, $\xi = 1.5 \cdot 10^{-2}$ а) при $\varphi_K = \varphi_u = 0$, $\sigma = 4(n-1) \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$, где n – номер линии (кривые 1-4); б) при $\varphi_u = 0, \pi/8, \pi/4$ (семейства кривых 1-3) в случае разориентации ОЛН $|\varphi_K - \varphi_u| = 0, \pi/36, \pi/18$ (индексы 1-3), $\sigma = 8 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$.

асимметрии резонансной линии со сдвигом резонансного поля (максимума резонансной кривой) в область меньших значений. При значениях проводимости, близких к $\sigma \approx 10^{17} \text{ с}^{-1}$, наблюдается второй резонансный пик в об-

ласти меньших полей. Амплитуда второго пика может значительно превышать амплитуду пика, наблюдаемого в области полей, отвечающих однородному (ферромагнитному) резонансу.

Поворот блока относительно подмагничивающего поля приводит к сдвигу резонансной кривой практически без изменения ее формы. Приведенные резонансные кривые отвечают значению проводимости $\sigma = 8 \cdot 10^{16} \text{с}^{-1}$ и ориентации «легких» осей наведенной анизотропии относительно подмагничивающего поля $\varphi_u = 0, \pi/8, \pi/4$ (б, семейства кривых 1–3). При этом разориентация «легких» осей кристаллографической и наведенной анизотропии может принимать значения $|\varphi_K - \varphi_u| = 0, \pi/36, \pi/18$ (увеличению угла разориентации отвечает индекс у номера кривой). Из приведенных общих резонансных зависимостей следует, что при ориентации блока под углом $\varphi_u = \pi/8$ смещения резонансных кривых, отвечающие разориентации кристаллографических ОЛН $\varphi_K - \varphi_u = \pm \pi/36, \pm \pi/18$ (кривые 2_2 и 2_3 соответственно), симметричны относительно резонансной линии, отвечающей $\varphi_K - \varphi_u = 0$ (кривая 2_1). В случаях $\varphi_u = 0, \pi/4$ сдвиг резонансных линий по полю менее выражен, не зависит от знака разности $\varphi_K - \varphi_u$ и происходит в область больших полей при $\varphi_u = 0$ (кривые $1_1 - 1_3$), и в область меньших полей – при $\varphi_u = \pi/4$ (кривые $3_1 - 3_3$).

3.4. Учет угловой дисперсии

Резонансное поведение пленки в целом является следствием резонансного поглощения мощности СВЧ поля той частью ансамбля блоков, для которой ориентация локальных ОЛН кристаллографической и наведенной анизотропии относительно подмагничивающего поля отвечает условию резонанса. Доля таких блоков, а также блоков с близкими к ним направлениями ОЛН, задается гауссовым распределением (3.2) и определяет амплитуду результирующей кривой резонансного поглощения. При отстройке от резонансных условий (изменении частоты, величины подмагничивающего поля,

повороте пленки относительно подмагничивающего поля) указанные блоки из резонанса выходят, а в резонанс вступают блоки с другой ориентацией ОЛН. Их число и, следовательно, результирующая амплитуда ФМР, также определяется гауссовым законом. Наличие перекрытия между резонансными кривыми всего ансамбля блоков и их сдвиг по полю приводят к уширению интегральной кривой и уменьшению ее амплитуды. В связи с этим интегральные резонансные характеристики дисперсной пленки необходимо находить непосредственно по кривым $\langle \chi''_{yy} \rangle$, численно рассчитанным с помощью выражений (3.2) и (3.13). Дальнейший анализ модификации спектров ФМР и угловых зависимостей резонансных полей и ширины линии проводится на примере пленок с проводимостью $\sigma = 8 \cdot 10^{16} \text{с}^{-1}$.

На рис. 26 а приведены полевые зависимости величины $\langle \chi''_{yy} \rangle$, полученные для бездисперсных (штриховые кривые) и дисперсных (сплошные кривые) пленок, обладающих только наведенной одноосной анизотропией. Кривые 1-3 отвечают различным ориентациям средней «легкой» оси $\langle \mathbf{n}_u \rangle$, а именно $\langle \varphi_u \rangle = 0, \pi/8, \pi/4$. Значение угловой дисперсии в случае дисперсных пленок, принято равным $\alpha_u = \pi/9$.

На рис. 26 б эти же зависимости приведены для пленок, обладающих, наряду с наведенной, и кристаллографической анизотропией. При этом рассмотрен случай совпадения средних ОЛН $\langle \varphi_u \rangle = \langle \varphi_K \rangle$. Видно, что учет кристаллографической анизотропии в случае бездисперсной пленки практически не влияет на амплитуду дополнительного резонансного пика. Поворот такой пленки относительно подмагничивающего поля приводит к сдвигу резонансного пика без изменения его амплитуды. При этом интервал резонансных полей, отвечающих различным углам подмагничивания, для пленки с двумя типами анизотропии существенно больше интервала полей пленки только с наведенной анизотропией. При наличии угловой дисперсии в случае $\langle \varphi_u \rangle = \langle \varphi_K \rangle$ наблюдается явно выраженная угловая зависимость и амплитуды резонансного пика, и ширины резонансной кривой.

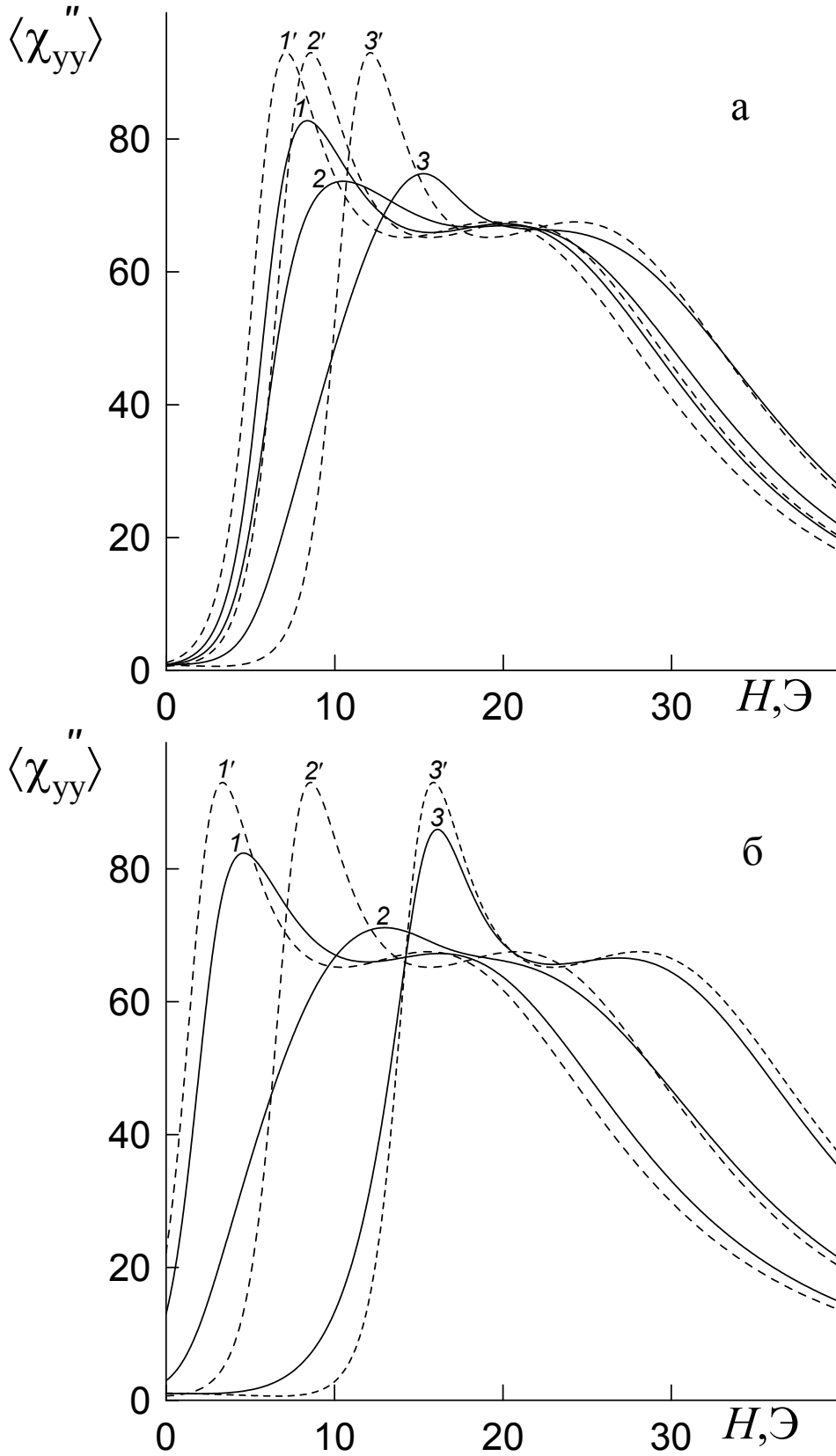


Рис. 26. Спектры ФМР бездисперсных (штриховые кривые) и дисперсных (сплошные кривые) пленок только с одноосной анизотропией (а) и с двумя типами анизотропии (б); $\sigma = 8 \cdot 10^{16} \text{с}^{-1}$, $\alpha_K = \alpha_u = \pi/9$, $\langle \varphi_u \rangle = \langle \varphi_K \rangle = 0, \pi/8, \pi/4$ (кривые 1-3).

Так, при повороте пленки на углы $\langle\varphi_u\rangle = 0, \pi/4$ амплитуда резонансного пика максимальна, а при $\langle\varphi_u\rangle = \pi/8$ – минимальна. Однако основной максимум у пленки с одноосной магнитной анизотропией наблюдается при $\langle\varphi_u\rangle = 0$ (сплошная кривая 1 на рис. 26а), а у пленки с одноосной и кристаллографической анизотропией основной максимум наблюдается при ориентации ОЛН $\langle\varphi_u\rangle = \langle\varphi_K\rangle = \pi/4$ (сплошная кривая 3 на рис. 25 б). В случае разориентации средних ОЛН угловая зависимость амплитуды резонансного пика становится менее заметной и при $\langle\varphi_K\rangle - \langle\varphi_u\rangle \simeq \pi/18$ практически исчезает.

На рис. 27 приведены угловые зависимости резонансных полей $H_r(\varphi)$, полученные численно по максимумам интегральных кривых $\langle\chi''_{yy}\rangle$ для углов $\langle\varphi_u\rangle = \langle\varphi_K\rangle = \varphi$ и значений угловой дисперсии $\alpha_K = \alpha_u = 0, \pi/18, \pi/9$ (кривые 1 – 3). Наличие дисперсии приводит к уменьшению амплитуды изменения резонансных полей. Кривые 2, 3 отражают важную характерную особенность резонансных кривых дисперсных пленок с наведенной одноосной и кубической магнитной анизотропией, наблюдаемую для углов вблизи направления $\varphi = \pi/4$.

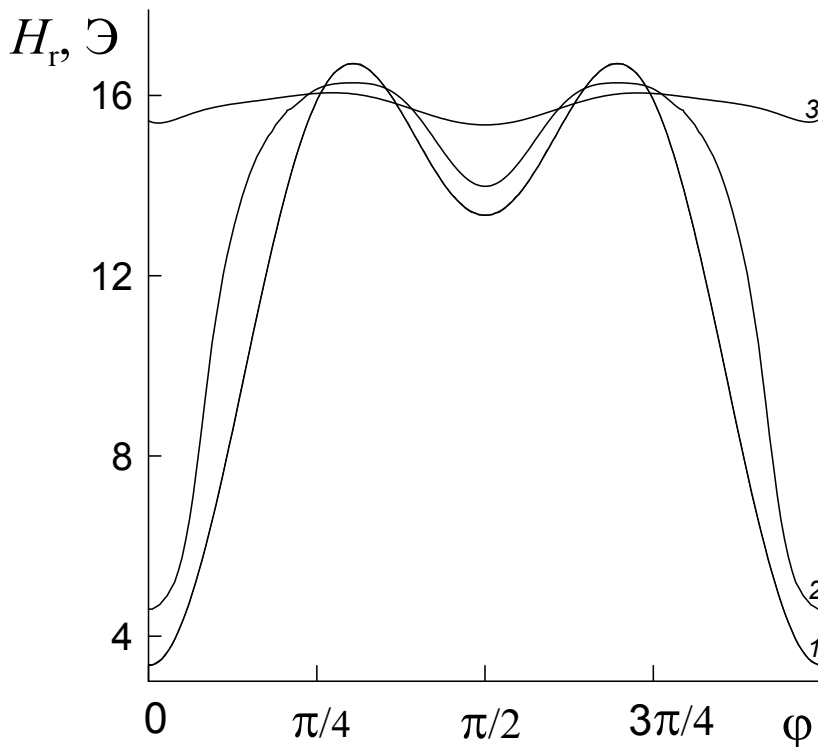


Рис. 27. Угловые зависимости резонансных полей дисперсной пленки $\alpha_K = \alpha_u = 0, \pi/18, \pi/9$ (кривые 1-3).

В этой области резонансное поле дисперсной пленки практически постоянно и чем больше значение угловой дисперсии, тем шире данная область.

На рис. 28 приведены угловые зависимости ширины линии ферромагнитного резонанса $\Delta H(\varphi)$ для значений угловой дисперсии $\alpha_K = \alpha_u = 0, \pi/18, \pi/9$ (кривые 1-3). Ввиду существенной асимметрии резонансных кривых исследуемых пленок ширина линии определялась на уровне половины поглощаемой пленкой мощности. Линии симметричны относительно угла поворота $\varphi = \pi/2$, имеют основные максимумы вблизи углов $\varphi = \pi/8, 7\pi/8$. Локальные максимумы ΔH , наблюдаемые вблизи $\varphi = \pi/2$ при невысокой угловой дисперсии (кривые 1-3), сглаживаются с ростом дисперсии и не обнаруживаются при $\alpha_K = \alpha_u = \pi/9$. Подобный характер зависимости $\Delta H(\varphi)$ наблюдался в работе [69] на тонких ($L = 5 \cdot 10^{-6}$ см) пермаллоевых пленках, близких к нестрикционному составу.

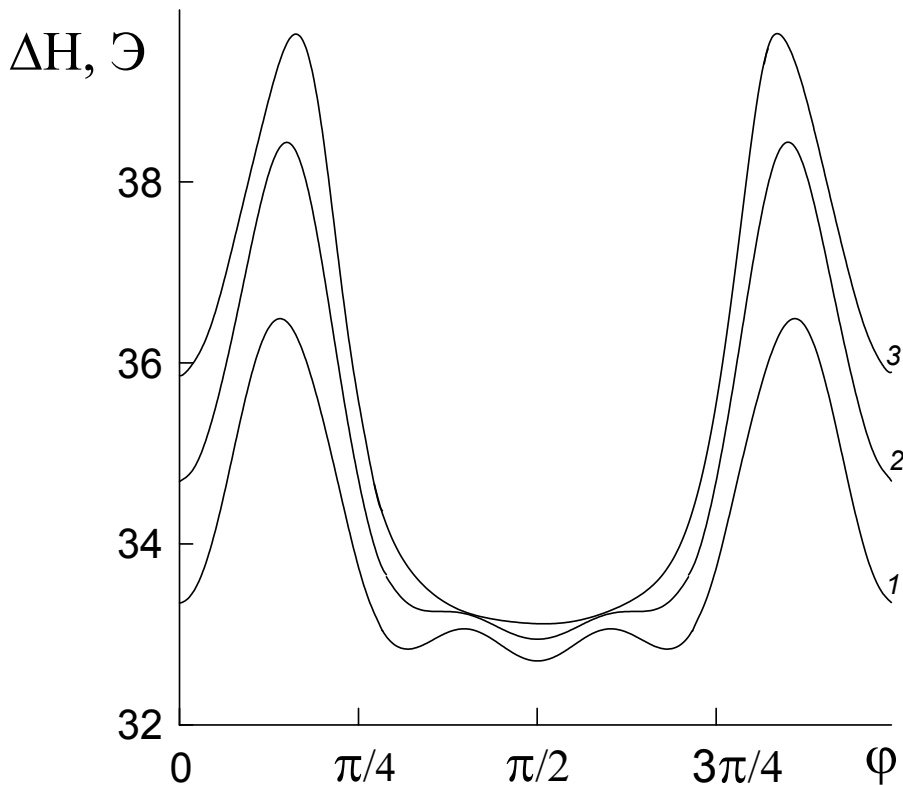


Рис. 28. Угловая зависимость ширины линии ФМР дисперсной пленки $\alpha_K = \alpha_u = 0, \pi/18, \pi/9$ (кривые 1-3).

На основе приведенного в главе анализа особенностей спектра ферромагнитного резонанса в металлических магнитных пленках, связанных с наличием кубической кристаллографической и наведенной одноосной магнитной анизотропии, можно сформулировать следующие выводы:

- учет угловой дисперсии полей этих типов магнитной анизотропии приводит к сдвигу, асимметрии и уширению интегральной резонансной кривой, а также к характерным угловым зависимостям резонансного поля и ширины резонансной линии.
- высокая проводимость подобных металлических пленок приводит не только к смещению поля однородного (ферромагнитного) резонанса, но и к возникновению дополнительного резонансного пика в области меньших полей, что делает форму резонансной кривой асимметричной. Этот резонансный пик связан с неоднородностью СВЧ поля в пленке за счет скин-эффекта.
- в отсутствие угловой дисперсии учет кристаллографической анизотропии, наряду с наведенной одноосной анизотропией, существенно увеличивает интервал резонансных полей, отвечающих различным углам подмагничивания пленки, и практически не влияет на амплитуду резонансного пика, обусловленного скин-эффектом.
- при наличии угловой дисперсии разориентация средних «легких» осей наведенной и кристаллографической анизотропии приводит к уменьшению интервала резонансных полей и к значительному снижению амплитуды дополнительного пика.

Материалы данной главы изложены в работах [94-96].

ГЛАВА 4. СПИН-ВОЛНОВОЙ РЕЗОНАНС ПРИ ПЛОСКОСТНОМ ПОДМАГНИЧИВАНИИ ТОНКОЙ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ

Необходимым условием возбуждения однородным СВЧ полем спектра СВР в однородно намагниченной пленке является наличие поверхностной анизотропии, отличающейся от объемной и определяющей характер и степень закрепления спинов на поверхностях пленки [61, 82]. В последние годы повышенное внимание проявляется к многослойным тонкопленочным структурам, в которых, как правило, магнитные слои намагничены в своей плоскости и имеют различные условия для поверхностных спинов у слоев, составляющих структуру [97 – 99]. В связи с этим существенным является понимание характера трансформации спектра СВР параллельно намагниченных изолированных слоев. Возросшие требования, предъявляемые к расшифровке спектров СВР, указывают на необходимость детального изучения влияния на них различных параметров, и, в первую очередь, симметрии граничных условий, степени закрепления спинов и затухания в спиновой системе.

4.1. Общие уравнения для бездисперсной пленки

Прецессионное движение магнитного момента $\mathbf{M}$ в тонкой магнитной пленке толщиной $2L$ при наличии затухания в спиновой системе будем описывать уравнением с релаксационным членом в форме Гильберта:

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma[\mathbf{M}\mathbf{H}_{\text{эфф}}] + \frac{\xi}{M}[\mathbf{M}\dot{\mathbf{M}}], \quad (4.1)$$

где ξ – безразмерный параметр затухания. Внутреннее эффективное магнитное поле пленки $\mathbf{H}_{\text{эфф}}$ определяется соотношением

$$\mathbf{H}_{\text{эфф}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h} + \beta \mathbf{n}_u(\mathbf{n}_u \mathbf{M}) + \alpha \nabla^2 \mathbf{M} - 4\pi \mathbf{e}_z(\mathbf{M} \mathbf{e}_z), \quad (4.2)$$

где $\mathbf{H}_0$ и $\mathbf{h}$ – подмагничивающие пленку внешние статическое и высокочастотное поля, $\mathbf{H}_u = \beta \mathbf{n}_u(\mathbf{n}_u \mathbf{M})$ – поле одноосной магнитной анизотропии пленки, $\mathbf{n}_u$ – орт оси легкого намагничивания (ОЛН), поле магнитного обменного взаимодействия $\alpha \nabla^2 \mathbf{M}$ (α и β – константы обменного взаимодейст-

вия и объемной одноосной анизотропии, соответственно) и размагничивающее поле $-4\pi\mathbf{e}_z(\mathbf{M}\mathbf{e}_z)$.

Будем считать подмагничивающее поле $\mathbf{H}_0$ и ОЛН пленки, лежащими в плоскости пленки и параллельными друг другу ($\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{n}_u$). Величину поля $\mathbf{H}_0$ будем считать достаточной для насыщения пленки. В состоянии насыщения ориентация равновесной намагниченности $\mathbf{M}_0$ пленки совпадает с ориентацией $\mathbf{H}_0$ и $\mathbf{n}_u$ (см. рис. 29).

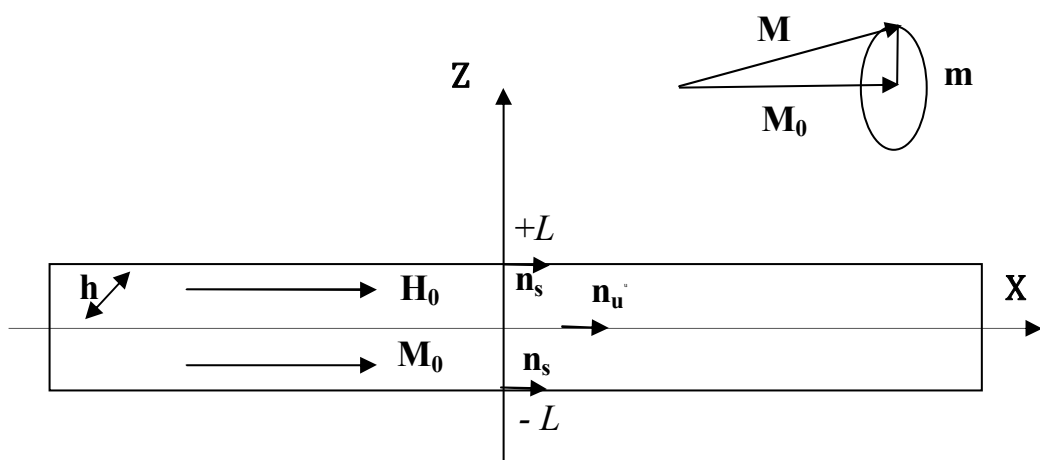


Рис. 29. Ориентация осей магнитной анизотропии пленки, подмагничивающего поля и намагниченности

Высокочастотное поле $\mathbf{h}$ будем считать однородным и перпендикулярным полю $\mathbf{H}_0$. Поместим начало координат в центре слоя и направим ось $\mathbf{Z}$ вдоль нормали к поверхности пленки, а ось $\mathbf{X}$ направим вдоль вектора $\mathbf{M}_0$. Введем в уравнение (4.1) малые отклонения намагниченности от равновесной $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) - \mathbf{M}_0$ с учетом характера их зависимости от координат и времени $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{m}(z) \exp(-i\omega t)$. Линеаризация уравнения в рассматриваемой геометрии дает систему уравнений с отличными от нуля компонентами высокочастотной намагниченности m_y и m_z :

$$\begin{cases} i\varrho m_y = \left(\alpha \frac{d^2}{dz^2} - \varrho_1 - i\xi\varrho \right) m_z + h_z \\ i\varrho m_z = \left(-\alpha \frac{d^2}{dz^2} + \varrho_2 + i\xi\varrho \right) m_y - h_y \end{cases} \quad (4.3)$$

Здесь введены безразмерные параметры: $q = \omega / \gamma M_0$, $q_1 = H/M_0 + \beta + 4\pi$, $q_2 = H/M_0 + \beta$. Разрешая систему уравнений (4.3) относительно каждой из компонент вектора $\mathbf{m}$, запишем ее следующим образом:

$$\hat{L}\mathbf{m} = \begin{pmatrix} q_1 - i\xi q & -iq \\ iq & q_2 - i\xi q \end{pmatrix} \mathbf{h}, \quad (4.4)$$

где дифференциальный оператор $\hat{L}$ имеет вид

$$\hat{L} = \alpha^2 \frac{d^4}{dz^4} - \alpha(q_1 + q_2 - 2i\xi q) \frac{d^2}{dz^2} - (1 + \xi^2)q^2 + q_1 q_2 - i\xi q(q_1 + q_2)$$

Решение однородного уравнения $\hat{L}\mathbf{m} = 0$ приводит к дисперсионному соотношению

$$v_f^2 = -\frac{1}{2\alpha} \left[q_1 + q_2 + (-1)^f \sqrt{(q_1 - q_2)^2 + 4q^2} - 2i\xi q \right] \quad (4.5)$$

Полученное дисперсионное соотношение связывает частоту СВЧ поля ω , входящую в параметр q , с волновыми числами двух собственных волн ($f = 1, 2$), распространяющихся в пленке.

Графическое представление полученного дисперсионного соотношения в случае отсутствия затухания в спиновой системе ($\xi = 0$) приведено на рис. 30. Здесь построены зависимости нормированных волновых чисел $v_1 L$ и $v_2 L$ от отстройки от частоты однородного резонанса $\Delta\omega/\omega_0$, где $\Delta\omega = \omega - \omega_0$. В качестве расчетных параметров использованы параметры тонкой пленки толщиной $2L = 2 \cdot 10^{-6}$ см, выполненной на основе металлического ферромагнетика: $4\pi M_0 = 10^4$ Гс, $H_u = 5$ Э, $\alpha = 10^{-12}$ см².

Величина подмагничивающего пленку постоянного поля $\mathbf{H}_0$ выбрана достаточной для насыщения пленки, т.е. $H = 10$ Э. Из приведенных зависимостей следует, что в области частот $\omega < \omega_0$ ($\omega_0 = \gamma M_0 \sqrt{q_1 q_2}$) значения волновых чисел v_f являются чисто мнимыми. Следовательно, в этом диапазоне частот может распространяться только спиновая волна, локализуемая вблизи поверхности, на которой возбуждается высокочастотное поле.

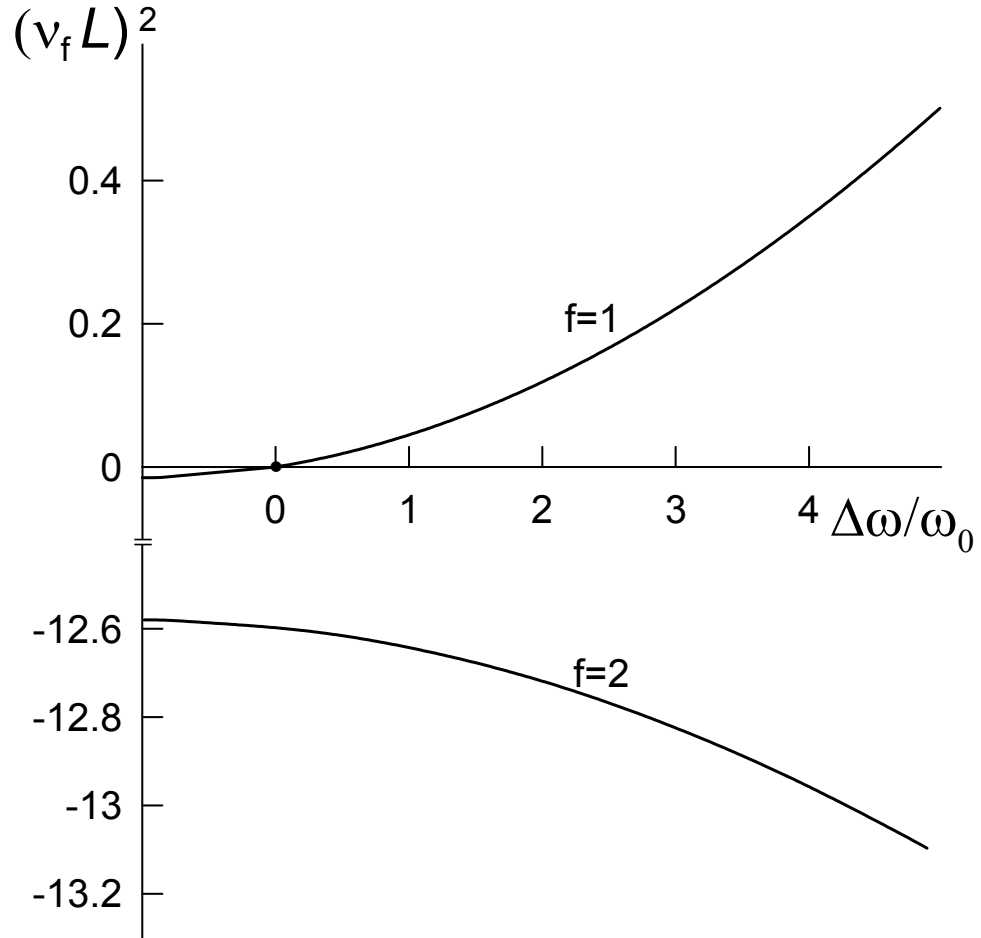


Рис. 30. Дисперсионные кривые для двух собственных спиновых волн продольно намагниченной пленки в отсутствие затухания

Направление поверхностных затухающих спиновых волн – вдоль нормали к поверхности пленки. На частоте ω_0 волновое число $\nu_1 = 0$, что отвечает однородной прецессии намагниченности в пленке, т.е. однородному ферромагнитному резонансу. В области частот $\omega > \omega_0$ волновые числа ν_1 становятся действительными, определяя распространение гармонических объемных спиновых волн. Волновые числа ν_2 остаются чисто мнимыми во всем диапазоне частот. Так как модуль $|\nu_2| > 2(\pi/\alpha)^{1/2} \approx 3.5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$, то волны этого типа локализуются в достаточно тонком приповерхностном слое пленки. Толщина приповерхностного слоя $\delta \approx |\nu_2|^{-1} < 3 \cdot 10^{-7} \text{ см}$, т.е. на порядок меньше толщины пленки. С учетом вышеизложенного получим выражение для высокочастотной намагниченности при намагничивании пленки параллельно своей поверхности для двух случаев: для тонкого металлического ферромагнитного слоя толщиной, сравнимой с толщиной слоя локализации

спиновых волн с волновыми числами ν_2 , т.е. $2L \leq \delta$, и для пленок толщиной $2L \gg \delta$, при которой влиянием спиновых волн с волновыми числами ν_2 можно пренебречь.

В случае намагничивания тонкой пленки толщиной $2L \leq (\alpha/4\pi)^{1/2}$, сравнимой с δ , спиновые волны с волновыми числами ν_2 могут оказывать существенное влияние на спектр СВР, поэтому общее решение уравнения (4.4) содержит суперпозицию двух пар собственных волн и имеет вид:

$$\mathbf{m}(z) = \sum_{f=1,2} [\mathbf{A}_f \exp(i\nu_f z) + \mathbf{B}_f \exp(-i\nu_f z)] - \Delta^{-1} \begin{pmatrix} q_1 - i\xi q & -iq \\ iq & \sigma_2 - i\xi q \end{pmatrix} \mathbf{h}, \quad (4.6)$$

где $\Delta = (1 + \xi^2)q^2 - q_1 q_2 - i\xi q(q_1 + q_2)$.

Между проекциями векторных амплитуд спиновых волн $\mathbf{A}_f$ и $\mathbf{B}_f$ имеет место связь:

$$\frac{A_{fz}}{A_{fy}} = \frac{B_{fz}}{B_{fy}} = iq_f, \quad q_f = \frac{(q_2 - q_1 + (-1)^{3-f} \sqrt{(q_1 - q_2)^2 + 4q^2})}{2q}, \quad (4.7)$$

причем параметр q_f определяет эллиптичность соответствующей собственной спиновой волны.

При рассмотрении пленок с толщиной $2L \gg (\alpha/4\pi)^{1/2}$ влиянием спиновых волн, определяемых волновыми числами ν_2 , на высокочастотные характеристики пленки в целом можно пренебречь. При этом решение неоднородного уравнения (4.4) может быть представлено как суперпозиция одной пары собственных волн и имеет вид:

$$\mathbf{m}(z) = \mathbf{A}_1 \exp(i\nu_1 z) + \mathbf{B}_1 \exp(-i\nu_1 z) - \Delta^{-1} \begin{pmatrix} q_1 - i\xi q & -iq \\ iq & q_2 - i\xi q \end{pmatrix} \mathbf{h} \quad (4.8)$$

Для нахождения констант $\mathbf{A}_f$ и $\mathbf{B}_f$ записанные решения необходимо использовать в уравнениях, определяющих граничные условия для намагниченности в предположении, что для поверхностных слоев ось легкого намагничивания $\mathbf{n}_s$ направлена вдоль объемной оси $\mathbf{n}_u$.

$$\left(d_1 \mathbf{m} + \frac{d\mathbf{m}}{dz}\right)_{z=-L} = 0, \quad \left(d_2 \mathbf{m} + \frac{d\mathbf{m}}{dz}\right)_{z=L} = 0, \quad (4.9)$$

где параметры закрепления спинов на поверхностях слоя $d_j = l\beta_j^s/\alpha$ ($j = 1, 2$), l – толщина поверхностного слоя, β_j^s – константа поверхностной анизотропии. Далее для удобства перейдем к нормированным безразмерным величинам $d_j \equiv d_j L$, $v_j \equiv v_j L$.

Совместное решение уравнений (4.6) и (4.9) приводит к следующему выражению для усредненной по толщине пленки высокочастотной намагниченности:

$$\langle \mathbf{m} \rangle = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L \mathbf{m}(z) dz = \hat{\chi} \mathbf{h}, \quad (4.10)$$

где введен тензор высокочастотной восприимчивости пленки

$$\begin{aligned} \hat{\chi} = & \left[\sum_{f=1,2} \frac{(-1)^f g(v_f)}{q_2 - q_1} \begin{pmatrix} -q_{3-f} & i \\ -i & q_f \end{pmatrix} - 1 \right] \times \\ & \times \begin{pmatrix} q_1 - i\xi q & -iq \\ iq & q_2 - i\xi q \end{pmatrix} \Delta^{-1}. \end{aligned} \quad (4.11)$$

В определение тензора введена функция $g(v_f)$, определяющая распределение по частоте (полю) спин-волновых мод в СВР,

$$g(v_f) = \frac{2d_1 d_2 \operatorname{tg} v_f + v_f(d_1 - d_2)}{2v_f[d_1 d_2 + v_f^2 + v_f(d_1 - d_2) \operatorname{ctg} v_f]}.$$

При толщине пленки $2L \gg (\alpha/4\pi)^{1/2}$ вид тензора высокочастотной восприимчивости пленки упрощается:

$$\hat{\chi} = \frac{f(v_1) - 1}{\Delta} \begin{pmatrix} q_1 - i\xi q & -iq \\ iq & q_2 - i\xi q \end{pmatrix}. \quad (4.12)$$

Полученный тензор высокочастотной восприимчивости пленки (4.11) описывает спектр возбуждений спиновой системы тонкой одноосной магнитной пленки, намагниченной в своей плоскости, для произвольных значе-

ний параметров закрепления на обеих поверхностях пленки как при наличии затухания, так и без него.

4.2. Спектр СВР в отсутствие затухания

Из выражения (4.11) следует, что каждой паре значений параметров d_1 и d_2 отвечает свое распределение в спектре СВР резонансных пиков и их интенсивности. В отсутствие затухания ($\xi = 0$) положение спин-волновых резонансов определяется полюсами соответствующих компонент тензора $\hat{\chi}$, отвечающих заданной поляризации высокочастотного поля. Так, при отсутствии поверхностного закрепления спинов ($d_j = 0$) в спектре СВР на частоте ω_0 присутствует единственная мода, отвечающая ферромагнитному резонансу и имеющая место при $\Delta = 0$. В случае конечного закрепления в спектре появляются объемные и поверхностные спин-волновые моды, положение которых определяется полюсами функции $g(\nu_f)$ и существенно зависит от значений параметров поверхностного закрепления d_j .

В общем случае произвольного закрепления спинов на поверхностях пленки в зависимости от знаков параметров d_j возможны три варианта граничных условий, различных по своей природе: $d_j > 0$ — на обеих поверхностях пленки реализована одноосная анизотропия типа «легкая ось»; $d_j < 0$ — соответствует поверхностной анизотропии типа «легкая плоскость»; $d_1 > 0, d_2 < 0$ отвечают смешанным граничным условиям. Далее в работе анализируется только ситуация с однородным по толщине пленки распределением статической намагниченности, ориентированной вдоль подмагничивающего поля. Указанное распределение всегда реализуется при $d_j > 0$. В случае отрицательности одного или обоих параметров d_j , т.е. реализации на одной или двух поверхностях пленки поверхностной анизотропии типа «легкая плоскость», распределение статической намагниченности по толщине пленки при произвольных параметрах $2L, \beta, d_j, H$ становится неоднородным. В плоскости пленки образуется «веер» намагниченности с ее максимальным отклонением

на соответствующей границе $z = \pm L$, спадающим вглубь пленки. Можно показать, что при выполнении условия $|d_j| \leq Hl / M_0 \alpha$ (для значений d_j в формулах (4.9)) распределение намагниченности однородно с $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{H}_0$. В отсутствие подмагничивающего поля и $d_j \rightarrow -\infty$ при толщинах пленки $L \leq L_{\text{кр}} \simeq \sqrt{\alpha / (4\pi + \beta)}$ намагниченность также однородна по толщине пленки, но ее ориентация перпендикулярна оси легкого намагничивания в объеме пленки. Нахождение спин-волнового спектра в случае $d_j < 0$ при произвольных значениях остальных параметров, определяющих распределение статической намагниченности, требует отдельного анализа.

Рассмотрим основные типы поверхностного закрепления спинов и соответствующие им спектры СВР при $d_j \geq 0$:

а) симметричное закрепление $d_1 = d_2 = d$. При этом функция

$$g(v_f) = \frac{d^2 \operatorname{tg} v_f}{v_f(v_f^2 + d^2)}, \quad (4.13)$$

и положение спин-волновых мод определяется ее полюсами. Как отмечалось ранее, в области частот $\omega < \omega_0$ в пленке распространяются поверхностные волны с чисто мнимыми значениями волновых чисел. Для нахождения положения поверхностной s -моды производится замена v_f на iv_f в выражениях для объемных мод. При указанной замене знаменатель выражения (4.13) содержит множитель $v_f^2 - d^2$ и положение поверхностной моды определяется значением волнового числа $v_s = d$. В связи с этим, в области частот $\omega < \omega_0$ возможно появление поверхностной моды, определяемой собственными волнами с волновыми числами v_1 (s_1 -мода) или v_2 (s_2 -мода). В области частот $\omega > \omega_0$ волновые числа v_2 имеют чисто мнимые значения ($\operatorname{Re} v_2 = 0$) в отличие от волновых чисел v_1 ($\operatorname{Re} v_1 \neq 0$), поэтому положение объемных мод определяют ненормированные волновые числа $v_1^{(n)} = (2n - 1)\pi / 2L$, где $n = 1, 2, \dots$, а положение поверхностной моды определяют волновые числа v_2 . В соответствии с номером указанные объемные моды могут идентифици-

роваться как нечетные, т.е. $\nu_1^{(m)} = \pi m / 2L$, где $m = 1, 3, 5 \dots$. Расстояние между соседними объемными модами зависит только от толщины пленки и не зависит от степени закрепления поверхностных спинов d , а именно $\Delta\nu = \pi / L$, ее уменьшение приводит к увеличению расстояния между соседними модами. Как будет показано ниже, в случае симметричного поверхностного закрепления спинов с изменением параметра закрепления меняется только амплитуда резонансных пиков. При полном поверхностном закреплении спинов характер распределения резонансных пиков не изменяется.

б) Асимметричное закрепление, когда на одной из поверхностей реализуется конечное закрепление спинов, а на другой – закрепление полностью отсутствует ($d_j = d$, $d_{3-j} = 0$). В этом случае функция

$$g(\nu_f) = \frac{d_j}{2\nu_f(d_j \operatorname{ctg} 2\nu_f - (-1)^j \nu_f)} \quad (4.14)$$

и максимумы поглощения находятся в точках, являющихся решениями уравнений $\operatorname{ctg} 2\nu_f = (-1)^j \nu_f / d_j$. В области частот $\omega < \omega_0$ при чисто мнимых величинах ν_1, ν_2 данные уравнения имеют вид $\operatorname{cth} 2\nu_f = (-1)^j \nu_f / d_j$. При $d_1 = d$, $d_2 = 0$ в спектре присутствуют как объемные, так и поверхностная моды. Очевидно, что условие возникновения объемных мод выполняется при любых $d > 0$, а условием возникновения поверхностных мод, в этом случае, является выполнение неравенств: $d < (q_2/\alpha)^{1/2}$ – для s_1 -моды и $d > 2(\pi/\alpha)^{1/2}$ – для s_2 -моды. В случае обратной асимметрии ($d_1 = 0, d_2 = d$) поверхностная мода не наблюдается, а объемные моды смещаются в сторону больших частот. Особенностью асимметричного закрепления поверхностных спинов является увеличение в спектре числа резонансных пиков (по сравнению с симметричным закреплением) и зависимость их положения от величины параметра d . При полном закреплении спинов на одной из поверхностей ($d_j \rightarrow \infty$) функция

$$g(v_1) = \frac{\operatorname{tg} 2v_1}{2v_1} \quad (4.15)$$

и положение спин-волновых мод определяется ненормированными волновыми числами $v_1^{(n)} = \pi(n - 1/2)/2$, где $n = 1, 2, \dots$, из чего следует, что число спин-волновых максимумов удваивается по сравнению со случаем симметричного закрепления, расстояние между ними уменьшается в 2 раза ($\Delta v = \pi/2L$) и весь спектр смещается в область меньших значений на величину $\pi/4L$. В соответствии с номером моды можно говорить о нечетных и четных модах $v^{(n)}$, определяемых значением индекса n .

На рис. 31 представлены зависимости частоты спин-волновых мод $\omega_{n,m}$ от относительного подмагничивающего поля H/M_0 , полученные для двух типов закрепления поверхностных спинов пленки: симметричного ($d_1 = d_2$, моды с номерами $m = 1, 3, 5$), когда положение мод не зависит от степени закрепления, и асимметричного ($d_1 \rightarrow \infty$, $d_2 = 0$, моды с номерами $n = 1, 2, \dots, 5$); пунктирной линии отвечает соответствующая зависимость для однородной моды (моды ФМР). Зависимости построены для пленки с толщиной $2L = 10^{-5}$ см и полем одноосной анизотропии $H_u = 5$ Э. Из приведенных зависимостей следует, что при фиксированном значении поля H возможно наблюдение в спин-волновом спектре большого числа пиков, если частоту изменять в широких пределах от минимальной – частоты $\omega_0(H)$ однородного (ферромагнитного) резонанса.

В эксперименте, как правило, фиксируется частота, а меняется подмагничивающее поле. При этом число резонансных пиков даже в общем – не симметричном – случае закрепления оказывается не более трех при изменении поля в достаточно широких пределах $0 \div M_0$. Следует отметить, что уменьшение толщины пленки приводит к уменьшению количества наблюдаемых пиков в данном диапазоне полей. При симметричном закреплении в указанных пределах изменения поля может быть зарегистрирован один резонансный пик.

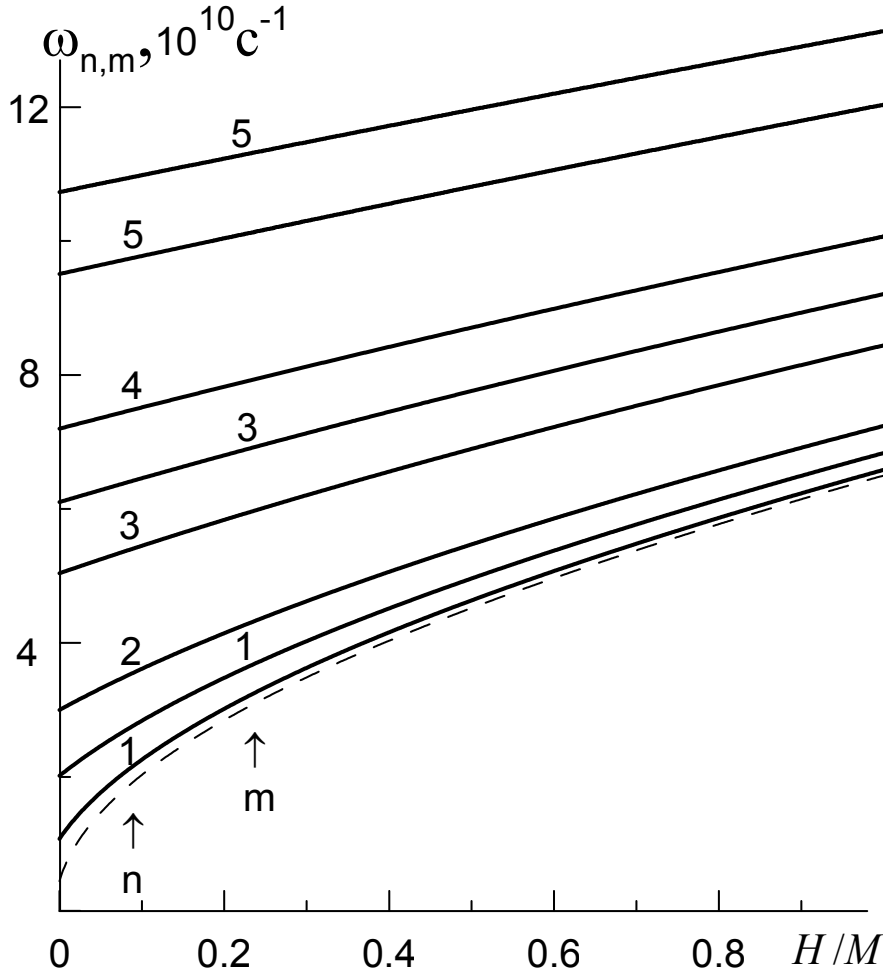


Рис. 31. Полевые зависимости частотного расположения спин-волновых максимумов при $d_1 = d_2$ (моды $m = 1, 3, 5$); $d_1 \rightarrow \infty$, $d_2 = 0$ (моды $n = 1, 2, \dots 5$); пунктиром показана мода ФМР

В области низких частот ($\omega \geq \omega_0$) кроме моды однородного резонанса возможно наблюдение только одного резонансного пика $n = 1$ при условии слабого подмагничивания пленки ($H \sim \beta M_0$), так как моды с номерами $n > 1$ расположены в области более высоких частот. С увеличением подмагничивающего поля объемные моды сдвигаются в область больших частот, расстояние между пиками уменьшается, причем, чем выше индекс соседних мод, тем незначительней изменения расстояния между ними. Объемная мода с $n = 1$ наиболее чувствительна к изменению поля и с его увеличением сближается с однородной, реализуемой при $d = 0$.

В общем случае несимметричных граничных условий, когда $d_1 \neq d_2$, анализ выражения (4.11) в аналитическом виде представляется затруднитель-

ным, однако для каждого конкретного типа поверхностной анизотропии и значений параметров d_j спектр волновых чисел объемных и поверхностных мод может быть найден численными методами.

4.3. Спектр СВР с учетом затухания

Выражение (4.13) с чисто действительными (либо с чисто мнимыми) значениями волновых чисел ν позволяют определить только положение спин-волновых мод по частоте (либо по полю). Ширина соответствующего пика и его амплитуда могут быть найдены, если учесть комплексность ν при наличии затухания в спиновой системе. Для исследования спин-волнового спектра в случае ($\xi \neq 0$) запишем дисперсионное соотношение для спиновых волн, вводя действительную и мнимую части нормированного волнового числа $\nu = \nu' - i\nu''$:

$$\begin{aligned} \nu'_f &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{a_f^2 + b^2} - a_f \right]^{1/2}, \\ \nu''_f &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{a_f^2 + b^2} + a_f \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (4.16)$$

где $a_f = L^2(q_1 + q_2 + (-1)^f \sqrt{(q_1 - q_2)^2 + 4q^2})/2\alpha$, $b = L^2\xi q/\alpha$. При значении параметра $q_0 = \sqrt{q_1 q_2}$, соответствующем частоте ферромагнитного резонанса, имеет место равенство действительной и мнимой частей нормированного волнового числа ν_1 , т.е. $\nu'_1 = \nu''_1 = L\sqrt{\xi q_0/2\alpha}$.

На рис. 32 приведены частотные зависимости нормированных параметров ν'_f и ν''_f , представляющие дисперсионные кривые для двух ветвей спиновых волн при параметре $\xi = 5 \cdot 10^{-3}$. Из приведенных зависимостей следует, что в области частоты $\omega \rightarrow \omega_0$ имеет место резкий рост действительной части волновых чисел ν_1 и резкое снижение их мнимой части. Возникающая при учете затухания действительная часть волнового числа ν_2 мала, причем

$v_2' \ll v_1'$ во всем диапазоне частот. Мнимая часть волнового числа v_2 практически не зависит от частоты $v_2'' \simeq 2L\sqrt{\pi/\alpha}$.

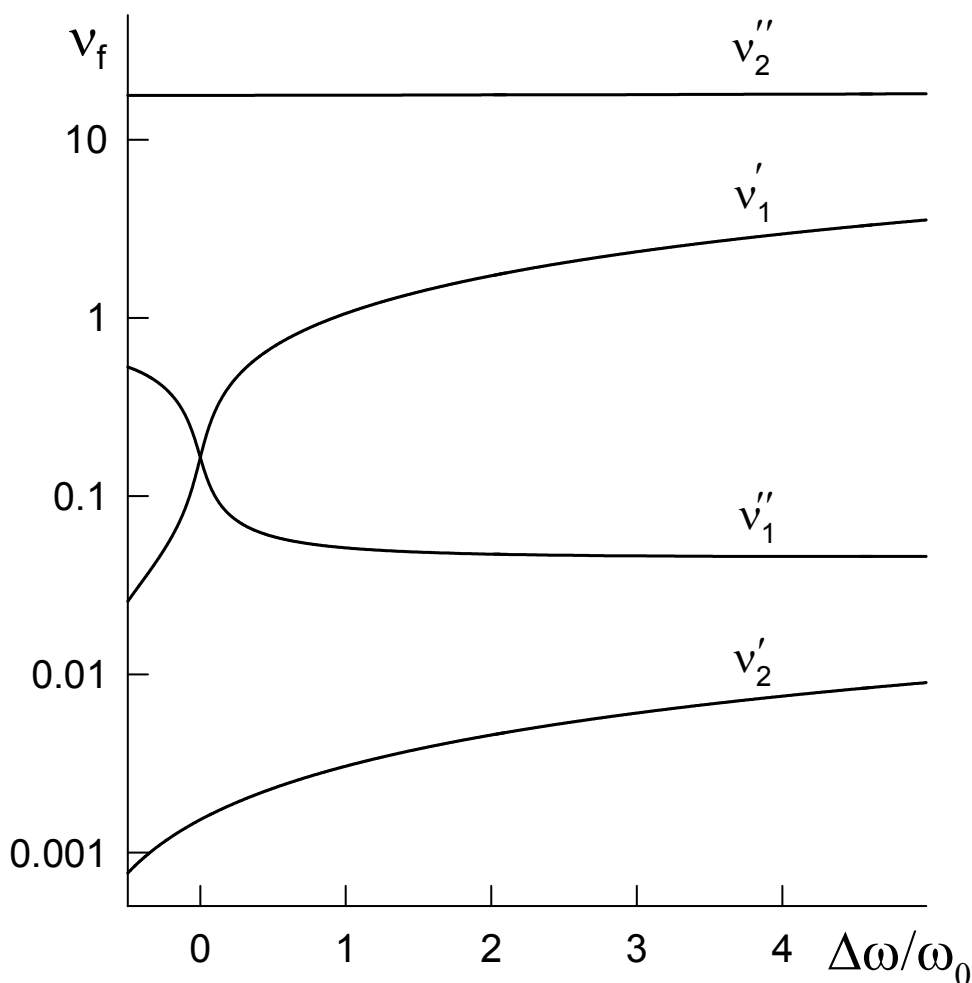


Рис. 32. Частотные зависимости действительной и мнимой частей нормированных волновых чисел спиновых волн при $\xi = 5 \cdot 10^{-3}$

При этом $v_2'' \gg v_1''$, в результате чего при малых степенях симметричного закрепления в спектре возбуждается поверхностная мода, обусловленная колебаниями с волновыми числами v_1 , а при достаточно больших степенях закрепления — с волновыми числами v_2 .

Поглощаемая пленкой мощность высокочастотного поля определяется мнимой частью высокочастотной восприимчивости $\hat{\chi} = \hat{\chi}' - i\hat{\chi}''$, а именно $P = \omega \mathbf{h}(\hat{\chi}'' \mathbf{h})/2$. Следовательно, положение максимумов компонент тензора $\hat{\chi}''$, отвечающих данной поляризации поля $\mathbf{h}$, определяет частоты (поля) возбуждаемых в пленке спин-волновых мод. Каждой паре значений (d_1, d_2) отвечают свои выражения для компонент тензора $\hat{\chi}''$.

Проведем более детальный анализ спектра СВР для достаточно характерного случая симметричного закрепления поверхностных спинов. Будем считать, что высокочастотное поле $\mathbf{h}$ ориентировано вдоль оси Y . В соответствии с (4.11) для компоненты мнимой части высокочастотной восприимчивости χ''_{yy} , определяющей в этом случае поглощаемую мощность $P = \omega \chi''_{yy} h^2 / 2$, получаем следующее выражение:

$$\chi''_{yy} = \frac{\Delta'' q_1 - \Delta' \xi q}{\Delta'^2 + \Delta''^2} + \frac{\sum_{f=1,2} (-1)^f [g'_f (\Delta'' (q_1 q_{3-f} + q) - \Delta' \xi q q_{3-f}) - g''_f (\Delta' (q_1 q_{3-f} + q) + \Delta'' \xi q q_{3-f})]}{(q_2 - q_1) (\Delta'^2 + \Delta''^2)} \quad (4.17)$$

$$g'_f = d^2 \frac{[v'_f (a_f + d^2) - v''_f b] \sin 2v'_f + [v''_f (a_f + d^2) + v'_f b] \operatorname{sh} 2v''_f}{(v'^2_f + v''^2_f) [(a_f + d^2)^2 + b^2] (\cos 2v'_f + \operatorname{ch} 2v''_f)}$$

$$g''_f = d^2 \frac{[v'_f (a_f + d^2) - v''_f b] \operatorname{sh} 2v''_f - [v''_f (a_f + d^2) + v'_f b] \sin 2v'_f}{(v'^2_f + v''^2_f) [(a_f + d^2)^2 + b^2] (\cos 2v'_f + \operatorname{ch} 2v''_f)}$$

$$\Delta = \Delta' - i\Delta'', \Delta' = (1 + \xi^2)q^2 - q_1 q_2, \Delta'' = \xi q (q_1 + q_2).$$

Максимумы поглощения находятся в точках, являющихся при $\omega < \omega_0$ максимумами функций g'_1 и g'_2 (поверхностные s_1 - и s_2 - моды), а при $\omega > \omega_0$ — полюсами g'_1 и g'_2 (объемные и поверхностная s_2 - моды соответственно).

Для пленок толщиной $2L \gg (\alpha/4\pi)^{1/2}$ упрощенное выражение компоненты мнимой части высокочастотной восприимчивости χ''_{yy} имеет вид:

$$\chi''_{yy} = \frac{1}{\Delta'^2 + \Delta''^2} + \{(1 - g'_1)(\Delta'' q_1 - \xi q \Delta') + g'_1(\Delta' q_1 + \xi q \Delta'')\}. \quad (4.18)$$

При полном закреплении поверхностных спинов в спектре СВР поверхностная s -мода и однородная моды отсутствуют, а объемные моды имеют максимальную амплитуду. Так амплитуда моды $m = 1$ достигает значения, определяемого выражением

$$\chi''_{m1} \approx \frac{16L}{\sqrt{\alpha(q_1 + q_2)} \pi^3 \xi} \quad (4.19)$$

Уменьшение параметра закрепления d приводит к уменьшению амплитуд объемных мод. Максимумы поглощения в точках, соответствующих значениям волновых чисел $\nu_1^{(m)} = \pi m / 2L$ даются выражением:

$$\chi_m'' \simeq \frac{16d^2\sqrt{\alpha}}{Lm^3\pi^2\varrho^2\xi \left[1 + \left(\frac{2d}{m\pi} \right)^2 \right]} \quad (4.20)$$

При выполнении условия $d \simeq 2L(\pi/\alpha)^{1/2}$ на частотах $\omega \gg \omega_0$ появляется поверхностная мода s_2 -мода, положение которой сдвигается в сторону меньших частот при понижении степени закрепления. Интенсивность s_2 -моды имеет максимальную амплитуду $\chi_{s2}'' \simeq \sqrt{\alpha} / 40\pi\xi L$ на частоте $\omega_s \simeq 2\pi\gamma M_0$, а при $\omega < \omega_0$ спадает до нуля. В области значений $L(\varrho_2/\alpha)^{1/2} < d < 2L(\pi/\alpha)^{1/2}$ в спектре СВР поверхностная мода не наблюдается. При $d \simeq L(\varrho_2/\alpha)^{1/2}$ на частотах $\omega \ll \omega_0$ появляется поверхностная s_1 -мода с амплитудой, практически не зависящей от толщины пленки $\chi_{s1}'' \simeq 1/\xi\varrho$, и значительно превосходящей χ_{s2}'' . При переходе к полному отсутствию закрепления ($d \rightarrow 0$) s_1 -мода, сдвигаясь в сторону увеличения частоты, переходит в «однородную» моду (ФМР) с амплитудой $\chi_{\text{ФМР}}'' = 1/\xi\sigma_0$, а амплитуда объемной моды спадает до нуля.

Из приведенных соотношений следует, что увеличение параметра затухания ξ в спиновой системе приводит к уменьшению амплитуды и увеличению ширины всех резонансных пиков, наблюдаемых в спектре СВР. При этом величина затухания практически не оказывает влияния на положение этих пиков.

4.4. Спектр СВР с учетом угловой дисперсии

Анализ влияния угловой дисперсии кристаллографической и одноосной магнитной анизотропии на спектр СВР в поликристаллических ТМП проводится на основе блочной модели, рассмотренной в разделе 3.1. Дисперсность пленки выражается в разориентации ОЛН блоков и описывается

двумя параметрами угловой дисперсией α_{φ_K} , α_{φ_u} , которые определяют среднеквадратичные отклонения локальных ОЛН от средней ОЛН пленки: α_{φ_K} – дисперсию кристаллографической анизотропии, α_{φ_u} – дисперсию одноосной анизотропии. Высокочастотная восприимчивость пленки является интегральной характеристикой, и определяется через тензор высокочастотной восприимчивости отдельного блока с помощью выражений (3.1) и (3.2).

Динамика намагниченности $\mathbf{M}$ в одном из блоков пленки толщиной $2L$ описывается уравнением Ландау-Лифшица (4.1). Внутреннее эффективное магнитное поле определяется соотношением

$$\mathbf{H}_{\text{эфф}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h} + \alpha \nabla^2 \mathbf{M} + \beta \mathbf{n}_u (\mathbf{n}_u \mathbf{M}) - (\hat{N}^{(K)} \mathbf{M}) - 4\pi \mathbf{e}_z (\mathbf{M} \mathbf{e}_z), \quad (4.21)$$

где наряду с полем плоскостной одноосной анизотропии $\mathbf{H}_u = \beta \mathbf{n}_u (\mathbf{n}_u \mathbf{M})$ присутствует поле кристаллографической анизотропии $\mathbf{H}_K = -(\hat{N}^{(K)} \mathbf{M})$, K_1 и β – константы кристаллографической и наведенной одноосной магнитной анизотропии. Будем считать величину статического поля $\mathbf{H}_0$ достаточной для насыщения каждого блока пленки. Выражения для определения тензора высокочастотной восприимчивости блока аналогичны выражениям, полученным для бездисперсной пленки (раздел (4.1.)), при условии записи безразмерных параметров q_1 и q_2 в виде:

$$q_1 = 4\pi + H_0/M_0 + (2 - \sin 2\varphi_K^2) K_1 / M_0^2 + \beta \cos \varphi_u^2,$$

$$q_2 = \beta \cos 2\varphi_u + 2 \cos 4\varphi_K K_1 / M_0^2 + H_0 / M_0.$$

4.5. Численный анализ

Далее приводятся результаты численного анализа, определяющие основные особенности модификации спин-волнового спектра в случае симметричного поверхностного закрепления спинов с параметром затухания $\xi = 5 \cdot 10^{-3}$ в спиновой системе при ориентации высокочастотного поля $\mathbf{h}$ вдоль оси Y. На рис. 33 представлены спектры СВР, полученные для пленок двух толщин $2L = (2; 12) \cdot 10^{-6} \text{ см}$ (а, б) при различных значениях степени закрепления $d = (3.7; 3.8; 4; 4.1) \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$. Значения d выбирались такими,

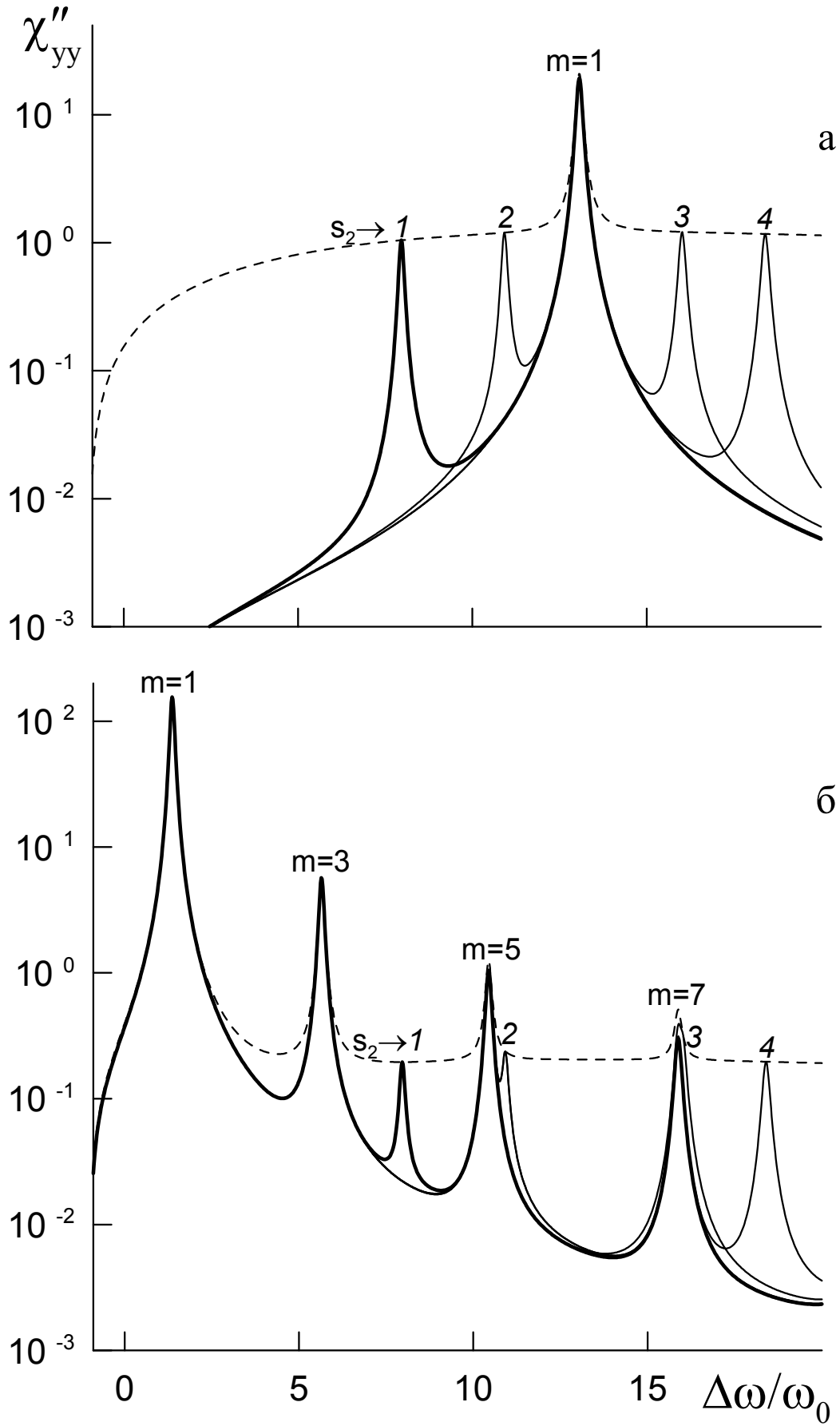


Рис. 33. Спектры СВР при симметричном закреплении для двух пленок с толщами $2L = (2; 12) \cdot 10^{-6}$ см (а, б) при $d = (3.7; 3.8; 4; 4.1) \cdot 10^6$ см $^{-1}$ (кривые 1–4), $\xi = 5 \cdot 10^{-3}$.

чтобы в спектре СВР наряду с объемными модами присутствовала поверхностная s_2 -мода с волновыми числами ν_2 в виде дополнительного пика, обозначенного в соответствии со значениями параметра d цифрами 1–4. Пунктирная линия является огибающей максимумов спектра СВР, изменяющегося за счет смещения поверхностной s_2 -моды при изменении параметра d .

Если при выбранном значении d объемная мода не совпадает с s_2 -модой, то за соответствующий максимум ответственна указанная поверхностная мода. Если положение s_2 -моды близко к объемной моде, то возможно раздвоение соответствующего пика (б, пик $m = 5$). При совпадении положений поверхностной и объемной моды амплитуда результирующего пика возрастает (б, пик $m = 7$). Как и следовало ожидать, увеличение толщины пленки приводит к сжатию спектра, т.е. уменьшению расстояния между объемными спин-волновыми модами, и сдвигу спектра в область меньших частот, амплитуда основного ($m = 1$) резонансного пика при этом значительно увеличивается. При изменении степени поверхностного закрепления спинов в указанных пределах спектр объемных мод практически не меняется, а пик s_2 -моды смещается при увеличении параметра d в сторону больших частот. Толщина тонкой пленки сравнима с глубиной локализации поверхностных мод, тогда как у толстой пленки толщина существенно больше этой глубины. Вследствие этого, с уменьшением толщины пленки влияние поверхностной s_2 -моды растет, а интенсивность объемных мод уменьшается. Более того, в тонкой пленке амплитуда поверхностной моды всего на порядок меньше амплитуды основной ($m = 1$) объемной моды и сравнима с амплитудой моды с $m = 3$. В толстой пленке указанное различие составляет более двух порядков. Особенностью спектра СВР тонкой пленки является возможность наблюдения s_2 -моды на частоте однородного (ферромагнитного) резонанса ω_0 , в то время как для толстой пленки s_2 -мода не разрешается на фоне основного пика.

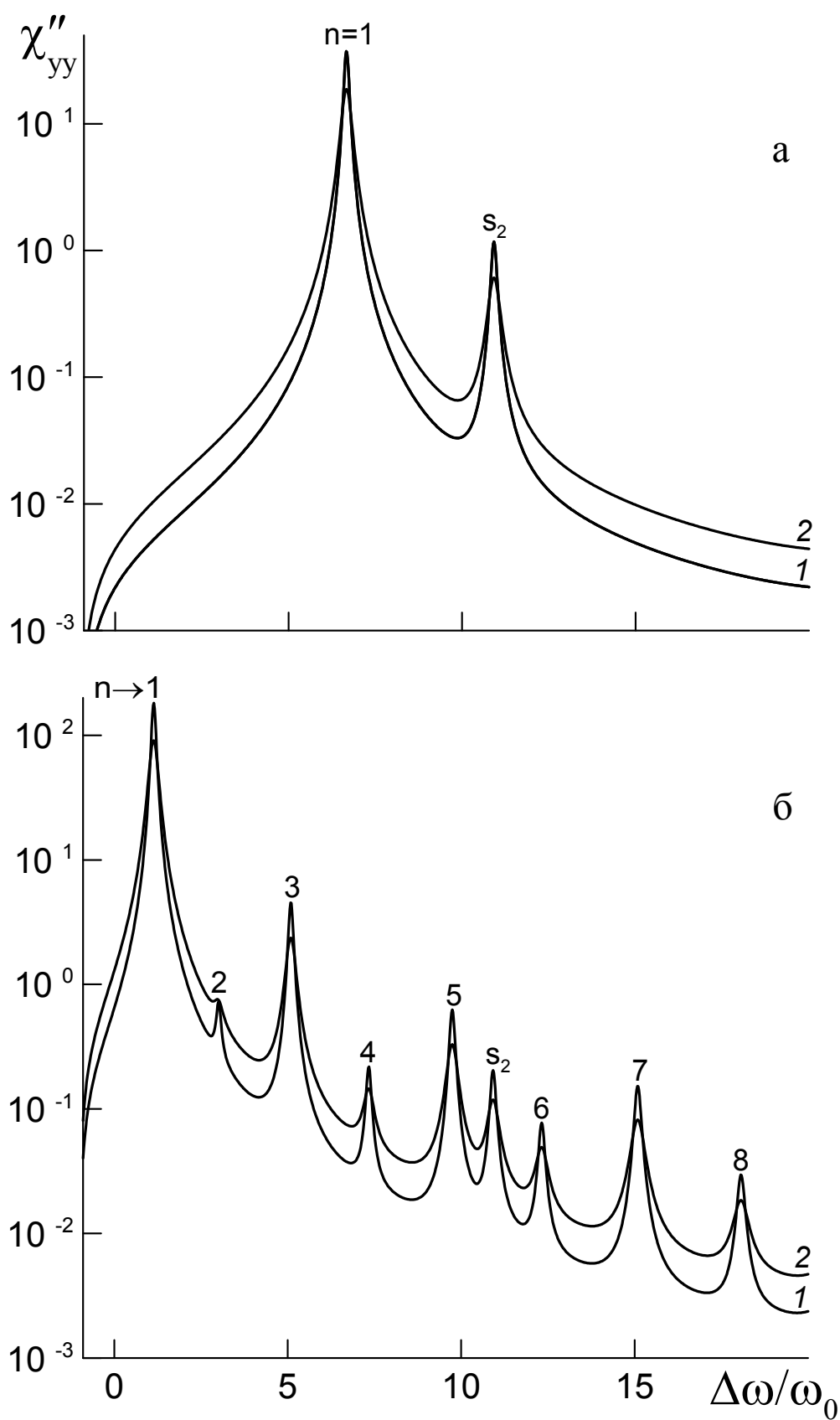


Рис. 34. Спектры СВР для пленок с толщами $2L = (2; 12) \cdot 10^{-6}$ см и $d_2 = (0; 5) \cdot 10^7$ см $^{-1}$ (а, б) при $d_1 = 3.8 \cdot 10^6$ см $^{-1}$ и $\xi = (5; 10) \cdot 10^{-3}$ (кривые 1, 2)

На рис. 34 приведены спектры СВР, построенные для пленок тех же двух толщин $2L = (2; 12) \cdot 10^{-6}$ см (а, б) при значениях параметра затухания $\xi = (5; 10) \cdot 10^{-3}$ (кривые 1, 2). В обеих пленках на поверхности $z = +L$ степень закрепления спинов принята равной $d_1 = 3.8 \cdot 10^6$ см $^{-1}$, а на другой поверхности у тонкой пленки закрепление отсутствует (рис. 34а), а у толстой $d_2 = (0; 5) \cdot 10^7$ см $^{-1}$ (рис. 34б). Как и в случае симметричного закрепления, увеличение параметра ξ приводит к уменьшению амплитуды и увеличению ширины резонансных пиков, не оказывая влияния на их положение. В спектре тонкой пленки в данном диапазоне частот присутствуют объемная (с номером $n = 1$) и поверхностная (s_2) моды. Увеличение толщины пленки приводит к увеличению числа пиков, наблюдаемых в спектре СВР, а несимметричность граничных условий (при $d_j \neq 0$) приводит к появлению четных мод. Интенсивность четных мод заметно меньше амплитуд соседних объемных мод, а с уменьшением разности $|d_1 - d_2|$, т.е. снижении несимметричности, спадает, сливаясь с фоном спин-волнового резонанса. Сравнение приведенных спектров со спектрами, полученными в случае симметричного закрепления поверхностных спинов (рис. 34а, б кривые 2), показывает, что нарушение симметрии, при котором меняется степень закрепления только на поверхности пленки $z = -L$, не приводит к изменению положения и амплитуды s_2 -моды, в то время как объемные моды сдвигаются в сторону меньших частот с увеличением амплитуды.

Наглядное изображение зависимости положения и амплитуд мод распространяющихся в пленке волн от степени закрепления поверхностных спинов и от частоты СВЧ поля показано на рис. 35 и рис. 36. Здесь приведены линии равных значений χ''_{yy} на плоскости “нормированная степень закрепления – отстройка от частоты однородного резонанса”, т.е. $(d \cdot L; \Delta\omega/\omega_0)$, полученные для пленок с толщинами $2L = 2 \cdot 10^{-6}$ см (рис. 35) и $2L = 10^{-5}$ см (рис. 36) при значении подмагничивающего поля $H = 10$ Э. Показаны случаи: а) симметричное закрепление спинов на обеих поверхностях

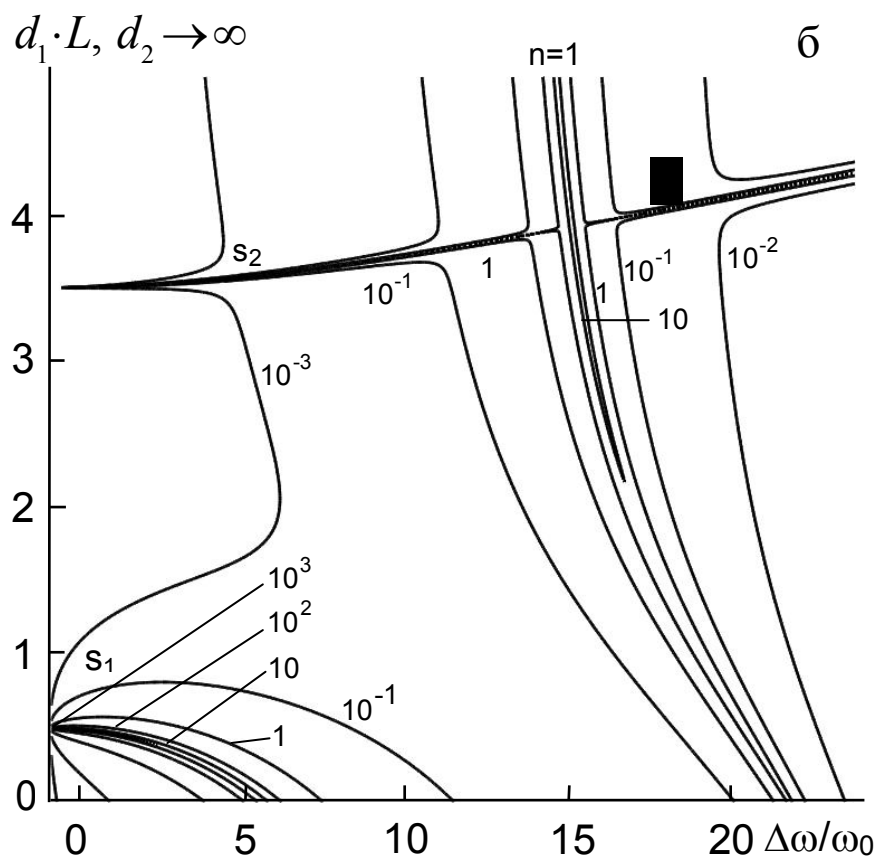
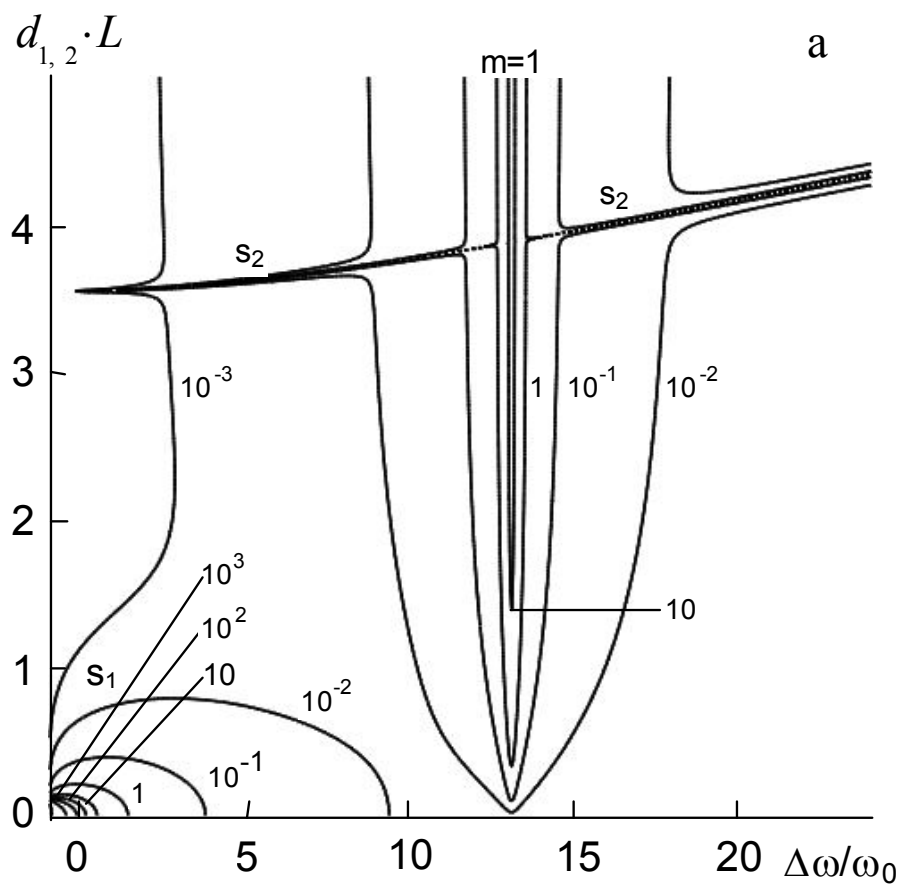


Рис. 35. Линии равных значений χ''_{yy} на плоскости $(d \cdot L; \Delta\omega/\omega_0)$ при $\xi = 5 \cdot 10^{-3}$, $H = 10$ Э в случаях симметричного и несимметричного закрепления (а, б), $2L = 2 \cdot 10^{-6}$ см

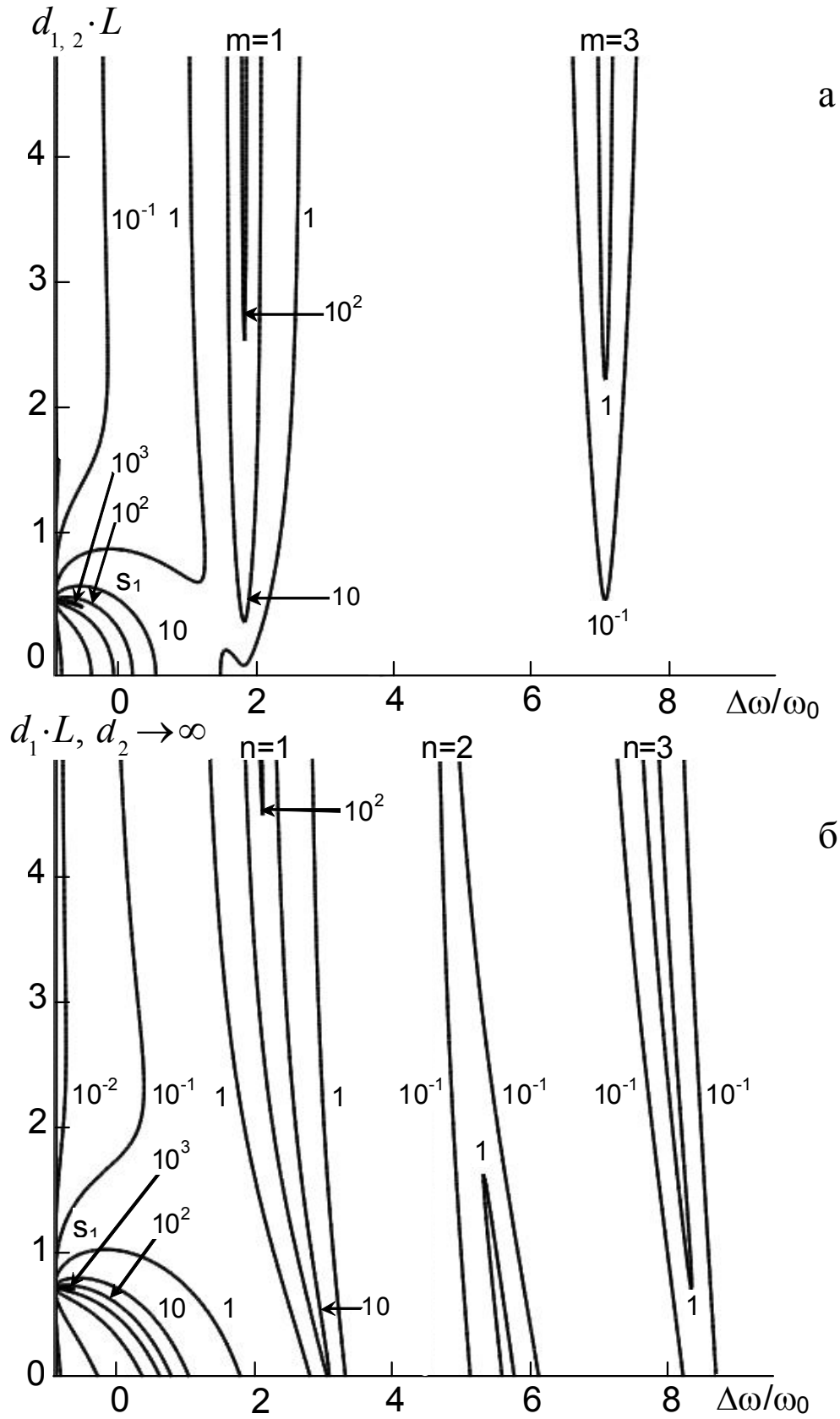


Рис. 36. Линии равных значений χ''_{yy} на плоскости $(d \cdot L; \Delta\omega/\omega_0)$ при $\xi = 5 \cdot 10^{-3}$, $H = 10$ Э в случаях симметричного и несимметричного закрепления (а, б), $2L = 10^{-5}$ см

пленки ($d_1 = d_2$), б) несимметричное закрепление спинов ($d_1 > 0, d_2 \rightarrow \infty$). Соответствующие линиям значения χ''_{yy} указаны цифрами.

На рис. 35 видно, что в спектре могут наблюдаться поверхностные моды в двух областях значений параметра закрепления. В области малых значений ($d \cdot L < 1$) при $\omega \leq \omega_0$ (для заданных параметров пленки $\omega_0 = 7.7 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$) имеет место пик с волновыми числами ν_1 . При параметре $d \cdot L \simeq 0.1$ (в случае симметричного закрепления) на частоте $\omega = 3 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ амплитуда этого пика $\chi''_{s1} \simeq 10^3$, что значительно выше пика объемной моды с номером $m = 1$. С увеличением параметра d пик s_1 -моды, резко уменьшаясь, сдвигается к частоте “однородного” резонанса, вблизи которой его амплитуда равна нулю. Вторая поверхностная мода, относящаяся к ветви собственных волн с волновыми числами ν_2 , возникает в узком коридоре значений параметра $d \cdot L \simeq 3.6$, что соответствует параметру закрепления $d \simeq 3.6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$. В области частот $\omega < \omega_0$ интенсивность этой моды $\chi''_{s2} \simeq 10^{-2}$ значительно меньше s_1 -моды, а в $\omega > \omega_0$ сравнима с интенсивностью пика объемной моды с номером $m = 3$. С увеличением степени закрепления s_2 -пик смещается в область больших частот, практически не изменяя своей амплитуды. Нарушение симметрии закрепления поверхностных спинов практически не влияет на амплитуду и положение s_2 -моды.

На рис. 36 приведены линии равных значений χ''_{yy} на плоскости «закрепление – отстройка от частоты однородного резонанса», полученные для пленки толщиной $2L = 10^{-5} \text{ см}$. В связи с увеличением толщины пленки спектры сжались (по сравнению с рис. 35), в результате чего в сравнительно небольшом диапазоне частот СВЧ поля можно наблюдать несколько мод. Видно, что число резонансных пиков при несимметричных граничных условиях больше, чем при симметричных за счет появления четных мод. При $\omega > \omega_0$ (для заданных параметрах пленки $\omega_0 = 1.2 \text{ ГГц}$) в обоих случаях наблюдается поверхностная s_1 -мода в области $d \cdot L \approx 0.6$, что соответствует параметру закрепления $d \approx 1.2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. Амплитуда пика этой моды дости-

гает значений $\chi_s'' \approx 10^3 \div 10^4$. Интенсивность объемных спиновых мод с ростом номера убывает. При нарушении симметрии закрепления изменение поверхностной анизотропии существенно влияет не только на амплитуду, но и на положение резонансных пиков. Увеличение степени закрепления спинов в этом случае приводит к смещению резонансных пиков объемных мод в область меньших частот, что является отличительной чертой трансформации спектра СВР при несимметричном закреплении от случая симметричного закрепления. Амплитуды пиков нечетных мод $n=1, 3$ увеличиваются с ростом закрепления, тогда как для четной моды $n=2$ рост амплитуды имеет место при уменьшении степени закрепления. При обратных граничных условиях, т.е. $d_1 \rightarrow \infty, d_2 = d$, поверхностная мода отсутствует, а увеличение закрепления ведет к смещению резонансных пиков объемных мод в область больших частот.

Для наглядного представления влияния угловой дисперсии пленки на спектр СВР приведен рис. 37. Учитывая технологические особенности получения металлических магнитных пленок, будем считать, что ориентация в плоскости пленки усредненного направления одной из ОЛН магнитной кристаллографической анизотропии совпадает с направлением ОЛН одноосной наведенной анизотропии пленки, т.е. $\langle \varphi_u \rangle = \langle \varphi_K \rangle = 0$. Здесь при построении спектров использованы параметры пленки: $2L = 10^{-5}$ см, $4\pi M_0 = 10^4$ Гс, $H_u = 5$ Э, $K_1 = 1500$ эрг/см³, $\xi = 5 \cdot 10^{-3}$, симметричные граничные условия закрепления поверхностных спинов $d_1 = d_2 = 10^6$ см⁻¹. Величина подмагничивающего поля взята достаточной для насыщения каждого блока пленки $H = 15$ Э. Кривая 1 построена для бездисперсной пленки, кривая 2 – спектр СВР пленки со значениями угловой дисперсии $\alpha_K = \alpha_u = \pi/20$. Видно, что учет угловой дисперсии в поликристаллических пленках приводит к смещению всего спектра СВР в высокочастотную область и уменьшению амплитуды и уширению резонансных пиков. При этом частотный сдвиг и уширение резонансных линий увеличиваются с номером моды.

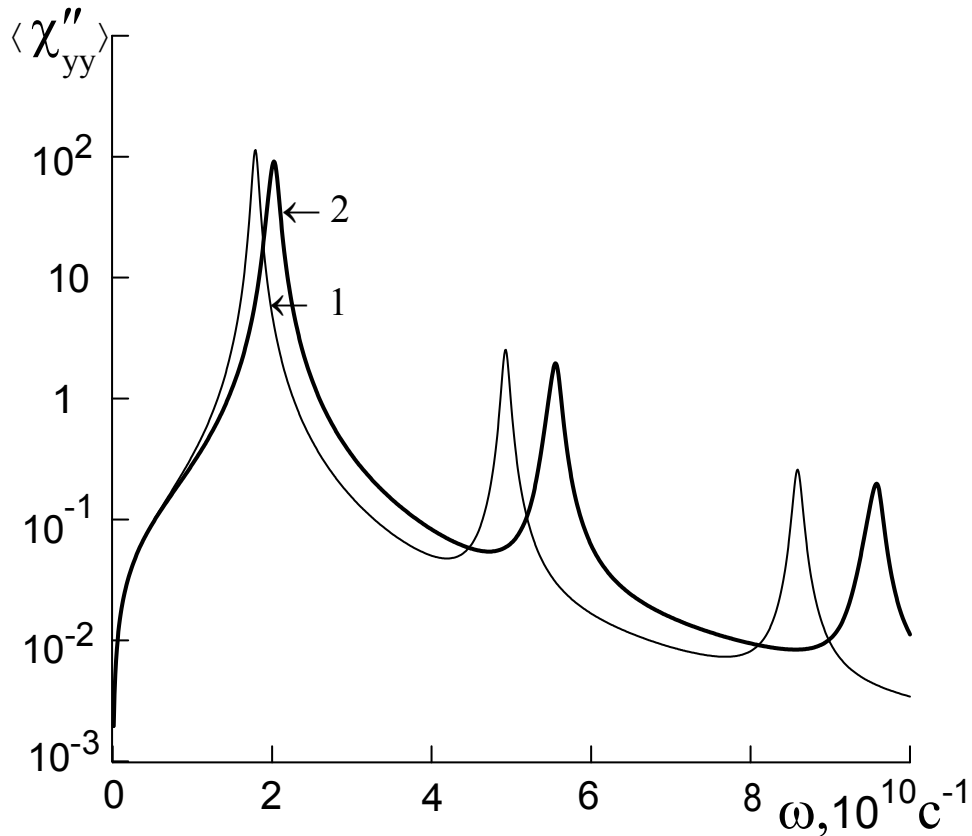


Рис. 37. Спектр СВР бездисперсной (кривая 1) и дисперсной (кривая 2) пленки с кристаллографической и наведенной одноосной магнитной анизотропией $\alpha_K = \alpha_u = \pi/20$, $\langle \varphi_u \rangle = \langle \varphi_K \rangle = 0$.

На основе приведенного в главе анализа можно сформулировать следующие выводы:

- Полный спектр СВР продольно-магнитной тонкой пленки в общем случае определяется спин-волновыми возбуждениями, описываемыми двумя дисперсионными ветвями. Первая ветвь с волновыми числами v_1 отвечает как за объемные спин-волновые моды, возбуждаемые в области частот $\omega > \omega_0$, так и за поверхностную s_1 -моду, наблюдаемую при малых степенях поверхностного закрепления спинов на частотах $\omega < \omega_0$. Вторая ветвь отвечает только за поверхностную s_2 -моду, локализованную в тонком поверхностном слое пленки во всем диапазоне частот. В тонких пленках, толщины которых $2L \leq (\alpha/4\pi)^{1/2}$, необходим учет обеих дисперсионных ветвей спиновых волн, в пленках с толщиной $2L > (\alpha/4\pi)^{1/2}$ влиянием поверхностной s_2 -моды можно пренебречь.

- В случае симметричного закрепления поверхностных спинов в спектре СВР присутствуют объемные спин-волновые моды с нечетными номерами и поверхностная s_1 -мода (при параметре $d \leq \sqrt{(H + \beta M)/\alpha M_0}$) или s_2 -мода при параметре $d \geq 2\sqrt{\pi/\alpha}$.
- Уменьшение степени закрепления приводит к уменьшению амплитуды резонансных пиков объемных мод, не оказывая влияния на их положение, а пики обеих поверхностных мод сдвигаются в область частоты ФМР.
- Максимальная амплитуда s_1 -моды значительно превосходит амплитуду s_2 -моды, однако быстро спадает с уменьшением параметра d . Для поверхностной s_2 -моды характерна высокая чувствительность положения пика от параметра закрепления d , при незначительном изменении амплитуды.
- Учет угловой дисперсии в поликристаллических пленках приводит к смещению всего спектра СВР в высокочастотную область и уменьшению амплитуды и уширению резонансных пиков. При этом частотный сдвиг и уширение резонансных линий увеличиваются с номером моды.

Материалы данной главы изложены в работах [100-103].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный в работе анализ особенностей ФМР и СВР в поликристаллических и монокристаллических магнитных пленках показывает, что:

- при плоскостном подмагничивании пленки вдоль ОЛН резонансная прецессия магнитного момента в высокочастотном поле происходит по сильно вытянутой в плоскости пленки эллиптической траектории.

- при плоскостном подмагничивании пленки вдоль ОТН полем, значение которого оказывается в непосредственной близости к значению поля анизотропии, угловое расстояние между двумя симметричными положениями равновесия магнитного момента может преодолеваться под действием высокочастотного поля, в результате чего траектория резонансной прецессии становится более сложной, причем на ее форму могут существенно влиять частота и амплитуда переменного поля;

- выявленная бистабильность низкочастотной прецессионной динамики намагниченности поликристаллических и монокристаллических пленок приводит к появлению в спектре ФМР дополнительного резонансного пика (бифуркационный резонанс) вблизи поля магнитной анизотропии при плоскостном подмагничивании пленок вдоль ОТН.

- низкочастотная резонансная прецессия магнитного момента при подмагничивании пленки вдоль ОТН вблизи поля бистабильности при малых параметрах затухания имеет перескоковый характер с установлением движения магнитного момента вокруг двух положений равновесия, результатом чего является асимметричная форма кривой резонансного поглощения СВЧ поля.

- учет реальных свойств металлической магнитной тонкой пленки, таких как наличие наведенной одноосной и кристаллографической магнитной анизотропии, угловой дисперсии указанных типов анизотропии, неоднородное распределение СВЧ поля по толщине за счет скин-эффекта, приводит к асимметрии и уширению интегральной резонансной кривой, а также к харак-

терным угловым зависимостям резонансного поля и ширины резонансной линии.

- установлено, что при плоскостном подмагничивании пленки в спектре СВР появляется вторая дисперсионная ветвь собственных спиновых волн с волновыми числами, остающимися чисто мнимыми во всем диапазоне частот. Наличие этой ветви оказывает существенное влияние на модификацию всего спектра СВР пленки толщиной сравнимой с толщиной слоя локализации спиновых волн.

- особенностью спектра СВР тонкой пленки является возможность наблюдения поверхностной моды на частоте однородного (ферромагнитного) резонанса, в то время как для толстой пленки поверхностная мода не разрешается на фоне основного пика. Если при выбранном значении поверхностного закрепления положение поверхностной моды близко к объемной моде, то в спектре СВР возможно раздвоение соответствующего пика, при совпадении положений поверхностной и объемной моды амплитуда результирующего пика возрастает.

- в случае плоскостного подмагничивания пленки с симметричным закреплением поверхностных спинов степень закрепления практически не влияет на положение объемных мод, а пик поверхностной моды смещается при увеличении параметра закрепления в сторону больших частот.

- при нарушении симметрии закрепления поверхностных спинов в спектре СВР появляются четные моды, интенсивность которых заметно меньше амплитуд соседних объемных мод. С увеличением асимметрии положение мод сдвигается в сторону больших частот, амплитуда четных мод растет, а амплитуда нечетных падает.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shiaa, R. Materials with perpendicular magnetic anisotropy for magnetic random access memory/ R. Shiaa, H. Meng, S. N. Piramanaygam // Phys. Stat. Sol. — 2011. — Vol. 5, № 12. — Pp. 413 - 419.
2. Korenivski, V. Magnetic film inductors for radio frequency applications/ V. Korenivski, R. B. van Dover // Journal of Applied Physics. — 1997. — Vol. 82, № 10. — Pp. 5247 - 5254.
3. Sellmyer, D. Advanced magnetic nanostructures / D. Sellmyer, R. Skomski — Advanced Magnetic Nanostructures. — 2006. — 528 с.
4. Azzerboni, B. Magnetic Nanostructures in Modern Technology: Spintronics, Magnetic Mems and Recording / B. Azzerboni, G. Asti, L. Pareti, M. Ghidini — Springer. — 2007. — 364 с.
5. Nanomagnetism and spintronics / Ed. by T. Shinjo — Elsevier Science Ltd. — 2009. — 352 с.
6. McHenry, M. E. Amorphous and nanocrystalline materials for applications as soft magnets / M. E. McHenry, M. A. Willard, D. E. Laughlin // Progress in Materials Science. — 1999. — Vol. 44. — Pp. 291–433.
7. Гуревич, А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках/ А.Г. Гуревич — Наука, Москва. — 1973. — 591 с.
8. Ахиезер, А.И. Спиновые волны/ А. И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский — Наука, Москва. — 1967. — 368с.
9. Зюзин, А. М. Модификация закона дисперсии спиновых волн в многослойных пленках при изменении симметрии граничных условий/ А. М. Зюзин, А. Г. Бажанов // ЖЭТФ. — 1997. — Т.111, № 5.—С. 1667–1673.
10. Спин-волновой резонанс в плёнках феррошпинелей, намагниченных перпендикулярно поверхности / Л. А. Митлина, Г. С. Бадртдинов, Ю. В. Великанова и др.// Вестник СамГТУ, Серия «Физико-математические науки». — 2011. — Выпуск 4(25). — С. 125 – 133.

- 11.Ландау, Л.Д. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел/ Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Собрание трудов в 2 томах// под ред. Е.М. Лифшица — М. : Наука. — 1969. — Т.1 – 512с.
- 12.Завойский, Е.Е. Магнитоспиновый резонанс в ферромагнетиках на сантиметровых волнах / Е.Е.Завойский // ЖЭТФ. —1947.—Т. 17, №10.— С.883.
- 13.Ферромагнитный резонанс. Явление резонансного поглощения высокочастотного электромагнитного поля в ферромагнитных веществах/ сборник статей: пер. в англ./ под ред. С.В. Вонсовского — М. : гос. Изд-во физико-математической литературы — 1961. — 343с.
- 14.Киттель, Ч. Ферриты в нелинейных сверхвысокочастотных устройствах: Сб. статей: пер. с англ./ под ред. А.Г. Гуревича — М. : ИЛ. — 1961.
- 15.Чеканова, Л.А. Исследование ФМР и СВР в пленках нанокристаллических сплавов (Fe-Ni)-P/ Л. А. Чеканова, Ж. М. Мороз, С. А. Карпенко // Успехи современного естествознания. — 2005. – № 2. — С. 74-75.
16. Ferromagnetic resonance and magnetization studies in exchange-coupled NiFe/Cu/NiFe structures / Nagamine L.C.C.M., Geshev J., Menegotto T. et al. // JMMM. — 2005. — V. 288. — Pp. 205 - 213.
- 17.Столяр, С.В. Магнитные резонансы в наноструктурированных магнетиках /Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. — Красноярск — 2012. — 44с.
18. Ферромагнитный резонанс в феррит-гранатовых пленках с анизотропией «угловая фаза»/ Е. Ю. Семук, В. Н. Бержанский, А.Р. Прокопов, В.О. Голуб // Ученые записки Таврического национального университета имени В.И.Вернадского. Серия «Физика» . — 2008. – Т. 21, № 1. – С. 166 – 171.
- 19.Nembach, Hans T. Mode- and Size-Dependent Landau-Lifshitz Damping in Magnetic Nanostructures: Evidence for Nonlocal Damping/ Hans T. Nembach, Justin M. Shaw, Carl T. Boone, and T. J. Silva// Phys. Rev. Lett. 110, 117201 – Published 12 March 2013.

20. Heinrich, B. Spin Pumping at the Magnetic Insulator (YIG)/Normal Metal (Au) Interfaces/B. Heinrich, C. Burrowes, E. Montoya, B. Kardasz, E. Girt, Young-Yeal Song, Yiyang Sun, and Mingzhong Wu//Phys. Rev. Lett. 107, 066604 – Published 2 August 2011.
21. Belmeguenai, M. Temperature dependence of magnetic properties of $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{SrTiO}_3$ thin films on silicon substrates/ M. Belmeguenai, S. Mercone, C. Adamo, L. Méchin, C. Fur, P. Monod, P. Moch, and D. G. Schlom//Phys. Rev. B 81, 054410 – Published 8 February 2010.
22. Jesco Topp. Interaction effects on microwave-assisted switching of $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ nanowires in densely packed arrays/ Jesco Topp, Detlef Heitmann, and Dirk Grundler// Phys. Rev. B 80, 174421 – Published 24 November 2009.
23. Kakazei, G. N. Probing dynamical magnetization pinning in circular dots as a function of the external magnetic field orientation/ G. R. Aranda, S. A. Bunyaev, V. O. Golub, E. V. Tartakovskaya, A. V. Chumak, A. A. Serga, B. Hillebrands, and K. Y. Guslienko// Phys. Rev. B 86, 054419 – Published 14 August 2012.
24. Castel, V. Perpendicular ferromagnetic resonance in soft cylindrical elements: Vortex and saturated states/ V. Castel, J. Ben Youssef, F. Boust, R. Weil, B. Pigeau, G. de Loubens, V. V. Naletov, O. Klein, and N. Vukadinovic// Phys. Rev. B 85, 184419 – Published 22 May 2012.
25. Melkov, G. A. Probing the energy barriers in nonuniform magnetization states of circular dots by broadband ferromagnetic resonance/ G. A. Melkov, Y. Kobljanskyj, V. Novosad, A. N. Slavin, and K. Y. Guslienko// Phys. Rev. B 88, 220407(R) – Published 10 December 2013.
26. Aliev, Farkhad G. Spin waves in circular soft magnetic dots at the crossover between vortex and single domain state/ Farkhad G. Aliev, Juan F. Sierra, Ahmad A. Awad, Gleb N. Kakazei, Dong-Soo Han, Sang-Koog Kim, Vitali Metlushko, Bojan Ilic, and Konstantin Y. Guslienko// Phys. Rev. B 79, 174433 – Published 28 May 2009.

27. Shimon, G. Magnetic vortex dynamics in thickness-modulated Ni₈₀Fe₂₀ disks/ G. Shimon, A. O. Adeyeye, and C. A. Ross // Phys. Rev. B 87, 214422 – Published 21 June 2013.
28. Bali, R. High-symmetry magnonic modes in antidot lattices magnetized perpendicular to the lattice plane / R. Bali, M. Kostylev, D. Tripathy, A. O. Adeyeye, and S. Samarin // Phys. Rev. B 85, 104414 – Published 22 March 2012.
29. Ross, N. Effect of disorder studied with ferromagnetic resonance for arrays of tangentially magnetized submicron Permalloy disks fabricated by nanosphere lithography/ N. Ross, M. Kostylev, R. L. Stamps// J. Appl. Phys. 109, 013906 (2011);
30. C. S. Chang, M. Kostylev, and E. Ivanov//Appl. Phys. Lett. 102, 142405 (2013). Boone, C. T.. Metallic spintronic thin film as a hydrogen sensor/ C. T. Boone, H. T. Nembach, J. M. Shaw, and T. J. Silva, J. Appl. Phys. 113, 153906 (2013).
31. Kalarickal, S. S. Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films: Comparison of measurement methods /S. S. Kalarickal, P. Krivosik, M. Z. Wu, C. E. Patton, M. L. Schneider, P. Kabos, T. J. Silva, and J. P. Nibarger//J. Appl. Phys. 99, 093909 (2006).
32. Counil, G. Spin wave contributions to the high-frequency magnetic response of thin films obtained with inductive methods / G. Counil, J. V. Kim, T. Devolder, C. Chappert, K. Shigeto, and Y. Otani // J. Appl. Phys. 95, 5646 (2004).
33. Kostylev, M. Magnetization pinning in conducting films demonstrated using broadband ferromagnetic resonance/ M. Kostylev, A. A. Stashkevich, A. O. Adeyeye, C. Shakespeare, N. Kostylev, N. Ross, K. Kennewell, R. Magaraggia, Y. Roussigné, and R. L. Stamps/ J. Appl. Phys. 108, 103914 (2010).
34. Kostylev, M. Microwave magnetic dynamics in highly conducting magnetic nanostructures// M. Kostylev, J. Ding, E. Ivanov, S. Samarin and A. O. Adeyeye// J. Appl. Phys. 115, 173903 (2014).

35. Ament, W.S. Electromagnetic effects of spin wave resonance in ferromagnetic metals/ W.S. Ament, G. T. Rado // *Phys. Rev.* — 1955. — Vol. 97, № 6. — P.1558.
36. Rado, G. T. Spin-Wave Resonance in a Ferromagnetic Metal / G. T. Rado, J. R. Weertman // *J. Phys. Chem. Solids.* — 1959. — Vol 11. — № 3. — Pp. 315 – 333.
37. Суху, Р. Магнитные пленки. Пер. с английского. Под ред. Р.В. Телеснина. / Суху Р — М.: Мир. — 1967. — 423с.
38. Каганов, М. И. Возбуждение стоячих спиновых волн в пленке/ М. И. Каганов — *Журнал экспериментальной и теоретической физики.* — 1960. — Т. 39, № 1. — С. 158 – 162.
39. Барьяхтар, В. Г. Неоднородный резонанс и спиновые волны/ В. Г. Барьяхтар, М. И. Каганов // *Ферромагнитный резонанс.* — М. : «Физматгиз». — 1961. — С. 266 – 284.
40. Соколов, В.М. Роль поверхностных волн в спин-волновом резонансе в пленках/ Соколов В.М., Тавгер В.Л. // *ФТТ.* — 1968. — Т. 10, № 6. — С. 1793.
41. Хлебопрос, Р.Г. Левополяризованные спиновые колебания в спектре ферромагнетика/ Хлебопрос Р.Г., Михайловская Т.В. // *ФТТ.* — 1970. — Т. 12, № 8. — С. 2476.
42. Хлебопрос, Р.Г. Спиновые колебания в ферромагнитном слое/ Хлебопрос Р.Г., Михайловская Л. В. // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1972. — Т. 36, № 7. — С. 1522.
43. Pushkarski, H. Quantum theory of spin-wave resonance in thin ferromagnetic films. Part. I. Spin waves in thin films / H. Pushkarski. — *Acta Physica Polonica, Series B.* — 1970. — V. 38. — Pp. 217 - 238.
44. Филиппов Б.Н. О колебаниях намагниченности в ферромагнитных пластинах // *ФММ.* — 1971. — Т. 32, № 5. — С. 911.
45. Wolfram, T. Dipole-exchange modes of a thin ferromagnetic film / T. Wolfram, R.E. Wames // *Phys. Lett.* — 1969. — V. 30, № 1. — P. 2.

46. Соколов, В. М. Поверхностные волны и спин-волновой резонанс в тонких магнитных пленках / В. М. Соколов, Б. А. Тавгер, Г. И. Русов // Физика магнитных пленок. — Иркутск. Издательство Иркутского гос. пединститута. — 1968. — С. 381.
47. Pushkarski, H. Spin wave resonance in hexagonal cobalt thin films / H. Pushkarski — Acta Physica Polon. 1968. — V. 33, № 5. — P. 769.
48. Pushkarski, H. Surface mode and uniform mode in: spin-wave resonance / H. Pushkarski — Phys. Stat. Sol. — 1970. — V. 38, № 2. — P. 145.
49. Wames, R.E. Dipole - exchange spin waves in ferromagnetic films / R. E. Wames, T. Wolfram // J. Appl. Phys.— 1970.— V. 41, № 3. — Pp. 987- 993.
50. Hoekstra, B. Spin-wave resonance spectra in homogenous bubble garnet films/ B. Hoekstra, R. P. Staplele, J. M. Robertson // J. Appl. Phys. — 1977. — V. 48, № 1. — P. 328.
51. Wilts, C.H. Determination of magnetic profiles in implanted garnets using ferromagnetic resonance / C. H. Wilts, S. Prasad // IEEE Trans. Magn. — 1981. — MAG-17. — P. 2405.
52. ФМР-дублет в двухслойных феррит-гранатовых пленках/ А. М. Гришин, В. С. Деллалов, Е. И. Николаев, В. Ф. Шкарь, С. В. Ямпольский // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1993. — Т. 104, № 4 — С. 3450 - 3456.
53. Горобец, Ю.И. Отражение спиновых волн в мультислойных материалах с модулированными магнитными параметрами/ Ю. И. Горобец, А. Н. Кучко, С. А. Решетняк // Физика твердого тела. — 1996. — Т. 38, № 2 — С. 575 - 580.
54. Новый механизм возбуждения спин - волнового резонанса однородным полем в двухслойных магнитных пленках/ А. М. Зюзин, Н. Н. Куделькин, В. В. Рандошкин, Р. В. Телеснин // Письма в Журнал теоретической физики. — 1983. — Т. 9, № 3. — С. 177 - 181.

55. Диссипация энергии спиновых волн в многослойных магнитных пленках/
А. М. Зюзин, А. Г. Бажанов, С. Н. Сабаев, С. С. Кидяев // Физика твердого
тела. — 2000. — Т. 42, № 7. — С. 1279 - 1283.
56. Влияние области затухания спиновых волн на интенсивность линий спин-
волнового резонанса/ А. М. Зюзин, С. Н. Сабаев, А. Г. Бажанов, В. В.
Радайкин // Письма в Журнал теоретической физики. — 2001. — Т. 27, №
4. — С. 33 - 38.
57. Hale, M.E. Magnetic domain observations by electron microscopy/ Hale M.E.,
Fuller H.W., Rubinshtein H.// J. Appl. Phys. — 1959. — v. 30, № 5. — P.
789-791.
58. Hoffmann, H. Wellenstruktur der Magnetisierung in dünnen Permalloyschich-
ten / H. Hoffmann — Phys. Kondens. Mater. — 1964 — V. 2, № 1. — Pp.
32 – 52.
59. Hoffmann, H. Die Domänenaufspaltung auherhab der schweren richtung ei-
nachziger Permalloy-filme/ H. Hoffmann — Z. Andew. Phys. — 1965. — V.
18, № 5/6 — S. 499 - 502.
60. Игнатченко, В.А. Магнитная структура тонких магнитных пленок и ФМР/
В. А. Игнатченко — Журнал экспериментальной и теоретической физики.
— 1968. — Т. 54, № 1. — С. 303 – 313.
61. Саланский, Н.М. Физические свойства и применение магнитных пленок/
Н. М. Саланский, М. Ш. Ерухимов // Наука СО Новосибирск. — 1975. —
220 с.
62. Киренский, Л.В. Об определении «эффективной локальной анизотропии в
поликристаллических пермаллоевых пленках/ Л. В. Киренский, Л. А. Са-
ланская, Н. М. Саланский // Физика металлов и металловедение. — 1969.
— Т. 28, № 6. — С. 1115 - 1118.
63. Саланский, Н.М. Влияние неоднородностей на импульсные свойства ло-
кальных участков тонких пленок/ Н. М. Саланский, А. Л. Логутко, Л. А.

- Саланская // Некоторые технологические вопросы изготовления тонких магнитных пленок. — М. Изд. АН СССР и МГУ. — 1967. — С. 57 - 59.
64. Crowther, T.S. Angular and magnitude dispersion of the anisotropy in magnetic films. — Journal of Applied Physics. — 1963. — Vol. 34, № 3. — Pp. 580 - 587.
65. Семенцов, Д. И. Влияние угловой дисперсии на ФМР в тонких магнитных пленках/ Д. И. Семенцов — Физика твердого тела. — 1971. — Т. 13, № 7. — С. 2069 – 2076.
66. Семенцов, Д.И. Низкочастотный ферромагнитный резонанс в пленках с угловой дисперсией магнитной анизотропии / Д. И. Семенцов, В. В. Сидоренков // Физика металлов и металловедение. — 1988. — Т. 65, № 2. — С. 219 – 223.
67. Исхаков, Р.С. Размерность системы обменно-связанных зерен и магнитные свойства нанокристаллических и аморфных ферромагнетиков/ Р. С. Исхаков, С. В. Комогорцев, А. Д. Балаев, Л. А. Чеканова // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2000. — Т.72, № 6. — С. 440 - 444.
68. Спектрометр ферромагнитного резонанса локальных участков тонких магнитных пленок / Б. А. Беляев, А. А. Иваненко, А. А. Лексиков и др.// Препринт; 761Ф. Красноярск — 1995. — 58 с.
69. Беляев, Б.А. Особенности ферромагнитного резонанса в анизотропных магнитных пленках с метастабильным состоянием магнитного момента / Б.А. Беляев, А.В. Изотов, С.Я. Кипарисов// Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2002. — Т. 76, № 3-4.—С. 209 - 213.
70. Лесник, А. Г. Наведенная магнитная анизотропия / А. Г. Лесник — Киев : Наукова думка. — 1976. — 164 с.
71. Беляев, Б. А. Микрополосковый тонкопленочный датчик слабых магнитных полей/ Б. А. Беляев, С. В. Бутаков, А. А. Лексиков // Микроэлектроника. — 2001. — № 3. — С. 228 – 237.

72. Бабицкий, А.Н. Векторный магнитометр слабых квазистационарных полей на микрополосковой структуре с тонкой магнитной пленкой / А.Н. Бабицкий, Б.А. Беляев, А.А. Лексиков // Известия ВУЗов. Физика.— 2013. — Т. 56. — № 8/2. — С. 275 – 278.
73. Бабицкий, А.Н. Активная магнитная антенна на микрополосковой структуре с тонкой магнитной пленкой./ А.Н. Бабицкий, Б.А. Беляев, А.А. Лексиков // Известия ВУЗов. Физика.— 2013. — Т. 56. — № 8/2. — С. 271 – 274.
74. Беляев, Б. А. Исследование магнитных неоднородностей пленок Со на сканирующем спектре ферромагнитного резонанса// Б.А. Беляев, С.Я. Кипарисов, Г.В. Скоморохов // Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии: Измерение параметров технологических процессов. - 2006. - С. 775-777 .
75. Беляев Б. А., Изотов А. В., Лексиков А. А., Сержантов А.М., Шабанов В.Ф. Исследование тонких магнитных пленок и микрополосковых устройств на их основе. // Известия ВУЗов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 9/2. – С. 163 – 165.
76. Беляев, Б. А. Синтез и исследование магнитных характеристик нанокристаллических пленок кобальта / Б. А. Беляев, А. В. Изотов, С. Я. Кипарисов и др. // ФТТ. – 2008. – Т. 50. – Вып. 4. – С. 650 – 656.
77. Яковлев, И. А. Исследование структурных и магнитных характеристик эпитаксиальных пленок Fe₃Si/Si(111)/ И. А. Яковлев, С. Н. Варнаков, Б. А. Беляев, С. М. Жарков и др. // Письма в ЖЭТФ.—2014. Т. – 99.— Вып. 9. – С. 610 – 613.
78. Гуревич, А.Г. Магнитные колебания и волны/ А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков // Москва : Физматлит. — 1994. — 461 с.
79. Шутый, А.М. Нелинейные режимы резонансной прецессии намагниченности в пленке феррит - граната типа (111)/ Шутый А.М., Семенцов Д.И.// ЖЭТФ. — 2000. — Т.118, № 3. — с. 610 - 616.

80. Семенцов, Д.И. Ферромагнитный резонанс и динамическая бистабильность в двухслойных магнитосвязанных пленках/ Д.И. Семенцов, А.М. Шутый // Физика металлов и металловедение.— 2002. — Т. 93, № 4. — С. 5 - 10.
81. Беляев, Б. А. Особенность высокочастотной восприимчивости тонких магнитных пленок с одноосной анизотропией / Б. А. Беляев, А. В. Изотов, С. Я. Кипарисов // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2001. — Т. 74, № 4. — С. 248 – 252.
82. Крупичка, С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов / С. Крупичка — Мир, Москва. — 1976. — Т. 2. — 504 с.
83. Neite, B. Dynamical conversion of optical modes in garnet films induced by ferrimagnetic resonance/ Neite B., Dotsch H. // Journal of Applied Physics. — 1987. — Vol. 62, № 2. — Pp. 648 - 652.
84. Dynamics of Chaotic and Stochastic Systems: Tutorial and Modern Developments/ V. Anishchenko, A. Neiman, T. Vadivasova, V. Astakhov, L. Schimansky-Geier // Second ed., Springer Publisher, Berlin. — 2007. — 461 с.
85. Василевская, Т. М. Динамика намагниченности ферромагнитной пленки при подмагничивании вдоль ОН/ Т. М. Василевская, Д. И. Семенцов // Труды XI международной конференции «Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы». Ульяновск. — 2009 — С. 59.
86. Василевская, Т. М. Прецессия магнитного момента в пленке, намагниченной вблизи «трудного» направления / Т. М. Василевская, Д. И. Семенцов // Труды XXI международной конференции «Новые магнитные материалы микроэлектроники». Москва : МГУ. — 2009. — С. 973 - 974.
87. Василевская, Т. М. Ферромагнитный резонанс в одноосной магнитной пленке при подмагничивании вдоль «трудной» оси/ Т. М. Василевская, Д. И. Семенцов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2010. — Т. 137, № 5. — С. 861 - 866.

88. Василевская, Т. М. Низкочастотный ферромагнитный резонанс в одноосной магнитной пленке / Т. М. Василевская, Д. И. Семенцов // Физика металлов и металловедение. — 2011. — Т. 111, № 2. — С. 115 - 120.
89. Василевская, Т. М. Особенности прецессионной динамики намагниченности одноосной магнитной пленки / Т. М. Василевская, Д. И. Семенцов // Физика твердого тела. — 2011. — Т. 53, № 1. — С. 79 -85.
90. Василевская, Т. М. Ферромагнитный резонанс и поле бистабильности в одноосной магнитной пленке / Т. М. Василевская, Д. И. Семенцов, С. А. Володин // Журнал технической физики. — 2011. — Т. 81, № 9. — С. 154 - 158.
91. Vasilevskaya, T. M. Bifurcation magnetic resonance in films magnetized along hard magnetization axis/ Tatiana M. Vasilevskaya, Dmitriy I. Sementsov, Anatoly M. Shutui // Journal of Magnetism and Magnetic Material. — 2012. — Vol. 324. — Issue 19. — Pp. 2964 – 2971.
92. Зюзин, А.М. Магнитная кубическая анизотропия в ионноимплантированных слоях пленок феррит - гранатов / А. М. Зюзин А.М., Ал. М. Зюзин // Физика твердого тела. — 1987. — Т. 29, № 10. — С. 3128 – 3131.
93. Яковлев, Ю.М. Моно-кристаллы ферритов в радиоэлектронике/ Ю. М. Яковлев, С. Ш. Генделев // М.: «Сов. Радио». — 1975. — 360с.
94. Василевская, Т. М. Резонансные свойства магнито- и электроанизотропных дисперсных ферромагнитных пленок /Т. М. Василевская, Д. И. Семенцов // Материалы Седьмой Всероссийской молодежной научной школы "Материалы нано-, микро- и оптоэлектроники: физические свойства и применение", Саранск. — 2008. — С. 93 – 94.
95. Василевская, Т. М. Резонансные свойства магнито - анизотропных дисперсных пленок / Т. М. Василевская, Д. И. Семенцов // Физика металлов и металловедение. — 2009. — Т. 108, № 4. — С. 339- 344.
96. Василевская, Т. М. Ферромагнитный резонанс в металлических пленках с угловой дисперсией магнитной анизотропии / Т. М. Василевская, Д. И.

- Семенцов // Физика твердого тела. — 2010. — Т. 52, № 6. — С. 1136-1142.
97. Анизотропия спектров спин-волнового резонанса при диссипативном механизме закрепления спинов/ А. М. Зюзин, С. Н. Сабаев, В. В. Радайкин, А. В. Куляпин // Физика твердого тела. — 2002. — Т. 44, № 5. — С. 893 - 897.
 98. Kruglyak, V. V. Spectrum of spin waves propagating in a periodic magnetic structure/ V. V. Kruglyak, A. N. Kuchko // Physica B. — 2003. — V. 339, №. 2-3. — P. 130-133.
 99. Спин - волновой резонанс в магнитных мультислоях Co / Pd и трехслойных пленках NiFe / Cu / NiFe / Р. С. Исхаков, Н. А. Шепета, С. В. Столяр, Л. А. Чеканова, В. Ю. Яковчук // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2006. — Т. 83, № 1. — С. 31 – 35.
 100. Василевская, Т. М. СВР в магнитных пленках с плоскостной анизотропией / Т. М. Василевская, Т. М. Семенцова // Материалы V Международной научно-технической конференции «Физика и технические приложения волновых процессов». Самара –2006. – С. 16.
 101. Василевская, Т. М. Спин-волновой резонанс в продольно намагниченной тонкой пленке / Т. М. Василевская, Д. И. Семенцов // Физика твердого тела. — 2007. — Т. 49, № 10. — С. 1824 - 1830.
 102. Василевская, Т. М. Спектры СВР продольно намагниченной пленки при различных типах закрепления поверхностных спинов / Т.М. Василевская, Д.И. Семенцов // Известия вузов. Поволжский регион. Естественные науки. — 2007. — № 6. — С.75 – 87.
 103. Василевская, Т. М. Объемные и поверхностные спин-волновые моды в продольно намагниченной тонкой пленке / Т.М. Василевская, Д.И. Семенцов // Физика металлов и металловедение. — 2008. — Т. 105, № 2. — С. 115 - 122.