

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской
академии наук

На правах рукописи

ЛУЦЕВ Леонид Владимирович

**СПИНВОЛНОВЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ И
СПИНЗАВИСИМЫЕ ЭЛЕКТРОТРАНСПОРТНЫЕ
ЯВЛЕНИЯ В НАНОРАЗМЕРНЫХ МАГНИТНЫХ
МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ**

01.04.07 - физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени доктора
физико-математических наук

Санкт-Петербург

2014

Оглавление

Введение.....	7
1 Литературный обзор	16
1.1 Литературный обзор главы 2. Диаграммная техника квантовых систем с произвольной внутренней Ли-групповой динамикой	16
1.2 Литературный обзор главы 3. Спинволновые возбуждения в ферромагнитных пленках	19
1.3 Литературный обзор главы 4. Спинволновые возбуждения в структурах с ферромагнитными наночастицами	21
1.3.1 Спинволновые возбуждения ферромагнитных наночастиц и спин-поляризационный механизм релаксации	21
1.3.2 Длинноволновые возбуждения в структурах со случайной спиновой ориентацией	24
1.3.3 Спинволновая спектроскопия	26
1.4 Литературный обзор главы 5. Кластерные электронные состояния и электронный транспорт	27
1.4.1 Электронный транспорт в гранулированных структурах с металлическими наночастицами и кластерные электронные состояния	27
1.4.2 Диэлектрические свойства гранулированных структур с металлическими наночастицами, поглощение электромагнитного излучения и радиопоглощающие покрытия	34
1.5 Литературный обзор главы 6. Магнитосопротивление структур с металлическими магнитными наночастицами	37
1.5.1 Магнитосопротивление гранулированных пленок с ферромагнитными металлическими наночастицами	38
1.5.2 Магнитосопротивление гетероструктур гранулированная пленка / полупроводник	57
2 Диаграммная техника	66
2.1 Постановка задачи	66
2.2 Вывод функциональных уравнений	68

2.3	Диаграммные разложения	72
2.3.1	Выражение функциональных производных через производные относительно Картановских полей	74
2.3.2	Вычисление производных относительно Картановских полей	76
2.3.3	Диаграммные разложения в представлении переменных, зависящих от мнимого времени	77
2.3.4	Диаграммные разложения в частотном представлении	82
2.3.5	Диаграммные разложения для случая полупростых алгебр Ли и простых контрагredientных супералгебр Ли	83
2.4	Обобщение диаграммной техники для квантовых систем на топологически нетривиальных многообразиях	84
2.5	Приближение самосогласованного поля и введение матрицы эффективных функций Грина и взаимодействий (\mathcal{P} -матрицы)	85
2.5.1	Самосогласованное поле	85
2.5.2	Матрица эффективных функций Грина и взаимодействий, квазичастичные возбуждения	86
2.6	Сведение диаграммных разложений к Фейнмановским диаграммам для Бозе и Ферми систем	89
2.7	Спиновая модель с одноионной одноосной анизотропией	92
2.8	Выводы	94
3	Спинволновые возбуждения в ферромагнитных пленках	97
3.1	Постановка задачи	97
3.2	Модель Гейзенберга для спиновой системы	99
3.2.1	Особенности диаграммной техники	99
3.2.2	Приближение самосогласованного поля	100
3.2.3	\mathcal{P} -матрица и общая форма уравнения, описывающего спинволновые возбуждения	101
3.3	Спиновые возбуждения в наноразмерных пленках	102
3.3.1	Уравнения, описывающие спиновые возбуждения в магнитных пленках	102
3.3.2	Спиновые волны в магнитном монослое	106
3.3.3	Спиновые волны в двухслойной магнитной пленке	108
3.3.4	Спинволновой резонанс в N -слойной структуре	110
3.4	Спиновые возбуждения в толстых магнитных пленках	112
3.4.1	Обобщенные уравнения Ландау-Лифшица, уравнения для магнито-статического потенциала и дисперсионные соотношения	112
3.4.2	Обменные граничные условия	119

3.5	Релаксация спин-волновых мод в толстых магнитных пленках	121
3.6	Релаксация спиновых волн в наноразмерных магнитных пленках	130
3.6.1	Слабозатухающие спиновые волны в наноразмерных ферромагнитных пленках	130
3.6.2	Релаксация спиновых волн в наноразмерных пленках	133
3.7	Приборы на основе наноразмерных магнитных пленок	137
3.7.1	Спинволновые фильтры	137
3.7.2	Полевая транзисторная структура с наноразмерной магнитной пленкой	139
3.8	Выводы	140
4	Спинволновые возбуждения в структурах с ферромагнитными наночастицами	142
4.1	Постановка задачи и краткое содержание 4 главы	142
4.2	Спинволновые возбуждения ферромагнитных наночастиц и спин-поляризационный механизм релаксации	143
4.2.1	Оценка затухания спинволновых возбуждений гранулированной пленки, состоящей из магнитных наночастиц	143
4.2.2	Вывод уравнения, описывающего спинволновые возбуждения ферромагнитной наночастицы	144
4.2.3	Спинволновые возбуждения гранул и спин-поляризационные возбуждения	150
4.2.4	Спин-поляризационная релаксация	152
4.2.5	Модель тонкого сферического поглощающего слоя при спин-поляризационной релаксации	157
4.2.6	Экспериментальное проявление спин-поляризационной релаксации	159
4.3	Длинноволновые спиновые возбуждения в структурах со случайной спиновой ориентацией	164
4.3.1	Гамильтониан и приближение самосогласованного поля	164
4.3.2	Обобщенные уравнения Ландау-Лифшица и нахождение тензора магнитной восприимчивости	166
4.3.3	Спиновые волны в нормально намагниченных пленках с магнитным беспорядком	171
4.3.4	Спиновые волны в касательно намагниченных пленках с магнитным беспорядком	175
4.3.5	Эксперимент. Продольные спинволновые моды и двухпиковая структура спектра ФМР.	179

4.4	Дисперсионные зависимости спиновых возбуждений с учетом окружающих переменных электромагнитных полей	180
4.5	Факторы, влияющие на дисперсионную кривую поверхностной спиновой волны	185
4.5.1	Влияние проводимости магнитной пленки, в которой распространяется спиновая волна, на характеристики спиновой волны	185
4.5.2	Влияние проводимости слоя, находящегося вблизи магнитной пленки, на спиновую волну	186
4.5.3	Влияние магнитных параметров слоя, находящегося вблизи магнитной пленки, на спиновую волну	189
4.5.4	Влияние неоднородности магнитных параметров пленки по толщине на спиновую волну	190
4.6	Определение магнитных и электрических характеристик магнитных наноструктур из дисперсионных кривых спиновых волн	193
4.7	Спинволновая спектроскопия	197
4.7.1	Схема измерений	197
4.7.2	Влияние проводимости и магнитных свойств образца на групповую скорость и затухание спиновой волны	199
4.7.3	Температурные зависимости спин-поляризационной релаксации	205
4.7.4	Определение параметров гетероструктур $\text{SiO}_2(\text{Co}) / \text{GaAs}$	206
4.8	Выводы	211
5	Кластерные электронные состояния, электронный транспорт и диэлектрические свойства структур с металлическими наночастицами	215
5.1	Постановка задачи и краткое содержание 5 главы	215
5.2	Кластерные электронные состояния	219
5.2.1	Локализация электронной функции на группе наночастиц	219
5.2.2	Экспериментальное проявление кластерных электронных состояний	222
5.3	Электронный транспорт в гранулированных структурах с металлическими наночастицами	226
5.3.1	Приготовление образцов и схема измерений	226
5.3.2	Электронный транспорт при малых напряженностях электрического поля	229
5.3.3	Большие напряженности электрического поля и туннельные эффекты	234
5.3.4	Температурные зависимости проводимости и туннелирование через локализованные состояния в матрице	241
5.4	Диэлектрические свойства гранулированных структур с металлическими наночастицами	246

5.5	Микроволновые свойства гранулированных структур и радиопоглощающие покрытия	252
5.5.1	Выращивание гранулированных структур α -C:H(Co)	253
5.5.2	Поглощение электромагнитных мод на микрополосковой линии	254
5.5.3	Поглощение нормально падающих электромагнитных волн	259
5.5.4	Многослойные радиопоглощающие покрытия	262
5.6	Выводы	263
6	Магнитосопротивление структур с металлическими магнитными наночастицами	267
6.1	Постановка задачи и краткое содержание 6 главы	267
6.2	Магнитосопротивление гранулированных пленок с металлическими магнитными наночастицами	269
6.2.1	Теоретическая модель	269
6.2.2	Эксперимент	273
6.2.3	Обсуждение результатов	275
6.2.4	Кластерные электронные состояния и положительное магнитосопротивление	278
6.3	Гигантское инжекционное магнитосопротивление в гетероструктурах полупроводник / гранулированная пленка с металлическими магнитными наночастицами	283
6.3.1	Экспериментальные исследования	283
6.3.2	Теоретическая модель	297
6.3.3	Объяснение экспериментальных зависимостей	324
6.3.4	Структура гранулированной пленки вблизи интерфейса пленка / полупроводник	327
6.3.5	Магнитные сенсоры	330
6.3.6	Распространение IMR эффекта на структуры с другими полупроводниками	333
6.4	Выводы	335
	Заключение. Основные результаты работы	338
	Литература	342
	Основные научные труды по теме диссертации	364
	Благодарности	380

Введение

Актуальность темы.

Структуры, содержащие наноразмерные ферромагнитные пленки и магнитные металлические частицы, обладают рядом свойств и особенностей, существенно отличающих их от объемных аморфных и кристаллических материалов. Особенности наноразмерных магнитных структур проявляются в их магнитных свойствах, распространении спиновых волн, электронном транспорте, диэлектрической и магнитной проницаемостях, магнитосопротивлении, в спиновом транспорте и в эффектах спиновой инжекции. Особые свойства магнитных наноструктур позволяют их рассматривать в качестве перспективных материалов для изготовления приборов на спиновых волнах, нового класса радиопоглощающих покрытий, эффективных спиновых инжекторов в спинтронных приборах, ячеек памяти и высокочувствительных магнитных сенсоров.

Вместе с тем, исследование квантовых систем, состоящих из ферромагнитных наночастиц, и электронных систем, в которых значительное влияние на свойства оказывает взаимодействие спинов, в полной мере не решены, в первую очередь, из-за отсутствия математических моделей и методов, которые бы адекватно описывали процессы со спиновыми взаимодействиями, происходящими на наноразмерном масштабе. В наносистемах эти процессы могут характеризоваться сильными локальными взаимодействиями во внутренней области нанообъектов и корреляционными эффектами между разными фазами и подструктурами [1, 2]. Одним из эффективных теоретических методов, применяемых для исследования сильно взаимодействующих систем, является диаграммная техника, основанная на разложении функций Грина. В настоящее время прослеживается тенденция исследования моделей с более сложной внутренней Ли-групповой динамикой и переход от уровня частиц сильно взаимодействующих систем к кластерному уровню [16, 17]. Кластерное приближение дает возможность описать внутреннюю динамику кластера и определить локальные корреляции с большей точностью. В связи с этим, для изучения наносистем и сильнокоррелированных систем возникает необходимость обобщения диаграммной техники Фейнмана и диаграммной техники для спиновых операторов [7–9].

При переходе от ферромагнитных макрообъектов, спиновая динамика которых описывается феноменологическими уравнениями Ландау-Лифшица [42], к магнитным нанообъ-

ектам необходимо обобщить и уточнить уравнения Ландау-Лифшица. Это связано с тем, что спинволновая релаксация, обусловленная собственными процессами, и спинволновая динамика становятся зависящими от формы и размера образца. При переходе от одиночного нанобъекта к ансамблю нанобъектов спиновая динамика усложняется. Спинволновые возбуждения в гранулированных структурах с ферромагнитными наночастицами в изолирующей аморфной матрице обладают рядом особенностей, механизм которых не выяснен. В магнитных нанокompозитных структурах наблюдается аномально быстрая релаксация, величина которой растет с уменьшением концентрации ферромагнитных наночастиц, существуют дополнительные моды в спектре ФМР в узкой области вблизи перколяционного порога [91, 92]. Коэффициент затухания спиновых возбуждений магнитных наночастиц значительно превышает значения, которые определяются собственными процессами.

Электронный транспорт в гранулированных структурах с наноразмерными металлическими наночастицами в изолирующей аморфной матрице имеет значительно более сложный характер, чем транспорт в аморфных структурах, полупроводниках и металлах. Эти свойства обусловлены малыми размерами частиц, которые проявляются в эффекте кулоновской блокады [164], и туннелированием электронов между частицами. При увеличении концентрации частиц прозрачность туннельных барьеров между ними повышается, что приводит к делокализации электронов на группе частиц и к образованию проводящих кластеров [184]. Изменения размеров проводящих кластеров под действием внешних воздействий (температурные изменения, сильные электрические поля) существенно влияют на электронный транспорт и приводят к нелинейностям и скачкам проводимости. Результаты теоретических и экспериментальных исследований электронного транспорта, а также диэлектрической проницаемости, значения которой определяются размерами проводящих кластеров и важны для создания радиопоглощающих покрытий, в настоящее время недостаточно изучены.

Явления спинового транспорта, спиновой инжекции и магнитосопротивления представляют несомненный интерес и значимость для создания спинтронных приборов, магниточувствительных сенсоров и полевых транзисторных структур со спин-поляризованным каналом. Магнитосопротивление нанокompозитов с металлическими ферромагнитными наночастицами обладает рядом свойств, не исследованных в достаточной степени и механизм которых не выяснен в полной мере. Наряду с отрицательным магнитосопротивлением, которое существует ниже перколяционного порога, проявляется эффект положительного магнитосопротивления [321]. Величина магнитосопротивления существенно изменяется в сильных электрических полях [176]. Кроме этого, ниже порога перколяции в суперпарамагнитной области обнаруживаются пространственные корреляции магнитных свойств [90] и наблюдается аномальный эффект Холла [88]. Особый интерес вызывает магнитосопротивление гетероструктур гранулированная пленка / полупроводник в режиме развития лавинного процесса в полупроводнике [161, 288]. Магнитосопротивление этих гетерострук-

тур при комнатной температуре достигает 10^5 %, что может быть использовано для создания высокочувствительных датчиков и для увеличения спиновой поляризации инжектированных носителей в полупроводнике. В связи с этим теоретическое и экспериментальное исследование этих явлений является принципиально важным.

Степень разработанности темы. Спинволновые возбуждения и спинзависимые электронотранспортные явления в наноразмерных магнитных металл-диэлектрических гетероструктурах в настоящее время являются объектом интенсивных исследований. Несмотря на открытие новых явлений, многие процессы, происходящие в этих структурах, остаются непонятыми. Отсутствуют математические модели и методы, адекватно описывающие процессы со спиновыми взаимодействиями на наноразмерном масштабе, не изучена спинволновая динамика и релаксация магнитных нанообъектов, не в полной мере исследован электронный транспорт, спиновая поляризация носителей тока и магнитосопротивление. Все вышесказанное свидетельствует о большой актуальности темы исследования.

Исходя из вышеизложенного, **целью работы является:** разработать математические модели и методы, описывающие спинволновые возбуждения в наноразмерных структурах и в структурах, содержащих наноразмерные включения, исследовать спинволновые возбуждения и электронный транспорт в гранулированных структурах с ферромагнитными наночастицами в изолирующей матрице, изучить явления спинового транспорта, спиновой инжекции и магнитосопротивления в гранулированных структурах с ферромагнитными металлическими наночастицами и в гетероструктурах гранулированная пленка / полупроводник.

Новизна работы заключается в том, что в ней впервые:

- Построены диаграммные разложения для квантовых систем с внутренней Ли-групповой динамикой. Диаграммная техника основана на разложении производящего функционала для температурных функций Грина, определяемого через дифференциальные функциональные уравнения. Преимуществом развитой диаграммной техники является возможность нахождения эффективных кластерных аппроксимаций для моделей с сильными локальными взаимодействиями. Диаграммная техника обобщена на квантовые модели на топологически нетривиальных многообразиях и дает возможность применить комологические методы и методы вторичного дифференциального исчисления.

- В диссертации произведено обобщение уравнений Ландау-Лифшица на основе вышеразвитой диаграммной техники, которое применимо к магнитным нанообъектам. В рамках модели Гейзенберга с магнитным дипольным и обменным взаимодействиями определена спинволновая релаксация, обусловленная собственными процессами.

- Для объяснения аномальной релаксации в магнитных нанокompозитных структурах

предложена спин-поляризационная модель, заключающаяся в том, что спин ферромагнитных наночастиц взаимодействует со спинами неспаренных электронов, локализованных на дефектах аморфной матрицы.

- В рамках модели Гейзенберга с магнитным дипольным и обменным взаимодействиями между спинами развита теория длинноволновых спиновых волн и найдены дисперсионные кривые спиновых волн в зависимости от параметров порядка в неупорядоченных магнитных системах.

- Исследование спиновых возбуждений в магнитных нанокompозитах привело к разработке метода спинволновой спектроскопии, с помощью которого получена информация о магнитных и проводящих свойствах исследуемых структур из дисперсионных характеристик спиновых волн.

- Для объяснения особенностей электронного транспорта в гранулированных структурах с наноразмерными металлическими наночастицами в изолирующей аморфной матрице предложена модель кластерных электронных состояний (КЭС). КЭС формируются при определенной прозрачности туннельных барьеров между наночастицами из волновых функций s -, p -электронов оболочек атомов металлических частиц, когда волновые функции электронов, находящиеся на уровне Ферми, расплываются и локализуются на группе (кластере) частиц. Образование КЭС позволяет объяснить наблюдаемые экспериментальные явления: пики проводимости на температурной зависимости тока при понижении температуры в сильных электрических полях, переходы из изолирующего состояния в проводящее при действии электрического поля, обратные переходы при снятии поля, гистерезис вольт-амперных характеристик и релаксацию проводимости.

- Исследованы изменения диэлектрической проницаемости в гранулированных структурах с металлическими наночастицами, обусловленные изменениями размера КЭС, происходящие под действием электрического поля и температуры.

- Обнаружен эффект гигантского магнитосопротивления в гетероструктурах $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$, где $\text{SiO}_2(\text{Co})$ является гранулированной пленкой SiO_2 с наночастицами Co . Эффект магнитосопротивления наблюдается как до, так и при развитии лавинного процесса в полупроводнике. Для гетероструктур $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ с 71 at.% Co при лавинном процессе величина магнитосопротивления достигает 1000 (10^5 %) при комнатной температуре.

- Предложена модель эффекта гигантского магнитосопротивления в гетероструктурах гранулированная пленка / полупроводник, основанная на образовании спин-зависимого потенциального барьера в полупроводнике вблизи интерфейса и положительной обратной

связи, формируемой дырками. Действие спин-зависимого потенциального барьера усиливается рассеянием электронов назад на обменно-расщепленных уровнях квантовой ямы, образованной в интерфейсной области полупроводника, и накоплением заряда в яме.

Достоверность результатов обусловлена применением современных методов расчета, сравнением с результатами, полученными другими методами и сопоставлением с экспериментами.

Научная и практическая ценность работы

- Развитая диаграммная техника позволяет находить эффективные кластерные аппроксимации для моделей с сильными локальными взаимодействиями.

- Полученные теоретические результаты по распространению и релаксации спиновых волн в наноразмерных ферромагнитных пленках дают возможность разработать спинволновые приборы наноразмерного масштаба (фильтры, линии задержки) СВЧ диапазона с низкими уровнями потерь.

- Развита метод спинволновой спектроскопии, с помощью которого получена информация о магнитных и проводящих свойствах исследуемых магнитных наноконструктивных структур из дисперсионных характеристик спиновых волн.

- На основе проведенных исследований диэлектрических и магнитных потерь в гранулированных структурах с ферромагнитными наночастицами разработаны многослойные тонкие широкополосные поглощающие покрытия электромагнитных волн СВЧ диапазона, которые обладают преимуществами перед покрытиями, основанными на ферритах - по толщине, весу и частотной широкополосности поглощения. Радиопоглощающие покрытия защищены патентами.

- Эффект гигантского магнитосопротивления, наблюдаемый в гетероструктурах полупроводник / гранулированная пленка с ферромагнитными металлическими наночастицами, дает возможность создания высокочувствительных магнитных сенсоров.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Диаграммная техника для квантовых систем с внутренней Ли-групповой динамикой. Преимуществом развитой диаграммной техники является возможность нахождения эффективных кластерных аппроксимаций для моделей с сильными локальными взаимодействиями и обобщение на квантовые модели на топологически нетривиальных многообразиях.

2. Диаграммное разложение для спиновой системы, описываемой моделью Гейзенберга с обменным и магнитным дипольным взаимодействиями и применимой к магнитным нанообъектам, в рамках которого получены обобщенные уравнения Ландау-Лифшица и определена спинволновая релаксация, обусловленная собственными процессами. Установлено, что магнитное дипольное взаимодействие дает главный вклад в релаксацию длинноволновых спиновых волн и однородной прецессии в ферромагнитном образце по сравнению с обменным взаимодействием. Обнаружено, что в ферромагнитных пленках наноразмерной толщины при толщине пленки меньшей определенного значения запрещен процесс слияния спинволновых мод и должны наблюдаться слабозатухающие спиновые волны.
3. Теоретическая модель спиновых возбуждений в гранулированных структурах с ферромагнитными наночастицами в диэлектрической матрице. В рамках развитой модели найден механизм спин-поляризационной релаксации, благодаря которому гранулированные структуры обладают аномально большим коэффициентом затухания спиновых возбуждений и большой шириной линии ФМР. Экспериментально подтверждено уменьшение коэффициента затухания спиновых возбуждений с ростом концентрации магнитных гранул в гранулированных структурах и полученные зависимости объяснены механизмом спин-поляризационной релаксации.
4. Теоретическая модель длинноволновых спиновых волн в гранулированных структурах с ферромагнитными наночастицами. Найдено, что спиновая разупорядоченность ферромагнитных наночастиц приводит к существенному изменению дисперсионных кривых спиновых волн и к появлению дополнительных ветвей.
5. Метод спинволновой спектроскопии и экспериментальные результаты определения магнитных и электрических характеристик магнитных наноструктур из дисперсионных зависимостей и групповых скоростей спиновых волн.
6. Теоретическая модель кластерных электронных состояний (КЭС) в гранулированных структурах с металлическими наночастицами. КЭС образуются при достаточно большой прозрачности туннельных барьеров между наночастицами и формируются из волновых функций s -, p -электронов оболочек атомов металлических частиц, когда волновые функции электронов, находящихся на уровне Ферми, расплываются и локализуются на группе (кластере) частиц. Формирование КЭС влияет на электронный транспорт в гранулированных структурах. С помощью модели КЭС объяснены полученные экспериментальные факты: пики проводимости на температурной зависимости тока при понижении температуры в сильных электрических полях, переходы из изолирующего состояния в проводящее при действии электрического поля, обратные переходы при снятии поля и релаксация проводимости.

7. Эффекты, проистекающие от процессов неупругого резонансного туннелирования через цепочку локализованных состояний в аморфном слое между КЭС в гранулированных структурах с металлическими наночастицами, находящимися ниже порога перколяции. Из температурных зависимостей проводимости определены числа локализованных состояний в матрице, через которые происходит процесс туннелирования между КЭС.

8. Теоретическая модель диэлектрической проницаемости гранулированных структур, обусловленная образованием КЭС. Экспериментальное подтверждение изменений диэлектрической проницаемости, вызванные изменением размеров КЭС, под действием электрического поля, температуры и отжига.

9. Теоретическая модель спин-ориентированного электронного транспорта в гранулированных структурах с ферромагнитными металлическими наночастицами, который происходит посредством неупругого резонансного туннелирования через цепочку слаборасщепленных локализованных состояний в матрице. Экспериментальное подтверждение следствий модели, проявляющихся в максимуме магнитосопротивления при определенной концентрации наночастиц и в отсутствии насыщения магнитосопротивления в сильных магнитных полях.

10. Эффект гигантского магнитосопротивления в гетероструктурах $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$, где $\text{SiO}_2(\text{Co})$ является гранулированной пленкой SiO_2 с наночастицами Co . Эффект магнитосопротивления наблюдается как до, так и при развитии лавинного процесса в полупроводнике. Для гетероструктур $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ с 71 at.% Co при лавинном процессе величина магнитосопротивления достигает 1000 (10^5 %) при комнатной температуре.

11. Теоретическая модель эффекта гигантского магнитосопротивления в гетероструктурах гранулированная пленка / полупроводник, основанная на образовании спин-зависимого потенциального барьера в полупроводнике вблизи интерфейса и положительной обратной связи, формируемой дырками. Действие спин-зависимого потенциального барьера усиливается рассеянием электронов назад на обменно-расщепленных уровнях квантовой ямы, образованной в интерфейсной области полупроводника, и накоплением заряда в яме.

Личный вклад автора. Все теоретические результаты, представленные в работе, получены лично автором. Экспериментальные исследования и подготовка публикаций получены либо лично автором, либо при непосредственной работе с соавторами.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы докладывались на Международном семинаре по спиновым волнам (С.-Петербург, 2000, 2007, 2009, 2011, 2013), на Международном школе-семинаре "Новые магнитные материалы микроэлектроники" (Москва, 2000, 2002, 2004, 2006, 2009), IWFAC (С.-Петербург, 1999, 2001, 2003, 2005),

на Международной конференции "Аморфные и микрокристаллические полупроводники"(С.-Петербург, 2000), на Международном семинаре по проблемам магнетизма в магнитных пленках, малых частицах и наноструктурных объектах, (Астрахань, 2003), Internationales Wissenschaftliches Kolloquium (Illmenau, Germany, 2003), International Conference "Functional Materials", ICFM (Crimea, Ukraine, 2003, 2005, 2007, 2011), на XIV Международной конференции по электростатическим ускорителям и пучковым технологиям (Обнинск, 2001), на 1 Всероссийской конференции по наноматериалам НАНО-2004 (Москва), Nanomeeting-2005 (Minsk, Belarus, 2005), на Первой международной конференции "Наноструктурные Материалы - 2008: Беларусь - Россия - Украина (НАНО-2008)", Moscow International Symposium of Magnetism (MISM, Moscow, 2005, 2008), International Conference on NanoBio Technologies (Saint-Petersburg, 2008), на XIII Международном Симпозиуме "Нанофизика и нанoeлектроника"(Нижний Новгород, 2009), IV Euro-Asian Symposium "Trends in Magnetism: Nanospintronics EASTMAG 2010"(Russia, Ekaterinburg, 2010), на 8th Advanced Research Workshop "Fundamentals of Electronic Nanosystems" NANOПИТЕР-2012 (С.-Петербург, 2012), на XXII Международной конференции "Новое в магнетизме и магнитных материалах"(Астрахань, 2012), на Joint European Magnetic Symposia JEMS-2012 (Italy, Parma, 2012), на 21th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology", (Санкт-Петербург, 2013).

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 145 печатных работах, из них 48 статей в периодических изданиях, 2 монографии, 88 статей в сборниках трудов конференций и 7 патентов на изобретения и полезную модель.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения, где представлены основные результаты работы. Общий объем диссертации составляет 381 страницу, включая 147 рисунков и 1 таблицу. Список цитированной литературы содержит 368 наименований.

Первая глава посвящена литературному обзору. Во второй главе рассмотрена диаграммная техника квантовых систем с произвольной внутренней Ли-групповой динамикой. Данная глава имеет вспомогательный характер, развитая диаграммная техника используется в последующих главах. В третьей главе получены основные уравнения, описывающие динамику спиновых систем, и найдена спиновая релаксация, определяемая собственными процессами. Спинволновые возбуждения в структурах с ферромагнитными наночастицами рассмотрены в четвертой главе. Глава включает разделы, в которых описаны спинволновые возбуждения ферромагнитных наночастиц и спин-поляризационный механизм релаксации, длинноволновые возбуждения в структурах со случайной спиновой ориентацией и спинволновая спектроскопия. Пятая глава посвящена электронному транспорту в гранулированных структурах с металлическими наночастицами, теоретической модели кластерных электронных состояний и экспериментальной проверке модели. В

этой же главе рассмотрены диэлектрические свойства гранулированных структур с металлическими наночастицами, поглощение электромагнитного излучения гранулированными структурами и радиопоглощающие покрытия. В шестой главе исследуется магнитосопротивление гранулированных пленок с ферромагнитными металлическими наночастицами и магнитосопротивление гетероструктур гранулированная пленка / полупроводник как до, так и при развитии лавинного процесса. Рассмотрен эффект гигантского инжекционного магнитосопротивления в гетероструктурах $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ и представлена теоретическая модель, объясняющая этот эффект.

Глава 1

Литературный обзор

1.1 Литературный обзор главы 2. Диаграммная техника квантовых систем с произвольной внутренней Ли-групповой динамикой

Исследование квантовых систем, состоящих из ферромагнитных наночастиц, и электронных систем, в которых значительное влияние на свойства оказывает взаимодействие спинов, в настоящее время представляет значительный интерес, в частности, для спинтроники. Для изучения этих систем необходимо использовать математические модели и методы, которые бы адекватно описывали процессы со спиновыми взаимодействиями и процессы, происходящие на наноразмерном масштабе. В наносистемах эти процессы могут характеризоваться сильными локальными взаимодействиями во внутренней области нанообъектов и корреляционными эффектами между разными фазами и подструктурами [1, 2]. Одним из эффективных теоретических методов, применяемых для исследования сильно взаимодействующих систем, является диаграммная техника, основанная на разложении функций Грина. Диаграммное разложение является мощным методом для получения разнообразной информации о системах взаимодействующих частиц в квантовой теории поля и в статистической физике. Используя диаграммную технику, можно найти спектры квазичастичных возбуждений, вычислить вероятности переходов, определить температурные зависимости термодинамических потенциалов, найти параметры релаксации возбуждений.

Построению диаграммной техники для квантовых систем, основанной на разложении производящего функционала для температурных функций Грина, определяемого через дифференциальные функциональные уравнения, посвящена глава 2. На уровне частиц квантовые системы описываются операторами, которые принадлежат некоторой алгебре или супералгебре Ли. Операторы являются генераторами непрерывных преобразований

соответствующих групп Ли, которые определяют внутреннюю динамику квантовой системы. Для Бозе и Ферми систем внутренняя динамика проста и дается, соответственно, группой и супергруппой Гейзенберга-Вейля. Соответствующие алгебры Ли (алгебра и супералгебра Гейзенберга) образованы операторами рождения и уничтожения. Диаграммное разложение определяется широко известными диаграммами Фейнмана [3, 4].

Модели антиферромагнетизма и сверхпроводимости, модели Гейзенберга и Хаббарда являются примерами систем с более сложной внутренней динамикой [5–15]. В модели Гейзенберга внутренняя динамика спиновой системы описывается группой Ли $Spin(3)$. Соответствующая ей алгебра Ли $so(3)$ натянута на спиновые операторы. В [7–9] для построения диаграммной техники была применена теорема Вика для спиновых операторов. В случае модели Хаббарда внутренняя динамика определяется супергруппой с супералгеброй Ли $gl(2, 2)$ (или, опуская центр алгебры, супералгеброй Ли $sl(2, 2)$) [10, 11]. Диаграммное разложение строится посредством двухступенчатой процедуры, основанной на теореме Вика [12–15]. Модель, описывающая системы с антиферромагнетизмом и сверхпроводимостью, представленная в [6], имеет динамическую группу $SO(5)$.

В настоящее время прослеживается тенденция исследования моделей с более сложной внутренней Ли-групповой динамикой. Переход от уровня частиц сильно взаимодействующих систем к кластерному уровню (квантовое кластерное приближение [16, 17]) приводит к необходимости рассмотрения более сложных групп Ли. Кластерное приближение дает возможность описать внутреннюю динамику кластера и определить локальные корреляции с большей точностью. При этом для сильнокоррелированных систем мы можем использовать несколько операторных языков с различными алгебрами Ли [18]. Установление изоморфизма между разными описаниями позволяет найти скрытые симметрии, которые не видны в одном представлении, но становятся явными в другом.

Из вышеизложенного можно заключить, что для изучения наносистем и сильнокоррелированных систем необходимо обобщение диаграммной техники. Обобщенное диаграммное разложение должно удовлетворять следующим условиям. (1) Оно должно описывать модели с произвольной внутренней Ли-групповой динамикой. (2) Диаграммная техника должна учитывать топологию квантовых систем. Для достижения этих целей мы перейдем от операторов квантовой системы к дифференциальным операторам над некоторой коммутативной алгеброй регулярных функционалов. Учитывая получившееся дифференциальное представление, будет построена новая диаграммная техника, основанная на разложении производящего функционала для температурных функций Грина [19, 20]. Производящий функционал задается дифференциальными функциональными уравнениями. Эти уравнения получены в разделе 2.2 из эволюционных операторных уравнений путем замены операторов алгебры Ли дифференциальными операторами над коммутативной алгеброй функционалов. Решения дифференциальных функциональных уравнений найдены в форме рядов (или в форме диаграммного разложения) в разделе 2.3. Данный

метод построения диаграммных разложений является более общим, чем методы, использующие теорему Вика и разложение функциональных интегралов [7–9, 12–15]. Полученное диаграммное построение, основанное на дифференциальных функциональных уравнениях, дает возможность описать квантовые системы на топологически нетривиальных дифференцируемых многообразиях и исследовать дифференциальные функциональные уравнения с помощью когомологий и методами вторичного дифференциального исчисления [21–24]. Для реализации этой возможности в разделе 2.4 мы обобщим дифференциальные функциональные уравнения и диаграммные разложения на случай функционалов, определенных на пучке колец функций на топологически нетривиальных многообразиях. При этом когомологические методы приобретают важность при исследовании уравнений. Во-первых, решения дифференциальных функциональных уравнений существуют только в том случае, если когомологии Спенсера тривиальны. Это условие накладывает ограничения на форму взаимодействий между частицами. Сингулярности многозначных решений определяются ациклическостью δ -комплекса Спенсера. Во-вторых, в общем случае когомологии де Рама топологически нетривиального многообразия нетривиальны. Нетривиальность де Рамовских когомологий приводит к существованию дополнительных квантовых возбуждений.

Преимуществом развитой диаграммной техники является возможность нахождения эффективных кластерных аппроксимаций для моделей с сильными локальными взаимодействиями. Это может быть реализовано путем перехода в гамильтониане от одночастичных операторов к композиционным операторам, описывающим кластер частиц. Композиционные операторы принадлежат универсальной обертывающей алгебре, базис которой построен из одночастичных операторов. Замена операторов приводит к замене алгебр Ли. Первичная алгебра Ли $\mathcal{L}^{(0)}$, описывающая внутреннюю динамику квантовой системы, замещается алгеброй Ли $\mathcal{L}^{(1)}$, которая включает $\mathcal{L}^{(0)}$ в качестве подалгебры: $\mathcal{L}^{(0)} \subset \mathcal{L}^{(1)}$.

В разделе 2.5 будет рассмотрено приближение самосогласованного поля и определена матрица эффективных функций Грина и взаимодействий (\mathcal{P} -матрица) посредством суммирования рядов, состоящих из затравочных взаимодействий и затравочных функций Грина. Квазичастичные возбуждения квантовой системы определяются полюсами \mathcal{P} -матрицы.

Некоторые частные случаи диаграммных разложений для моделей с различной внутренней Ли-групповой динамикой рассмотрены в разделах 2.6 - 2.7. Для случая алгебры (супералгебры), составленной из операторов рождения-уничтожения, диаграммные разложения сводятся к диаграммам Феймана для Бозе (Ферми) квантовых систем (раздел 2.6). В разделе 2.7 рассмотрена диаграммная техника и возбуждения для спиновой системы с одноосной анизотропией. Внутренняя динамика этой модели сложнее внутренней спиновой динамики модели Гейзенберга и описывается алгеброй Ли $gl(3)$ (или, опуская центр алгебры, алгеброй Ли $sl(3)$).

1.2 Литературный обзор главы 3. Спинволновые возбуждения в ферромагнитных пленках

В главе 3 детально рассмотрена диаграммная техника для модели Гейзенберга спиновой системы с внутренней динамической группой Ли $Spin(3)$ [36] (раздел 3.1) и спинволновые возбуждения в ферромагнитных пленках (разделы 3.2 - 3.4). В данной модели Гейзенберга учитываются обменное взаимодействие и магнитное дипольное взаимодействие (MDI) между спинами. Найдены самосогласованное поле, спиновые возбуждения и релаксация спинволновых мод, обусловленная собственными релаксационными процессами. Этот тип релаксации наблюдается в чистых ферромагнетиках – железо-иттриевом гранате $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG) [42, 43, 54–56], литиевой феррошпинели $Li_{0.5}Fe_{2.5}O_4$ [57], $CdCr_2Se_4$ и EuO [42, 58, 59]. При низких температурах релаксация определяется MDI и происходит через слияние двух магнонов и через распад магнона на два [42, 43, 56, 60–62]. В [56, 60–62] затухание спиновых волн вычислено для бесконечных и полубесконечных (ограниченных с одной стороны) ферромагнетиков. Но фундаментальная проблема магнитной релаксации в модели Гейзенберга с обменным и магнитным дипольным взаимодействиями для образцов конечного размера до сих пор не решена. Причина этого кроется в дальнедействующем характере MDI. Благодаря дальнедействующему характеру, относительно слабое MDI трансформирует спинволновой спектр в спектр дискретных мод. Спинволновая релаксация и спинволновая динамика становятся зависящими от размера и формы образца. Из-за этого модель Гейзенберга с обменным и магнитным дипольным взаимодействиями для ограниченных образцов существенно отличается от модели Гейзенберга только с обменным взаимодействием. Для модели Гейзенберга с обменным и магнитным дипольным взаимодействиями нахождение полюсов \mathcal{P} -матрицы эквивалентно совместному решению обобщенных уравнений Ландау-Лифшица и уравнения для магнитостатического потенциала. Обобщенные уравнения Ландау-Лифшица имеют псевдодифференциальную форму. Собственные значения уравнения для магнитостатического потенциала определяют спинволновой спектр. Будет рассмотрен случай нормально намагниченной пленки и вычислена \mathcal{P} -матрица в низкотемпературном приближении.

Рассеяние на термически возбужденных спинволновых модах, которые взаимодействуют друг с другом посредством MDI, дают главный вклад в релаксацию длинноволновых спиновых волн в толстых ферромагнитных пленках (раздел 3.5). Мы вычислим этот вклад, который определяется диаграммами в однокольцевом приближении, соответствующий слиянию двух спинволновых мод. Обменное взаимодействие дает нетривиальный вклад в затухание только в двухкольцевом приближении и этот вклад является малым по сравнению с вкладом MDI. Найдено, что затухание уменьшается с увеличением толщины пленки и величины магнитного поля и растет пропорционально с увеличением температу-

ры. Затухание высших мод имеет большую величину по сравнению с затуханием первой спинволновой моды. Развитая теория предсказывает пики релаксации. С увеличением толщины пленки эти пики сглаживаются.

В противоположность тонким ферромагнитным пленкам в тонких, наноразмерных пленках существуют длинноволновые спиновые возбуждения с малым затуханием (раздел 3.6). В тонких пленках энергия этих длинноволновых возбуждений меньше энергетического интервала между модами, в силу чего трехмагنونные процессы запрещены и четырехмагنونные процессы являются доминирующими. Как результат этого, обменное взаимодействие вносит главный вклад в затухание. Найдено, что коэффициент затухания спиновых волн, распространяющихся в магнитном монослое, квадратично зависит от температуры и имеет незначительную величину при малых волновых векторах.

Наноразмерные магнитные пленки представляют значительный интерес благодаря их перспективным применениям в спинволновых приборах. В настоящее время наиболее важные приборы на спиновых волнах – фильтры СВЧ диапазона, линии задержки, шумоподавители, оптические процессоры реализованы на основе магнитных пленок микронной толщины [67–69]. Нанометровые пленки дают нам возможность конструировать спинволновые приборы малых размеров и приборы, обладающие новыми функциональными свойствами. В [70] описаны полоснопропускающие спинволновые фильтры, работающие в диапазоне 5 – 7 GHz. Фильтры созданы на базе пленок YIG субмикронной толщины, которые получены лазерным распылением на подложки $Gd_3Ga_5O_{12}$ (Рис. 1.1).

Недавно были предложены новые применения спиновых волн – спинволновые логические элементы [71, 72], спинволновые фильтры, использующие модулированные по ширине волноводы [73], и преобразователи электрических сигналов на основе спинового эффекта Холла и конверсии спиновых волн, распространяющихся в гранатовой пленке $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG) [74]. Спинволновые логические элементы реализованы на базе интерферометра Маха-Цандера (Рис. 1.2) [73, 75, 76] и могут быть также созданы на основе магнетонных кристаллов [72]. Используя нанометровые магнитные пленки, мы можем конструировать массивы логических элементов малых размеров.

В разделе 3.7 приведены конструкции приборов на основе наноразмерных магнитных пленок. Малое затухание спиновых волн позволяет создавать перестраиваемые высокочастотные спинволновые фильтры СВЧ диапазона. Возбуждение спинволновых резонансов в магнитной пленке, расположенной под затвором полевого транзистора (FET-структура) дает возможность конструировать приборы, обладающие функцией фильтрации и усиления в Гигагерцевом и Терагерцевом диапазонах. Результаты, полученные в главе 3, будут применены в последующих главах.

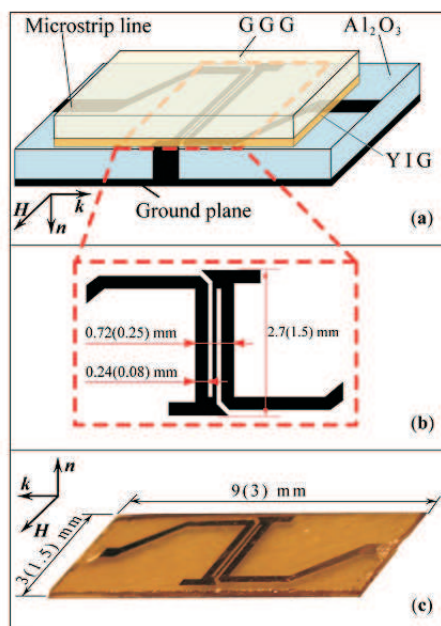


Рис. 1.1: (a) Схематическая структура фильтра на поверхностных спиновых волнах, (b) антенная структура, (c) фотография пленки YIG толщиной 220 nm с антенной структурой [70].

1.3 Литературный обзор главы 4. Спинволновые возбуждения в структурах с ферромагнитными наночастицами

1.3.1 Спинволновые возбуждения ферромагнитных наночастиц и спин-поляризационный механизм релаксации

В 4 главе будут рассмотрены спинволновые возбуждения в структурах с ферромагнитными наночастицами. В разделе 4.2 будут рассмотрены спинволновые возбуждения ферромагнитных наночастиц и спин-поляризационный механизм релаксации в гранулированных структурах, содержащих металлические ферромагнитные наночастицы (гранулы) в изолирующей аморфной матрице [121]. Будут получены уравнения, описывающие спинволновые возбуждения одиночной гранулы. При этом необходимо отметить, что гранулированные структуры обладают аномально большой шириной линий ΔH ФМР и фундаментальный вопрос магнитной релаксации в гранулированных структурах в полной мере не решен.

Первыми работами, в которых отмечалось значительное уширение ΔH ФМР в гранулированных структурах по сравнению с объемными монокристаллическими образцами, были работы D.M.S. Bagguley [122, 123]. Коллоидные структуры, содержащие частицы Fe,

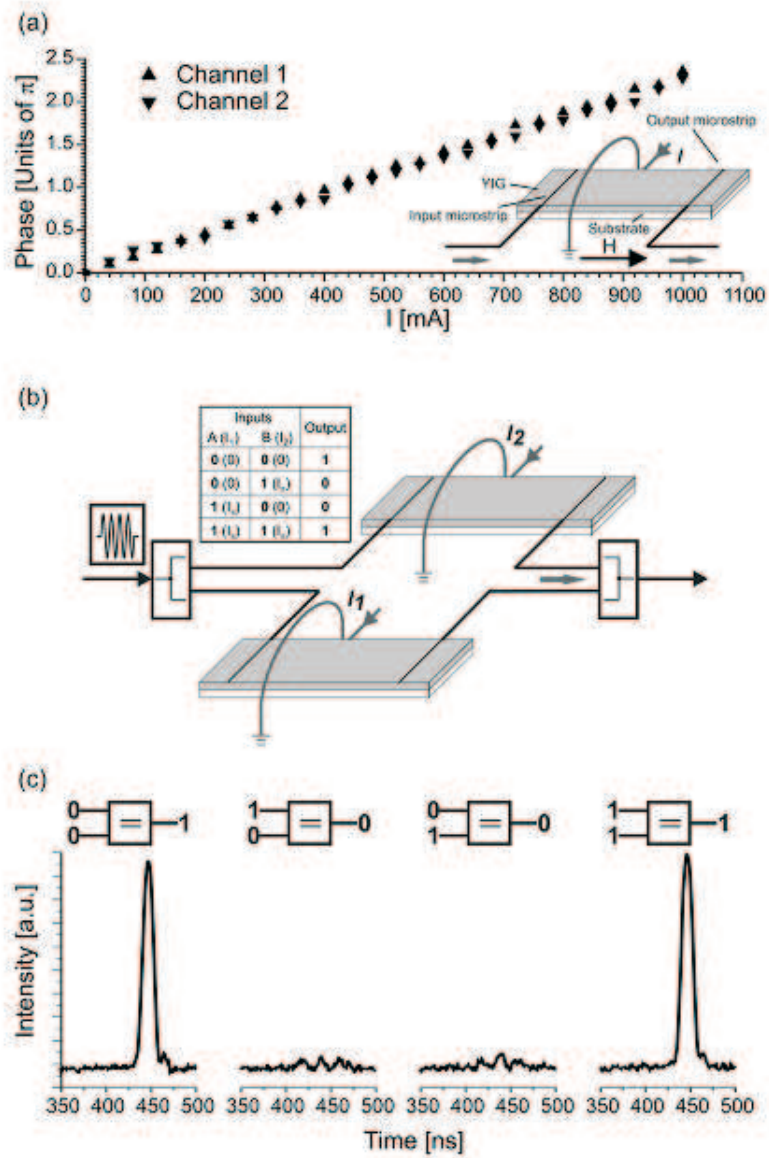


Рис. 1.2: XNOR логический элемент на основе спинволнового интерферометра Маха-Цандера [75].

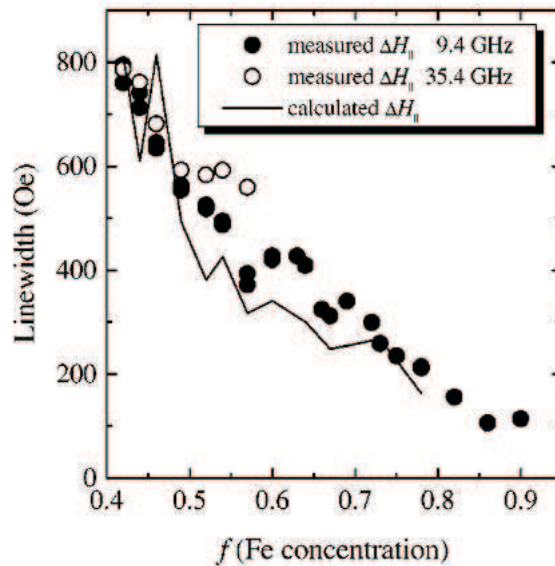


Рис. 1.3: Ширина кривой ФМР гранулированной пленки SiO_2 с наночастицами Fe как функция концентрации железа при 9.4 GHz и 35.4 GHz [92].

Со или Ni в парафине изучались методом ФМР на длинах волн 3.14 см и 1.20 см, соответственно, в магнитных полях 3 кОе и 8 кОе. Размер частиц составлял 5 – 10 нм. Ширины линий ΔH ФМР практически не зависели от температуры и частоты и при разных способах приготовления ферромагнитного порошка составляли: 500 Ое (Ni), 450 – 3000 Ое (Co), 350 – 1100 Ое (Fe). После учета анизотропии, случайной ориентированности ансамбля частиц, спин-спиновой релаксации оставалась достаточно большая добавка в ΔH , которая не могла быть объяснена. Сравнительный анализ с монокристаллическими образцами показывает, что в монокристаллах ширины линий ФМР для тех же частот имеют значительно меньшие значения: 110 Ое (Co) и 32 Ое (Fe) [124].

Исследования ФМР гранулированных пленок также демонстрируют резкое увеличение ΔH с уменьшением концентрации ферромагнитных наночастиц (Рис. 1.3) [91, 92, 94, 125]. Для структур Fe-SiO₂ с концентрацией Fe равной 0.4 величина $\Delta H \propto 800$ Ое на частотах 9.4 GHz и 35.4 GHz [92]. В то же время, ширина линии ФМР в напыленных пленках чистого Fe (100) с теми же толщинами (16 – 24 нм) на частоте 9.5 GHz составляет приблизительно 20 Ое [126]. Увеличение ΔH в [92] объяснялось анизотропией формы – с уменьшением концентрации гранулы приобретают более вытянутую эллипсоидальную форму.

Магнитная релаксация в гранулированных пленках исследовалась также методом спин-волновой спектроскопии на структурах $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG) / (изучаемая гранулированная пленка) при температурах 77 – 393 К на частотах 2.1 – 4.0 GHz [127–129]. По изменениям характеристик бегущей спиновой волны в пленке YIG определялся характер релаксации спиновых возбуждений гранулированных структур аморфного гидрогенизированного уг-

лерода а-С:Н с наночастицами кобальта и аморфного SiO_2 с наночастицами $\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2$. В структурах а-С:Н(Сo), имеющих малую разность Δ между уровнем Ферми металлической частицы и краем подвижности зоны проводимости матрицы по сравнению с kT , наблюдались большие величины магнитной релаксации и сильная зависимость от температуры. Для структур с матрицей SiO_2 с энергией $\Delta \gg kT$ коэффициент релаксации также имел большие значения, но практически не зависел от температуры.

Целью настоящего раздела является теоретическое рассмотрение спиновых возбуждений и релаксации в гранулированных структурах, содержащих металлические ферромагнитные наночастицы в изолирующей аморфной матрице. Исследование проведено в рамках $s - d$ -обменной модели в однокольцевом приближении по $s - d$ -обменному взаимодействию для диаграммного разложения спиновой функции Грина [121]. d -системой являются спины гранулы. В качестве s -системы рассматривается совокупность локализованных электронов аморфной матрицы. Найдено, что спектр спиновых возбуждений состоит из спинволновых возбуждений гранул и спин-поляризационных возбуждений. При спин-поляризационных возбуждениях изменение направления спина гранулы сопровождается переходом электрона между двумя подуровнями расщепленного локализованного состояния в матрице. Спин-поляризационная релаксация, т.е. релаксация спинов гранулы, осуществляемая через спин-поляризационные возбуждения, зависит от плотности локализованных состояний в полосе $2kT$ вблизи уровня Ферми. Оценки плотности состояний, полученные из температурных зависимостей проводимости гранулированных структур [130], показывают, что спин-поляризационная релаксация является весьма эффективной и ее вклад в затухание спинов гранулы может значительно превышать вклады спин-спиновой, спин-решеточной релаксации и релаксации, обусловленной взаимодействием спинов и электронов гранулы [42]. Спин-поляризационная релаксация позволяет объяснить значительные увеличения затухания, наблюдавшиеся в [91, 92, 122, 123, 127–129]. Процесс спин-поляризационной релаксации является разрешенным в широкой полосе частот. Оценки для структур с гранулами кобальта показывают, что ширина диапазона, где должна наблюдаться спин-поляризационная релаксация, покрывает сантиметровые, миллиметровые и субмиллиметровые диапазоны длин волн. Таким образом, на базе гранулированных структур возможно создание эффективных широкополосных радиопоглощающих покрытий.

1.3.2 Длинноволновые возбуждения в структурах со случайной спиновой ориентацией

В разделе 4.3 будут рассмотрены коллективные возбуждения ферромагнитных наночастиц в нанокompозитах и исследованы особенности длинноволновых возбуждений в структурах со случайной спиновой ориентацией. К классу систем со случайной спино-

вой ориентацией можно отнести: (1) нанокompозиты, состоящие из магнитных наночастиц в изолирующей матрице, (2) аморфные магнитные материалы и (3) поликристаллические ферриты. Благодаря разупорядоченной структуре аморфные магнитные материалы обладают необычными свойствами, такими как влияние флуктуаций обменного взаимодействия на магнитное состояние, появление ротонной ветви спиновых волн и гигантский ΔE -эффект [80–83]. Нанокompозиты, состоящие из ферромагнитных металлических наночастиц в изолирующей матрице, обнаруживают такие интересные свойства, как гигантское магнитосопротивление, обусловленное спин-зависимым туннелированием [84–90], существование дополнительных мод в спектре ферромагнитного резонанса (ФМР) в узкой области вблизи перколяционного перехода [91–93], резкое увеличение ширины линии ФМР с уменьшением концентрации наночастиц [91, 92, 94, 125], необычные магнитомягкие свойства, вызванные взаимодействием между ферромагнитными наночастицами [95, 96], и влияние межкластерного дипольного взаимодействия на магнитную релаксацию кластеров [97, 98]. Эффект инжекционного магнитосопротивления наблюдался на гетероструктурах, состоящей из пленки двуокиси кремния с наночастицами кобальта на подложке GaAs [99, 100, 161].

Для анализа вышеупомянутых свойств и эффектов необходимо получить информацию о магнитных свойствах неупорядоченных систем. Одним из эффективных средств, которое может быть применено для характеристики магнитных структур, является исследование изменений дисперсионных кривых и групповых скоростей, вызванных внутренней магнитной структурой образцов, на спиновые волны, распространяющиеся в этих образцах. Спиновые волны очень чувствительны к магнитному разупорядочению. Разупорядочение приводит к изменению дисперсионных кривых спиновых волн. Для исследования этих изменений можно использовать спиновые волны, генерируемые микрополосковыми антеннами [42, 68, 69], или термически возбужденные спиновые волны, наблюдаемые с помощью техники Бриллюэновского рассеяния [101–105]. Для интерпретации экспериментальных результатов необходимо развить теорию спиновых волн в неупорядоченных структурах и найти дисперсионные кривые спиновых волн в зависимости от параметров порядка.

С этой целью в рамках модели Гейзенберга с магнитным дипольным и обменным взаимодействиями между спинами, которая изложена в главе 3 и в [36, 109], в разделе 4.3 будут рассмотрены длинноволновые спиновые волны в неупорядоченных магнитных системах. Усредняя псевдодифференциальные уравнения Ландау-Лифшица, мы получим уравнения, описывающие длинноволновые спиновые волны. Влияние магнитного разупорядочения на дисперсионные соотношения спиновых волн будет рассмотрено на примере нормально намагниченной пленки и касательно намагниченной пленки в геометрии Даймона-Эшбаха (DE). Найдено, что в неупорядоченных магнитных системах появляются продольные спинволновые моды. Эти моды аналогичны плазмонным модам [112, 113]. В ферромагнитно упорядоченных структурах продольные моды вырождены и не наблюда-

ются. Будет рассмотрено экспериментальное подтверждение существования продольных спинволновых мод, проявляющееся в появлении второго пика в спектре ФМР. Эта двухпиковая структура спектра ФМР, наблюдаемая в магнитных нанокompозитах [114–117], может быть объяснена возбуждением обычных спиновых волн и продольных спинволновых мод.

1.3.3 Спинволновая спектроскопия

Одним из эффективных средств, которое может быть применено для характеристики магнитных свойств исследуемых структур, является их исследование с помощью спиновых волн. Метод, использующий возбужденные спиновые волны, распространяющиеся в исследуемой структуре, и позволяющий получать информацию о ее свойствах из дисперсионных характеристик спиновых волн, может быть назван методом спинволновой спектроскопии [111, 117, 127, 163]. Спиновые волны могут быть возбуждены в самом исследуемом объекте или в структуре исследуемый объект / магнитная пленка, где магнитной пленкой может быть пленка железоиттриевого граната $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG). В последнем случае переменное магнитное поле спиновой волны, распространяющейся в пленке YIG, взаимодействует с исследуемым объектом, что приводит к изменениям дисперсионной кривой, групповой скорости и затухания спиновой волны. Как правило, в методе спинволновой спектроскопии используются поверхностные спиновые волны. Возбуждение и прием спиновых волн в пленке YIG и в исследуемом объекте может быть осуществлено микрополосковыми антеннами. Изменение дисперсионных кривых определяется по изменениям амплитудно-частотных и фазо-частотных характеристик СВЧ тракта при разных частотах. Использование спиновых волн является особенно актуальным для характеристики магнитных наноструктур. Спиновые волны очень чувствительны к магнитному разупорядочению наночастиц и проводимости того объекта, вблизи или внутри которого они распространяются [117]. Спиновые волны являются возбуждениями, дисперсионные зависимости которых определяются двумя составляющими компонентами: (1) спиновой составляющей с обменным взаимодействием и (2) переменным магнитным полем, возбуждаемым спиновой волной. Переменное магнитное поле, окружающее спины, приводит к появлению электрического поля, взаимодействующего с электронами, и к генерации вихревых токов в проводящих структурах, расположенных в области распространения спиновых волн. Вихревые токи, в свою очередь, действуют на спиновые волны и изменяют их характеристики. Фактор проводимости, а также другие факторы (разупорядочивание спинов, неоднородность магнитных параметров) влияют на дисперсионные зависимости спиновой волны. Но для того, чтобы получить информацию о характеристиках изучаемого объекта из изменений спинволновых дисперсионных зависимостей, необходимо определить степень влияния различных факторов на спиновые волны и решить обратную задачу – определить

магнитные и электрические характеристики из дисперсионных кривых спиновых волн. С этой целью в разделах 4.4 - 4.6 будут рассмотрены дисперсионные зависимости спиновых возбуждений с учетом окружающих переменных электромагнитных полей, выявлены основные факторы, влияющие на дисперсионную кривую поверхностной спиновой волны (проводимость, неоднородность магнитных параметров) и дан алгоритм решения обратной задачи – определения магнитных и электрических характеристик магнитных наноструктур из дисперсионных кривых спиновых волн.

В разделе 4.7 рассмотрена схема измерений и применение метода спинволновой спектроскопии к структурам $(a\text{-C:H})_{100-x}\text{Cu}_x$ [163], SiO_2 с наночастицами Co, $\text{ZnO}(\text{Co})$ [117], BaTiO_3 с наночастицами Ni [118]. Рассмотрены температурные зависимости спин-поляризационной релаксации, полученные методом спинволновой спектроскопии на структурах аморфного гидрогенизированного углерода a-C:H с наночастицами Co и на структурах аморфного SiO_2 с гранулами $\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2$ [127–129]. Развита теоретическая модель применена к эксперименту на гетероструктурах, состоящих из пленки двуокиси кремния с наночастицами кобальта на подложке GaAs. Актуальность исследования этих гетероструктур заключается в том, что в них наблюдается эффект инжекционного магнитосопротивления [99, 100, 161]. Хотя дисперсионные зависимости спиновых волн, распространяющихся в пленке $\text{SiO}_2(\text{Co})$, получены с помощью техники бриллюэновского рассеяния, тем не менее методика, разработанная в рамках метода спинволновой спектроскопии, может быть применена для анализа дисперсионных зависимостей этих гетероструктур [111]. С ее помощью найдены величины проводимости обогащенного электронного слоя в GaAs и пленки $\text{SiO}_2(\text{Co})$, а также определены параметры разупорядоченности спинов около свободной поверхности пленки $\text{SiO}_2(\text{Co})$ и около интерфейса с GaAs.

1.4 Литературный обзор главы 5. Кластерные электронные состояния и электронный транспорт

1.4.1 Электронный транспорт в гранулированных структурах с металлическими наночастицами и кластерные электронные состояния

Электронный транспорт в гранулированных структурах с наноразмерными металлическими частицами (гранулами) в изолирующей матрице обладает рядом свойств, существенно отличающих эти структуры от объемных аморфных и кристаллических материалов. Свойства гранулированных структур обусловлены:

(1) Малыми размерами взаимно изолированных наночастиц. Малый размер металлических наночастиц приводит к эффектам макроскопического квантования заряда и явлению

кулоновской блокады [164–166].

(2) Туннелированием электронов между наночастицами. Процесс туннелирования электронов между частицами, который существенно зависит от наличия дефектов и примесей в диэлектрической матрице, определяет не только проводимость системы и разброс ее величины в широких пределах при изменении концентрации металлической фазы, но при определенных условиях и температурную зависимость проводимости. В случае, если энергетические уровни электронов на дефектах находятся вблизи уровня Ферми, то туннелирование приобретает характер резонансного туннелирования, зависящего от температуры [171, 172].

(3) Высокой проводимостью металлических наночастиц по сравнению с проводимостью матрицы. Большая разница в проводимости приводит к существованию области перколяционного порога и проявляется в смене характера проводимости при изменении концентрации металлической фазы. При увеличении концентрации металлических частиц прозрачность туннельных барьеров между ними повышается, что приводит к образованию проводящих кластеров [184]. При определенной концентрации частиц размер кластеров становится бесконечным и в области порога перколяции проводимость приобретает металлический характер.

(4) Если разность энергий между дном зоны проводимости матрицы и энергией Ферми металлических частиц сравнима со значением kT , то влияние на электронный транспорт в гранулированной структуре будут оказывать термически активированные носители в зоне проводимости.

Все вышеприведенные особенности приводят к тому, что зависимости проводимости в гранулированных структурах с наноразмерными металлическими частицами от электрического поля и температуры имеют значительно более сложный характер, чем в аморфных структурах, полупроводниках и металлах. Исследование зависимостей проводимости в сильных электрических полях, а также температурных зависимостей проводимости и диэлектрической проницаемости показало, что проводимость гранулированных структур с металлическими наночастицами не может быть описана классической перколяционной теорией. Для ее описания необходимо провести модификацию перколяционной модели и ввести кластерные электронные состояния [94, 169, 170]. Рассмотрим более подробно какое влияние оказывает концентрация металлической фазы, температура и электрическое поле на проводимость.

Зависимость от концентрации металлических частиц. Зависимость проводимости гранулированной структуры от концентрации металлических частиц определяется отношением проводимостей металла и матрицы. В первом приближении гранулированную структуру $\text{Mat}_{100-x}\text{Gr}_x$, где Mat – матрица и Gr – гранулы металла, можно рассматривать как перколяционную систему, которая в зависимости от проводимости кластеров гранул σ_{Gr} и матрицы σ_{Mat} может быть описана двумя предельными моделями. В пер-

вой модели рассматривается случай $\sigma_{Mat} = 0$ (ant limit), во второй – $\sigma_{Gr} = \infty$ (termite limit) [184, 204, 205]. Для перколяционных систем ant limit и termite limit характерны существование определенного значения перколяционного порога x_{perc} и скейлинговая зависимость общей проводимости от концентрации металлической фазы x , $\sigma \propto (x - x_{perc})^\mu$ [184]. Если отношение проводимостей σ_{Gr}/σ_{Mat} отлично от бесконечного значения и нуля, то не существует точной величины перколяционного порога. Он размывается, и можно говорить лишь об области порога протекания [204, 205]. Область порога протекания можно определить по изменению характера температурных зависимостей проводимости – переходу от неметаллического к металлическому типу.

Температурные зависимости проводимости. Вопрос о формировании температурных зависимостей проводимости в гранулированных структурах является более сложным. Вдали от перколяционного порога, при малых концентрациях металлической фазы в области низких температур проводимость σ трехмерной гранулированной структуры имеет прыжковый тип проводимости и в хорошем приближении описывается законом Мотта [174, 178, 184]

$$\ln \sigma \propto -T^{-\alpha}, \quad (1)$$

где $\alpha = 1/4$. При переходе от трехмерных систем к двумерным системам коэффициент α в законе Мотта увеличивается – с уменьшением толщины пленки зависимость прыжковой проводимости модифицируется к закону (1) с $\alpha = 1/3$ [184–186]. Закон Мотта (1) описывает прыжковый механизм проводимости по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми с переменной длиной прыжка. Экспериментальное подтверждение описания температурных зависимостей проводимости законом Мотта было проверено на гранулированных структурах Al_2O_3 с металлическими гранулами сплава $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ в области температур (77 - 180 K) [175], на структурах Al_2O_3 с гранулами Fe [176] и на структурах LiNbO_3 с гранулами кобальта в температурном диапазоне (80 - 190 K) [177].

Дальнейшее повышение температуры сопровождается сменой механизма проводимости – происходит переход от закона Мотта к закону (1) с $\alpha = 1/2$ [175, 177, 199]. Температурная зависимость проводимости $\ln \sigma \propto -T^{-1/2}$ наблюдалась не только на структурах $\text{Al}_2\text{O}_3(\text{Fe})$, $\text{LiNbO}_3(\text{Co})$, $\text{Al}_2\text{O}_3(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})$ при $T > 190$ K, но и на композитных пленках SiO_2 с наночастицами Cu [166, 181] и на гранулированных структурах $\text{SiO}_2(\text{Ni})$ (Рис. 1.4) [198]. Для объяснения соотношения (1) с $\alpha = 1/2$ привлекались различные модели. В частности, закон $1/2$ можно трактовать как проявление кулоновской щели в плотности $g(E)$ состояний электронов на гранулах, когда вблизи энергии Ферми E_F плотность состояний обращается в нуль по закону $g(E) \propto (E - E_F)^2$. Кулоновская щель образуется в неупорядоченных системах как результат кулоновского взаимодействия между гранулами [179, 180]. При этом существенно наличие достаточно большого случайного потенциала, обеспечива-

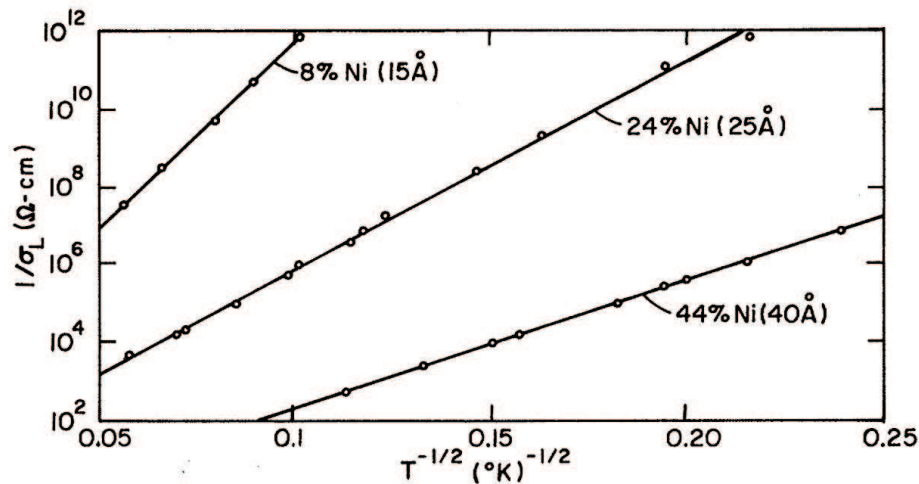


Рис. 1.4: Удельное сопротивление $1/\sigma_L$, измеренное в малых электрических полях, как функция $T^{-1/2}$ для трех пленок $\text{SiO}_2(\text{Ni})$ с разным содержанием Ni [198].

ющего перезарядку изначально нейтральных гранул в основном состоянии системы [181]. Щель образуется, когда величина случайного потенциала становится сравнимой с зарядовой энергией частиц. Однако, щелевая модель реализуется только при низких температурах. В [182] показано, что закон $1/2$ может являться следствием разброса гранул по размерам.

С увеличением концентрации гранул происходит смена температурной зависимости проводимости от закона Мотта (1) к степенному закону. В гранулированных структурах, имеющих достаточно большую концентрацию металлической фазы и находящихся ниже перколяционного порога, температурная зависимость проводимости с хорошим приближением описывается степенным законом $\sigma \propto T^\gamma$ [87, 130]. Степенной закон наблюдался в температурном диапазоне (170 - 300 К) на гранулированных пленках гидрогенизированного углерода с наночастицами кобальта, $\alpha\text{-C:H}(\text{Co})$, и на пленках аморфной двуокиси кремния $\alpha\text{-SiO}_2$ с наночастицами сплава $\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2$. Для объяснения степенной зависимости привлечена теоретическая модель неупругого туннелирования через аморфные слои [171, 172]. Согласно ей, наблюдаемые экспериментальные температурные зависимости проводимости объясняются резонансным туннелированием через цепочку локализованных состояний в аморфном слое между туннельными контактами. В силу достаточно большого количества атомов в грануле ($N \propto 1000$) данная теоретическая модель может быть применима для определения характера электронного транспорта между металлическими частицами в гранулированных структурах. Этому способствует также то, что кулоновская энергия между гранулами может приводить к формированию квазистабильных одномерных каналов проводимости [164]. Источниками локализованных состояний являются дефекты структуры матрицы и границ раздела гранула - матрица. Наличие этих состояний приводит к резкому

возрастанию туннельной прозрачности барьера. Согласно модели [171, 172], существенную роль в механизме проводимости играют процессы неупругого резонансного туннелирования в каналах, содержащих локализованные состояния вблизи уровня Ферми с разбросом энергий порядка kT . Температурная зависимость проводимости в канале, содержащем n примесей, имеет степенной вид

$$\sigma_n \propto T^{\gamma_n}, \quad (2)$$

где γ_n зависит от количества примесей n . Средняя проводимость между гранулами определяется суммой проводимостей по всем каналам

$$\sigma = \sum_n \sigma_n.$$

Если в гранулированной структуре между любыми двумя соседними гранулами существует только один канал, то температурная зависимость проводимости описывается степенным законом (2). В [171] было показано, что при увеличении количества каналов существует температурный интервал $[T_n, T_{n+1}]$, в котором наибольший вклад в σ вносит одно слагаемое σ_n . В этом интервале температурная зависимость проводимости может быть аппроксимирована степенной зависимостью со степенью γ_n . При повышении температуры включаются неупругие каналы с большим числом примесей. При определенном числе каналов, радиусах локализованного состояния и расстояниях между гранулами проводимость приобретает вид закона (1) с $\alpha = 1/2$. Дальнейшее увеличение расстояния между гранулами ведет к росту числа каналов и количества примесей в каналах. При $n \rightarrow \infty$ суммарная проводимость по всем каналам переходит от режима резонансного туннелирования к режиму прыжковой проводимости, определяемому законом Мотта (1) с $\alpha = 1/4$.

Исследований температурных зависимостей проводимости в гранулированных структурах при температурах, превышающих комнатную, проведено значительно меньше, чем исследований при низких температурах. Известно, что термообработка при $T > 550$ К приводит к снижению дефектов и числа локализованных состояний между гранулами [175]. Начинают происходить процессы кристаллизации, что приводит к необратимым морфологическим изменениям.

Последующее повышение концентрации металлических гранул ведет к смене проводимости. Выше порога перколяции гранулированные структуры обнаруживают металлический тип проводимости [199, 200]. Такой же тип проводимости можно наблюдать также для структур, находящихся ниже перколяционного порога, но только в том случае, если расстояние между контактами равно размеру локализации проводящих кластеров. В [163] исследована проводимость проводящего кластера для структур гидрогенизированного углерода с 16 at.% наночастиц меди, $\alpha\text{-C:H(Cu)}$, при расстоянии между контактами $1.73 \mu\text{m}$. Температурная зависимость удельного сопротивления является линейной, имеет

металлический тип с большим остаточным сопротивлением и определяется рассеянием на фононах, дефектах и границах проводящего кластера.

В заключении рассмотрения температурных зависимостей проводимости гранулированных структур стоит отметить термически активационный тип проводимости. Он наблюдается, когда разность энергий между дном зоны проводимости матрицы и уровнем Ферми металлических частиц сравнима со значением kT . В этом случае проводимость $\sigma \propto \exp(-\varepsilon_a/kT)$, где ε_a – энергия активации. Такой тип проводимости наблюдался на структурах с полупроводниковой матрицей а-С:Н, содержащей наночастицы меди, а-С:Н(Cu), при малых концентрациях наночастиц [163]. Большое расстояние между частицами приводило к малым значениям величины резонансного туннелирования, к доминированию активационного механизма и к электронной проводимости через зону проводимости а-С:Н.

Зависимости проводимости от электрического поля. Рассмотрим зависимости проводимости гранулированных структур от приложенного электрического поля. При малых напряженностях поля вольт-амперные характеристики подчиняются закону Ома. При больших величинах электрического поля начинают наблюдаться отклонения проводимости от омического типа и появляются аномалии вольт-амперных характеристик. Причинами возникновения аномалий являются туннелирование электронов между гранулами и эффект кулоновской блокады [201–203]. Туннельный механизм электронного транспорта при больших прикладываемых напряжениях наблюдался в а-С:Н(Cu) [163]. При превышении определенного порогового напряжения осуществлялся переход из изолирующего состояния в проводящее и обратный переход при снятии поля. В [170] обнаружен гистерезис вольт-амперных характеристик и необратимые изменения сопротивления в сильных электрических полях на структурах а-SiO₂(Co₄₁Fe₃₉B₂₀), пики проводимости на температурной зависимости тока при понижении температуры в сильных полях и релаксация проводимости при нагревании на пленках а-С:Н(Cu). В сильных полях на структурах Al₂O₃(Fe) наблюдалось отклонение от закона Мотта (1) с $\alpha = 1/4$ (Рис. 1.5) [176].

Кластерные электронные состояния. Попытка объяснить вышеприведенные эффекты в сильных электрических полях, релаксацию проводимости при нагревании, а также обнаруженные значительные изменения диэлектрической проницаемости и увеличение диэлектрических потерь с ростом температуры привела к необходимости модификации классической перколяционной теории и введения кластерных электронных состояний (КЭС) [94, 169, 170]. Волновая функция КЭС формируется из волновых функций электронов металлических частиц и волновых функций электронов локализованных состояний (дефектов, примесей) в матрице. КЭС образуются при достаточно большой прозрачности туннельных барьеров между металлическими частицами, когда волновая функция электрона, находящегося на уровне Ферми в частице, расплывается и локализуется на группе (кластере) частиц. Ниже порога перколяции КЭС имеют ограниченные размеры и опре-

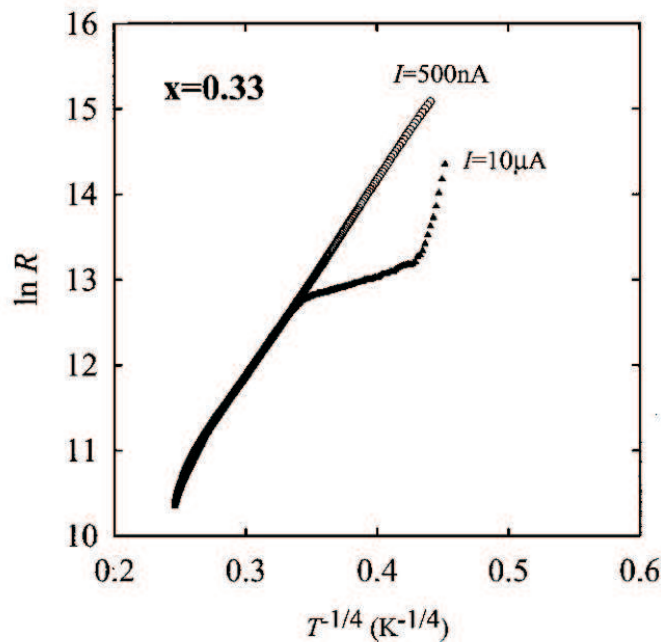


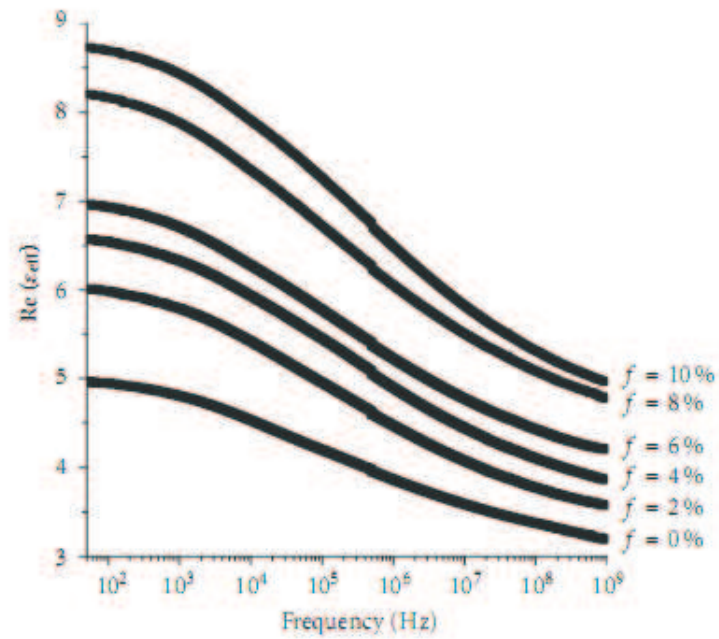
Рис. 1.5: Температурная зависимость сопротивления пленки $\text{Al}_2\text{O}_3(\text{Fe})$ с объемной концентрацией Fe 0.33 толщиной 100 nm при двух разных токах в current-in-plane геометрии [176].

деляют области проводимости в гранулированной структуре. Выше порога перколяции размеры КЭС становятся неограниченными и КЭС образует бесконечный проводящий кластер. Определение размера локализации КЭС проведено в разделе 5.2 с помощью модели локализации Андерсона [173,174]. Внешние факторы, действующие на гранулированную структуру – сильное электрическое поле, температура, изменяют размер локализации КЭС и проводящих областей, что приводит к изменению диэлектрической проницаемости и удельной проводимости. После прекращения действия внешних факторов структура КЭС может отрелаксировать к первоначальному состоянию, либо перейти к новому состоянию, характеризуемому другой волновой функцией КЭС. Это должно приводить к особенностям и гистерезису полевых зависимостей проводимости. Экспериментальные проявления этих особенностей представлены в разделе 5.3. Также в этом разделе из степенных температурных зависимостей проводимости определено среднее число локализованных состояний дефектов и примесей в туннельных каналах между высокопроводящими областями.

1.4.2 Диэлектрические свойства гранулированных структур с металлическими наночастицами, поглощение электромагнитного излучения и радиопоглощающие покрытия

Гранулированные структуры с металлическими наночастицами, расположенными случайным образом в диэлектрической или полупроводниковой матрице, обладают диэлектрическими свойствами, которые значительно отличаются от объемных образцов. В области перколяции диэлектрическая проницаемость ϵ гранулированных структур достигает очень больших величин [94]. Значительное увеличение диэлектрической проницаемости наблюдается с ростом температуры [170]. Существует достаточно много феноменологических моделей и основанных на них методов нахождения проницаемости гетероструктур, состоящих из двух фаз: метод функционала плотности [207], метод конечных элементов [208, 209], алгоритм Монте-Карло [210], метод мультипольных моментов [211, 212]. Этими методами найдено, что величина ϵ зависит от формы наночастиц, входящих в диэлектрическую матрицу [209, 213] и их распределения в матрице [214–217]. Но вышеназванные методы расчета хорошо работают для гранулированных структур с диэлектрическими наночастицами, например, Fe_3O_4 (Рис. 1.6) [218], и неприменимы для гетероструктур с наночастицами металла. Причиной этого является формирование проводящих кластеров, состоящих из группы частиц, и, вследствие этого, образование больших дипольных моментов, определяющих диэлектрические свойства. Так как согласно разделу 5.2 проводящие кластеры связаны с КЭС, то эта теоретическая модель применена для расчета диэлектрической проницаемости. Теоретический вывод и температурные зависимости ϵ рассмотрены в разделе 5.4. Термически возбужденные уровни КЭС и зависимость размера локализации КЭС от температуры определяют температурные свойства проницаемости. Модель КЭС позволяет объяснить наблюдаемое значительное увеличение диэлектрических потерь гранулированных гетероструктур с ростом температуры: ϵ'' гетероструктур изменяется с температурой значительно сильнее, чем диэлектрические свойства компонентов, взятые по отдельности и обладающие слабой температурной зависимостью.

Если металлические частицы в гранулированной структуре являются ферромагнитными, то наряду с большими величинами диэлектрической проницаемости, которая достижима в области перколяционного порога, в этих структурах наблюдается ферромагнитный резонанс и эффекты, связанные с магнитными потерями. В [219] исследовались композиты, полученные из нано- и микропорошков ZnO и $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$. Было найдено, что диэлектрическая и магнитная проницаемости имеют значительно большие величины для нанокompозитов и для них ФМР сдвигается в сторону более высоких СВЧ частот, что объясняется большим значением внутреннего эффективного поля, действующего от соседних частиц. Те же закономерности были прослежены для нанокompозитов с металлическими наночастицами Co и Ni в матрице ZnO [115]. Замена матрицы ZnO на BaTiO_3 позволила



(a)

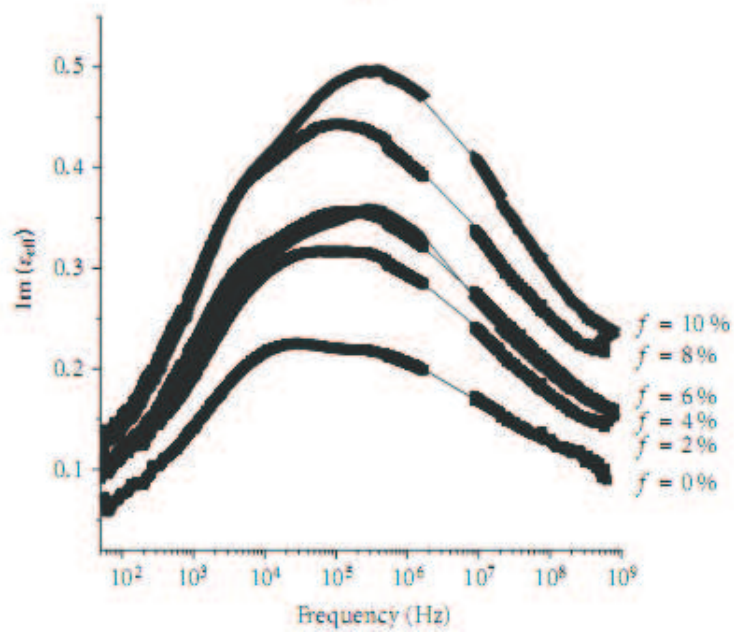


Рис. 1.6: (а) Действительная и (б) мнимая части диэлектрической проницаемости композита, состоящего из эпоксидной смолы с наночастицами Fe_3O_4 с разными объемными факторами заполнения наночастицами [218].

получить магнитоэлектрический эффект [220]. В нанокompозитах BaTiO₃ с наночастицами Ni величина диэлектрической проницаемости изменялась приложенным магнитным полем.

Большие величины диэлектрической и магнитной проницаемостей, диэлектрических и магнитных потерь делают гранулированные структуры с ферромагнитными металлическими наночастицами перспективным материалом для создания радиопоглощающих покрытий. В [221] теоретически рассмотрены нанокompозиты с ферромагнитными металлическими частицами и отмечено, что большие магнитные потери приводят к поглощению электромагнитных волн (ЭМВ) в широком частотном диапазоне. Использование наночастиц Fe и Co позволяет делать легкие покрытия, а сочетание диэлектрических и магнитных потерь дает возможность этим покрытиям работать не только в СВЧ диапазоне, но и в диапазоне миллиметровых волн. В [222] отмечается, что для достижения оптимальных магнитных свойств (магнитной проницаемости) нанокompозитов с ферромагнитными металлическими наночастицами в СВЧ диапазоне необходимо учитывать размер, форму и ориентацию наночастиц и их концентрацию. Выбором этих параметров можно получить покрытие с малыми вихревыми токами и положением пиков ФМР в нужном диапазоне.

Экспериментальные исследования показывают, что для поглощения ЭМВ важны не только свойства ферромагнитного металла, но и свойства диэлектрической матрицы или оболочки, окружающей частицы и влияющей на положение естественного ФМР. В [223] исследовались нанокompозиты из частиц Fe с ZnO оболочкой. Поглощение ЭМВ покрытиями с толщинами 1.5 - 5 mm в диапазоне 6.1 - 15.7 GHz достигало 20 dB. Покрытие на основе нанокompозита α -Fe/Fe₃B/Y₂O₃ в [224] имело ЭМВ-поглощение 20 dB в диапазоне 2.7 - 6.5 GHz. Очень перспективным в покрытиях является применение аморфной углеродной матрицы. В [225] получены нанокompозиты α -Fe/C, Fe₂B/C, Fe_{1.4}Co_{0.6}B/C с 40 vol.% содержанием металлической фазы. Благодаря разному полю магнитокристаллической анизотропии нанокompозиты имели широкие пики ФМР в разных частотных областях. Поглощение ЭМВ в покрытиях толщиной 0.82 - 3.3 mm достигало 20 dB в диапазонах: 4.3 - 8.2 GHz (α -Fe/C), 7.5 - 16.0 GHz (Fe₂B/C) и 26.5 - 40 GHz (Fe_{1.4}Co_{0.6}B/C). В [226] на композитах с нанокапсулами Ni/C естественный ФМР наблюдался на частоте 5.5 GHz, что обеспечивало высокие поглощающие свойства ЭМВ вблизи этой частоты. На покрытиях с нанокапсулами Fe/C толщиной 3.1 mm максимум поглощения ЭМВ был достигнут на частоте 9.6 GHz [227]. Нанокompозиты Fe/SiO₂ обнаруживают два пика поглощения: на частоте 5.91 GHz, который, по мнению авторов, соответствует возбуждению спинов внутренней части частиц Fe, и на частоте 11.01 GHz, связанный с возбуждением поверхностных спинов [228]. Положение резонансов смещается при изменении величины поля анизотропии и размеров частиц.

Одним из перспективных материалов является аморфный гидрогенизированный углерод a-C:H(Co) с наночастицами кобальта. Исследовались потери электромагнитного излу-

чения в гранулированных структурах а-С:Н(Сo), напыленных на поликоровые и кевларовые подложки в областях ниже перколяционного порога и в области порога перколяции в случае, когда матрица а-С:Н находилась в изолирующем состоянии [94, 121, 169, 229, 232–248]. Экспериментальные зависимости могут быть объяснены в терминах модели кластерных электронных состояний и спин-поляризационного релаксационного механизма.

Радиопоглощающие покрытия на основе гранулированных структур с ферромагнитными металлическими наночастицами обладают преимуществами перед покрытиями, основанными на ферритах – они в несколько раз легче и тоньше. Кроме этого, поглощение электромагнитного излучения происходит в широком диапазоне частот. В противоположность этому, ферритовые покрытия имеют поглощение в более узком частотном диапазоне, который определяется естественным ферромагнитным резонансом этого покрытия. Покрытия на основе нанокompозитов являются перспективными для применения в Stelth-технологии [249]. Свойства поглощения ЭМВ гранулированными структурами а-С:Н(Сo) рассмотрены в разделе 5.5. На основе проведенных исследований созданы многослойные тонкие широкополосные поглощающие покрытия, содержащие слои а-С:Н(Сo) и а-С:Н(Ni), с поглощением не менее 10 dB в диапазоне частот 8 - 80 GHz [248]. На разработанные радиопоглощающие покрытия получены патенты [250, 251].

1.5 Литературный обзор главы 6. Магнитосопротивление структур с металлическими магнитными наночастицами

В 6 главе будет рассмотрен эффект магнитосопротивления, наблюдавшийся в гранулированных пленках с ферромагнитными металлическими наночастицами и в гетероструктурах гранулированная пленка / полупроводник. Явления спинового транспорта, спиновой инжекции и магнитосопротивления наблюдались на множестве структур.

1. Спиновая инжекция в немагнитный полупроводник имеет место при низких температурах в гетероструктурах магнитный полупроводник / немагнитный полупроводник [257–259] и ферромагнитный металл / немагнитный полупроводник [260–265]. При комнатной температуре спиновая инжекция незначительна.

2. Спиновая инжекция в гетероструктурах ферромагнитный металл / изолятор / полупроводник более эффективна по сравнению со спиновой инжекцией в гетероструктурах ферромагнитный металл / полупроводник [266–270]. В настоящее время максимум спиновой поляризации инжектированных электронов достигнут на структурах с барьером MgO на GaAs (47 % при 290 K) [268].

3. Эффект гигантского магнитосопротивления (GMR) наблюдался в магнитных металлических мультислойных структурах [271–274]. Для трехслойных структур типичные значе-

ния GMR при комнатной температуре составляют 5 - 8 %.

4. Большие значения туннельного магнитосопротивления (TMR) были получены на основе магнитных туннельных контактов (MTJ) в структурах ферромагнетик / изолятор / ферромагнетик [275–285]. Спин-зависимое туннелирование определяется не только свойствами ферромагнитных электродов, но также зависит от электронной структуры изолирующего барьера. Максимальное значение TMR со значением 500 % при комнатной температуре наблюдалось на структуре MTJ с барьером MgO [284].

5. Эффект магнитосопротивления (MR) наблюдался на гранулированных структурах, состоящих из диэлектрической матрицы и ферромагнитных металлических наночастиц [85, 134, 304, 308, 312, 313, 315, 320]. Максимальное значение MR при комнатной температуре достигало 13.3 % для структуры $MgF_x(Fe_{0.51}Co_{0.49})$ [320].

6. Экстремально большие значения магнитосопротивления были достигнуты в гетероструктурах полупроводник / гранулированная пленка с ферромагнитными металлическими наночастицами и в гетероструктурах полупроводник / островковая пленка с кластерами *3d*-металлов на интерфейсе на основе эффекта лавинного процесса, порог которого управляется магнитным полем [99, 100, 161, 162, 285–289, 291, 292]. Значения магнитосопротивления на основе изменения лавинного процесса достигают 320000 % на гетероструктуре полуизолирующий GaAs / островковая пленка MnSb с покрытием Sb [288].

В этой работе будут рассмотрены магнитосопротивления двух структур: гранулированных пленок с ферромагнитными металлическими наночастицами и гетероструктур полупроводник / гранулированная пленка с ферромагнитными металлическими наночастицами в области развития лавинного процесса в полупроводнике.

1.5.1 Магнитосопротивление гранулированных пленок с ферромагнитными металлическими наночастицами

Отрицательное магнитосопротивление при малых напряженностях электрического поля

Магнитосопротивление (MR) в гранулированных структурах, состоящих из изолирующей матрицы и ферромагнитных металлических наночастиц, исследовалось как при малых, так и при больших величинах приложенного электрического поля. В зависимости от величины электрического поля наблюдались различные особенности электронного транспорта в магнитном поле. Рассмотрим работы, в которых наблюдалось отрицательное MR при малых напряженностях электрического поля.

Наиболее ранние исследования магнитосопротивления были проведены в [304] на гранулированных пленках $SiO_2(Ni)$ в слабых (270 G) и сильных (4000 G) магнитных полях. Концентрация частиц Ni в исследованных образцах составляла от 42 до 68 vol.%. Размер

частиц был равен 5 nm. Были обнаружены резкие пики на концентрационной зависимости магнитосопротивления с максимумом в районе 50 vol.% Ni. MR имело отрицательные значения и достигало 1.5 %. На температурной зависимости магнитосопротивления наблюдался пик, который был более выражен в слабых магнитных полях. Данный эффект был объяснен в [301] и связан со сменой ферромагнитного и суперпарамагнитного упорядочивания гранул, что отражается на туннелировании электронов между ближайшими гранулами, имеющими неколлинеарные магнитные моменты.

Магнитные и электронные транспортные свойства гранулированных структур $\text{SiO}_2(\text{Co})$, содержащих наночастицы Co с размерами 5 nm, изучались в [134]. Магнитосопротивление образцов с содержанием Co от 20 до 60 vol.% было отрицательным. Наибольшие величины MR наблюдались в области ниже порога перколяции. Температурные зависимости магнитосопротивления, снятые при малых магнитных полях (56 Oe), имели температурные максимумы, обусловленные переходом из суперпарамагнитного в ферромагнитное состояние при температуре блокировки (Рис. 1.7). Температурные максимумы MR пропадали при измерениях в больших магнитных полях (1 kOe). Авторами отмечается, что нахождение температуры блокировки из температурных максимумов при малых полях является одним из самых точных методов определения температуры магнитного перехода.

В работе [305] исследовалось магнитосопротивление в гранулированных структурах $\text{MgF}_2(\text{Fe})$. Пленки MgF_2 с наночастицами Fe толщиной от 30 до 200 nm были напылены на стеклянные подложки. Размер частиц Fe составлял 3 nm. Магнитосопротивление в структурах, находящихся ниже перколяционного порога, было отрицательным и достигало 4 % при комнатной температуре и 7.5 % при 78 K. Зависимость MR от магнитного поля имела форму кривой, пропорциональную квадрату намагниченности пленки, и определялась взаимной ориентацией спинов соседних гранул. Наибольшие величины MR наблюдались в области, находящейся ниже порога перколяции. Обнаружено, что, если гранулированная структура находится при температуре ниже точки блокировки, то кривая намагничивания и зависимость MR от магнитного поля имеют гистерезисные петли.

Сравнительный анализ спин-зависимого электронного транспорта был произведен на структурах, содержащих наночастицы Ni и Co в металлической матрице Ag и диэлектрической матрице SiO_2 [306]. Гранулированные пленки толщиной 100 nm были напылены на стеклянные подложки и содержали от 30 до 100 vol.% металлической фазы Ni или Co. Ниже порога перколяции для пленок $\text{SiO}_2(\text{Ni})$ и $\text{SiO}_2(\text{Co})$ наблюдались отрицательные величины магнитосопротивления, которые не зависели от ориентации магнитного поля H , и зависимости MR от H для этих структур были аналогичны зависимостям магнитосопротивления для $\text{Ag}(\text{Ni})$ и $\text{Ag}(\text{Co})$. Наибольшая величина магнитосопротивления наблюдалась вблизи перколяционного порога. Для пленок с большим содержанием Ni и Co (88 vol.%), находящихся выше перколяционного порога, MR было резко анизотропным:

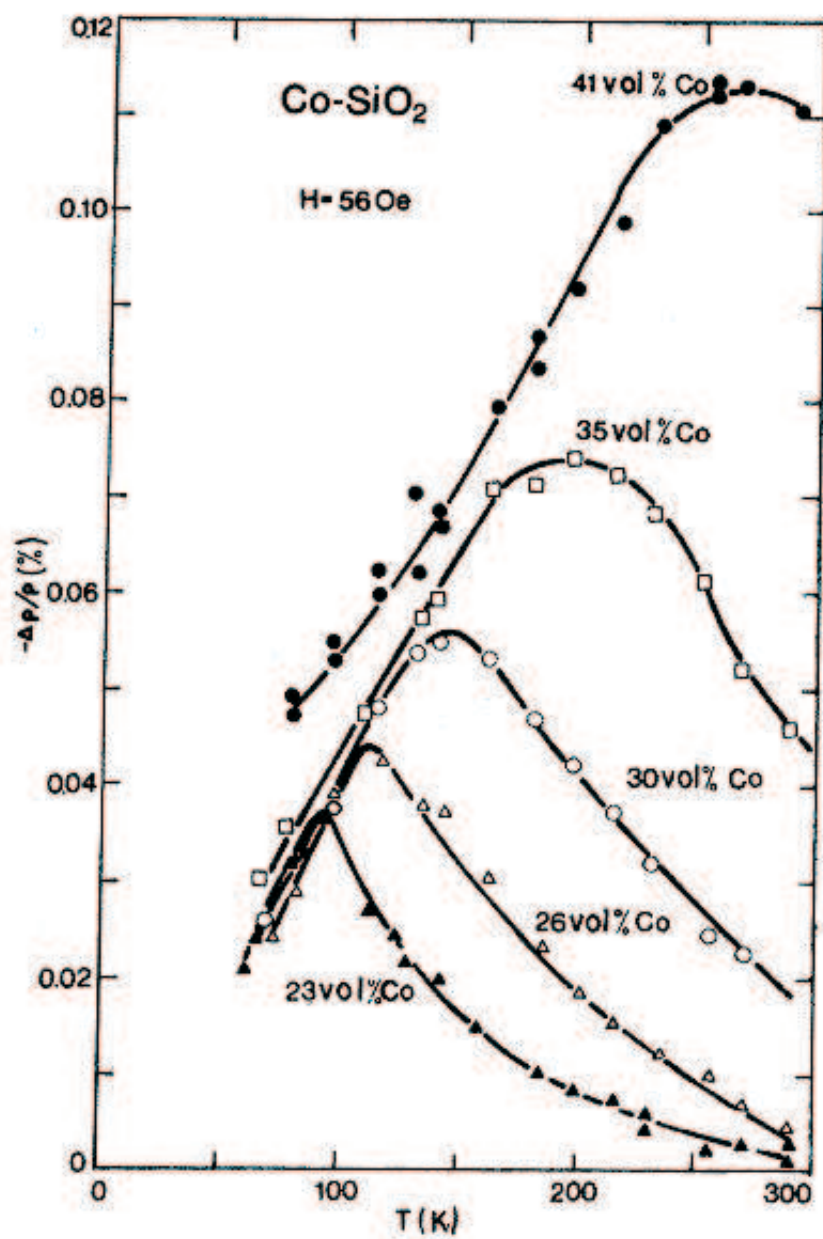


Рис. 1.7: Отрицательное магнитосопротивление $-\Delta\rho/\rho$ для пяти образцов с разными объемными концентрациями Co в зависимости от температуры при 56 Oe [134].

при токе, параллельном ориентации H , магнитосопротивление было положительным, при токе, перпендикулярном полю, величина MR была отрицательной. Можно предположить, что обнаруженный эффект анизотропии вызван существованием доменной структуры.

Теоретическая модель магнитосопротивления гранулированных структур разработана в [307]. Согласно ей магнитосопротивление обусловлено туннелированием электронов между гранулами и определяется их взаимной ориентацией спинов. Модель позволила объяснить наблюдаемую зависимость магнитосопротивления от магнитного поля и температуры. Эта зависимость хорошо аппроксимируется зависимостью, аргументом которой является квадрат функции Ланжевена с параметром $\mu H/kT$.

Несколько работ было посвящено эффекту увеличения магнитосопротивления при низких температурах, связанному с кулоновской блокадой. Значительное увеличение магнитосопротивления с уменьшением температуры было выявлено в [85, 308, 309] на гранулированных пленках $\text{Al}_2\text{O}_3(\text{Co})$ (Рис. 1.8). При этом в [309] отмечается, что температурная зависимость MR показывала меньшие температурные изменения, чем зависимость T^{-1} , представленная в [301]. В работах [85, 308] гранулированные пленки имели толщины от 1 до 2 μm . Концентрации частиц Co, имеющих размер 2 - 3 nm, были равны 36, 46, 52 и 54 at.%. Магнитосопротивление измерялось в CPP-геометрии (current-perpendicular-to-plane) в магнитном поле 12 kOe. С уменьшением концентрации Co наблюдался рост MR по абсолютной величине, которая доходила до 10 % при комнатной температуре для образца с 36 at.% Co. При $T = 2$ K величина MR возрастала до 24 %. Для образца $\text{Al}_2\text{O}_3(\text{Co})$ с $x_{\text{Co}} = 36$ at.% при $T = 4.2$ K была исследована зависимость магнитосопротивления от приложенного электрического поля. В диапазоне полей до $0.6 \cdot 10^4$ V/cm не было обнаружено существенного изменения MR, хотя при этом наблюдалось значительное (на три порядка) уменьшение удельного сопротивления пленки. По мнению авторов, наблюдаемое резкое увеличение MR при низких температурах можно объяснить тем, что на процесс электронного туннелирования между гранулами существенное влияние оказывает эффект кулоновской блокады.

Эффект кулоновской блокады возникает в случае, если электростатическая энергия гранул $e^2/2C$, где C – средняя емкость гранул, превышает eV (V – напряжение на контактах) и термическую энергию kT . В этом случае обычный процесс туннелирования, называемый последовательным туннелированием и состоящий из последовательности независимых стадий ((1) туннелирования электрона с соседней гранулы на данную гранулу и (2) ухода электрона с данной гранулы) будет подавлен [310]. Главную роль в процессе электронного транспорта начинает играть процесс котуннелирования, который начинает превышать последовательное туннелирование. Котуннелирование возникает в высших порядках разложения функций Грина, описывающих проводимость по металлическим гранулам, по отношению туннельных членов гамильтониана электронной системы. Туннельные члены представляются как малое возмущение. Процесс котуннелирования можно рассмат-

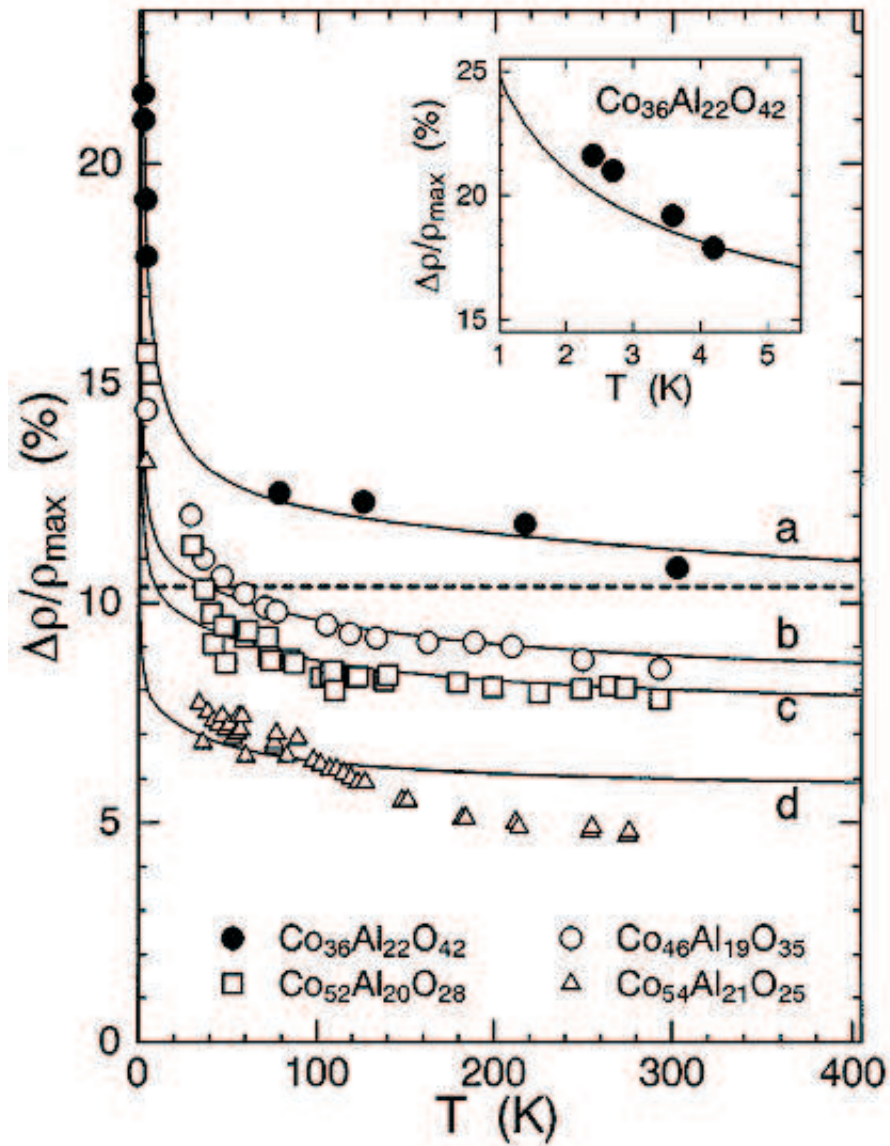


Рис. 1.8: Температурная зависимость магнитосопротивления для пленки $\text{Al}_2\text{O}_3(\text{Co})$. Пунктирная линия представляет магнитосопротивление, выраженное функцией $P_{Co}^2/(1 + P_{Co}^2)$, где $P_{Co} = 0.34$ – спиновая поляризация Co. Сплошные линии (a, b, c и d) – теоретические зависимости, учитывающие туннелирование через малые гранулы, со спиновой поляризацией: a. $P = 0.306$; b. $P = 0.290$; c. $P = 0.275$; d. $P = 0.250$ [308].

ривать как процесс когерентного туннелирования через виртуальные электронные состояния гранул, при котором один электрон приходит на данную гранулу, а другой электрон с нее уходит. По сравнению с состоянием, при котором отсутствует кулоновская блокада, в режиме кулоновской блокады и котуннелирования происходит резкое повышение величины магнитосопротивления [311].

Усиление магнитосопротивления, связанное с кулоновской блокадой и котуннелированием, наблюдалось в [312] на гранулированных пленках $\text{Al}_2\text{O}_3(\text{Fe})$. Наибольшее значение MR, имеющее отрицательную величину, и наибольший эффект усиления обнаружен на гранулированных пленках, имеющих концентрации наночастиц Fe чуть ниже концентрации, при которой наблюдается перколяционный порог. Величина MR достигала 20.1 % в поле 10 кОе при 5 К для структур с концентрацией наночастиц, равной 45 vol.%.

Несколько работ посвящено исследованию вопроса о том, как размер гранул и их распределение по размерам влияют на величину магнитосопротивления. Магнитосопротивление в гранулированных пленках $\text{SiO}_2(\text{Fe})$ изучалось в [313]. Пленки $\text{SiO}_2(\text{Fe})$ толщиной от 230 до 400 nm содержали наночастицы Fe. Концентрация Fe варьировалась от 10 до 100 vol.%. Размеры наночастиц в зависимости от их концентрации лежали в диапазоне от 1 до 9.5 nm. Суперпарамагнитное состояние и магнитосопротивление, которое имело отрицательные величины, наблюдались при концентрации Fe $x \leq 45$ vol.%. Зависимость MR от магнитного поля H аппроксимировалась с использованием двух функций Ланжевена в предположении, что существуют два сорта наночастиц – с большими и малыми размерами. Наблюдаемая зависимость магнитосопротивления от концентрации наночастиц при $x \leq 45$ vol.% была объяснена феноменологически увеличением промежутка туннелирования между наночастицами. Величина MR увеличивалась с понижением температуры, но аномального увеличения, такого как в $\text{Al}_2\text{O}_3(\text{Co})$ в [85, 308], не наблюдалось. Наибольшего значения MR при комнатной температуре (3.5 %) достигало при 37 vol.% Co в поле 15 кОе. С уменьшением концентрации Co MR уменьшалось по абсолютной величине.

В [314] в предположении, что в гранулированных структурах $\text{Al}_2\text{O}_3(\text{Fe})$ есть два сорта частиц – с большими и малыми размерами, зависимость магнитосопротивления от магнитного поля H аппроксимировалась зависимостью с использованием двух функций Ланжевена. Разброс размеров гранул Fe находился в диапазоне 2 - 4 nm. Гранулы Fe в матрице Al_2O_3 были в суперпарамагнитном состоянии. Величина MR достигала 5.7 % в поле $H = 1.6$ Т при комнатной температуре.

В связи с резким ростом MR при низких температурах в гранулированных структурах [85, 308], которые возникают из-за эффекта кулоновской блокады, были предприняты попытки оценить размер наночастиц и их распределение по размерам [86]. Из ТЕМ-образов и зависимостей намагниченности от H/T , которые описываются функцией Ланжевена, для суперпарамагнитных образцов $\text{Al}_2\text{O}_x(\text{Co})$ было найдено, что средние размеры наночастиц не изменяются с увеличением их концентрации (Рис. 1.9). Наилучшее

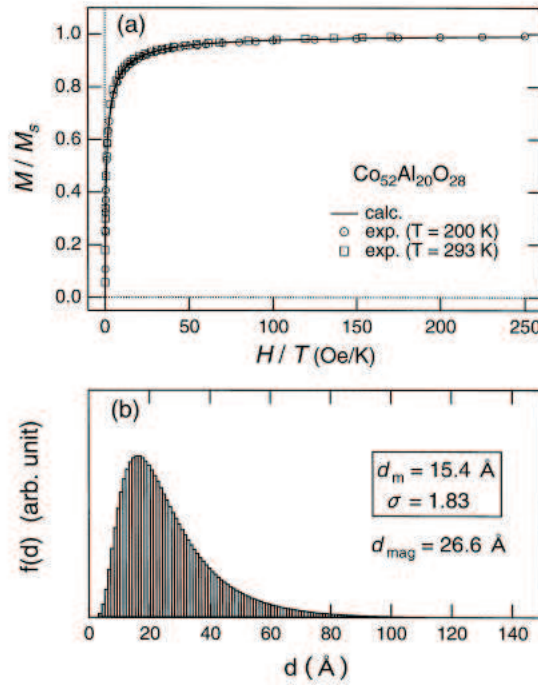


Рис. 1.9: (а) Нормализованная зависимость M/M_s от H/T для гранулированной пленки $\text{Co}_{52}\text{Al}_{20}\text{O}_{28}$. Экспериментальные данные сняты при температуре $T = 200$ и 293 К. Сплошная кривая – теоретическая зависимость. (б) Распределение размеров частиц. d_m , σ и d_{mag} – максимум распределения, дисперсия и статистическое распределение, соответственно [86].

соответствие между теоретическими и экспериментальными значениями получено в предположении, что распределение частиц по размерам является лог-нормальным. Однако, с увеличением концентрации Co наблюдается рост дисперсии размеров частиц. Исходя из этого, авторы пришли к выводу, с увеличением концентрации наночастиц образуются кластерные состояния, состоящие из нескольких наночастиц. Кластеры обладают большей электрической емкостью и вносят гораздо меньший вклад в эффект кулоновской блокады.

В нескольких работах проведены исследования магнитосопротивления гранулированных структур, в которых ферромагнитные металлические наночастицы распределены неравномерно в диэлектрической матрице – в мультислойных островковых структурах. В [315] исследовались спинполяризованное туннелирование и магнитосопротивление на мультислойных структурах CoFe/HfO_2 , состоящих из 20 слоев наночастиц (островков) CoFe толщиной 1.5 nm и 20 слоев HfO_2 толщиной 4.0 nm . В отличие от гранулированных структур, в которых наночастицы ферромагнитного металла распределены равномерно по всему объему, мультислойные структуры обнаруживают анизотропию магнитосопротивления. При этом MR остается отрицательным. При токе, перпендикулярном слоям (СРР-геометрия), величина MR меньше, чем при токе, параллельном слоям (СIP-геометрия). Кроме это-

го, наблюдается резкое падение сопротивления в диапазоне магнитных полей 0 - 200 Oe, которое более характерно для магнитосопротивления на туннельных контактах. С уменьшением температуры CIP-MR равномерно растет и достигает 7.5 % при 10 K, в то время как CPP-MR уменьшается. Для CPP-MR обнаружено изменение величины MR в зависимости от приложенного напряжения – оно резко падает с его увеличением. Наблюдаемый эффект авторами объясняется тем, что при большом напряжении туннелирование электронов происходит не только между большими частицами и их кластерами, которые в большой степени анизотропны, но и между частицами с малыми размерами, которые более изотропны и их спин легче ориентируется приложенным магнитным полем. Теоретической оценки представленного авторами эффекта падения MR при большом напряжении не дано.

Аналогичные исследования спинполяризационного туннелирования и магнитосопротивления были проведены на мультислойных структурах Co/SiO₂, состоящих из островковых слоев Co и диэлектрических слоев SiO₂ [84]. Магнитосопротивление имело отрицательные значения и при комнатной температуре отличалось величиной в CIP- и CPP-геометриях. При низких температурах обнаруживалось значительное различие в поведении зависимости MR от магнитного поля. CIP-MR насыщалось в больших магнитных полях, повторяя кривую намагниченности, в то время как зависимость CPP-MR имела гистерезисные петли. По мнению авторов данное различие обусловлено существованием доменной структуры в каждом из островковых слоев.

В гранулированных структурах в суперпарамагнитной области обнаружены пространственные корреляции магнитных свойств. В [90] исследовались магнитные корреляции в гранулированных пленках SiO₂(Co), находящихся ниже порога перколяции. Пленки SiO₂(Co) толщиной 500 nm с содержанием наночастиц Co 41 vol.% с размерами 4 nm являлись суперпарамагнитными при комнатной температуре. При охлаждении пленки без поля (режим ZFC) при температуре ниже 150 K появлялись области с размерами 55 nm с ферромагнитным упорядочением, который был обнаружен методом малоуглового нейтронного рассеяния (SANS) (Рис. 1.10). Ориентация спинов соседних областей была антиферромагнитной. Размер обнаруженной магнитной корреляции оставался неизменным при температурах ниже 120 K. Доля частиц, входящих в ферромагнитные области составляла 22 %. Спиновая ориентация других частиц была хаотической. Магнитный порядок вызывался магнитным дипольным взаимодействием. Существование ферромагнитных областей подтвердили особенности на зависимости магнитосопротивления от магнитного поля H (Рис. 1.11). Для образцов, полученных в режиме ZFC, при температуре 77 K наблюдалось повышение сопротивления с увеличением H и максимум при $H = 200$ Oe. Данное повышение сопротивления объяснялось тем, что магнитное поле изменяет ориентацию спинов частиц, находящихся на краю областей, где взаимодействие, ориентирующее их, слабее. Это приводит к разрушению ферромагнитного порядка на краю областей, что

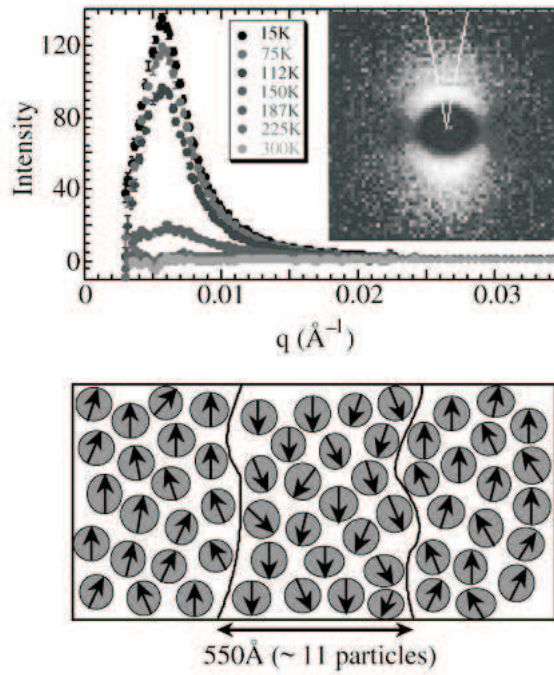


Рис. 1.10: (а) Интенсивность рассеянных нейтронов в зависимости от волнового вектора q для ZFC образцов пленки $\text{Co}_{41}(\text{SiO}_2)_{59}$ при разных температурах. Вставка – 2D-проекция нейтронного рассеяния для $\text{Co}_{41}(\text{SiO}_2)_{59}$ при 15 К. (б) ZFC магнитное состояние [90].

делает спиновую ориентацию частиц на краю более хаотической. Дальнейшее повышение магнитного поля приводило к ориентированию спинов всех частиц по полю и к уменьшению сопротивления. Гранулированные пленки с более низким содержанием Co (32 vol.%) не обнаруживали существования магнитных корреляций и после процедуры ZFC переходили в спин-стекольное состояние с существованием фрустраций.

Влияние матрицы и локализованных состояний в ней на магнитосопротивление в гранулированных структурах является вопросом, который в настоящее время в полной мере не решен. Локализованные состояния в изолирующей матрице оказывают достаточно сильное влияние на спин-поляризационный электронный транспорт. Хотя проводимость при туннелировании между ферромагнитными металлами увеличивается с ростом количества примесей в изолирующей прослойке, туннельное магнитосопротивление при этом снижается вплоть до 4% [316, 317]. Резкому падению магнитосопротивления способствуют множество резонансных состояний на примесях, которые приводят к уменьшению поляризации туннелирующих электронов, и случайность расположения примесей, на которых рассеиваются электроны. Вместе с тем отмечается, что магнитосопротивление туннельных контактов в присутствии парамагнитных примесей может быть больше, чем в той же структуре без примесей [318].

Для выяснения вопроса о том как влияют локализованные состояния и от каких пара-

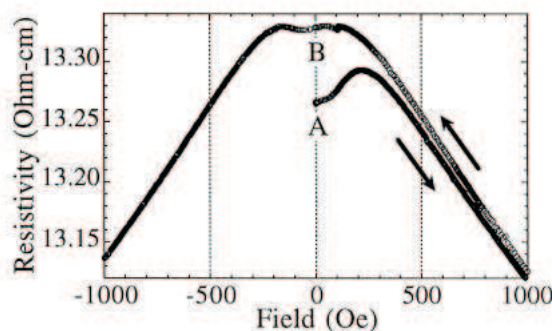


Рис. 1.11: ZFC сопротивление при 77 К. Точка *A* определяет начальное сопротивление после ZFC процедуры. С ростом поля сопротивление растёт, достигает максимума и далее уменьшается. После увеличения магнитного поля и его дальнейшего уменьшения ZFC сопротивление становится большим, чем в точке *A* (точка *B*) [90].

метров зависит магнитосопротивление, были произведены исследования в гранулированных структурах с матрицей, не имеющей дефектов и связанных с ними локализованных состояний. Магнитосопротивление изучалось в структурах, состоящих из матриц Кг и Хе и содержащих наночастицы Со, в температурном диапазоне 4 - 40 К [319]. Использование матрицы, образованной благородными газами, позволяет исключить химическое взаимодействие между матрицей и наночастицей (окисление поверхности), приводящей к изменению MR. Кроме того, в матрицах благородных газов отсутствуют парамагнитные атомы, благодаря чему туннелирование электронов осуществляется непосредственно между наночастицами, в то время как в матрицах аморфных окислов туннелирование имеет неупругий резонансный характер и осуществляется через цепочку локализованных электронных состояний дефектов и примесей аморфной структуры. При исследовании MR использовались пленки Кг(Со) и Хе(Со) толщиной 50 нм, содержащих частицы Со разного размера (от 4.2 до 5.2 нм) и имеющих разное содержание металлической фазы. Измерения проводились в поле 12 кОе. Найдено, что температурные зависимости MR, имеющей отрицательные значения, не зависят от состава матрицы (Кг, Хе) и от объемной концентрации частиц Со (Рис. 1.12). В то же время абсолютные значения MR больше для пленок, содержащих большие частицы Со (5.2 нм), по сравнению с MR для структур с малыми частицами (4.2 нм) (Рис. 1.13). При $T \rightarrow 0$ кривые MR стремятся к единому пределу. Обнаруженные экспериментальные зависимости можно объяснить тем, что магнитосопротивление определяется относительной разориентацией спинов соседних ферромагнитных частиц. При этом средняя намагниченность выражается через функцию Ланжевена. При одной и той же температуре и приложенном магнитном поле спины частиц большего размера и, следовательно, с большим магнитным моментом в структуре, находящейся в суперпарамагнитном состоянии, являются более упорядоченными.

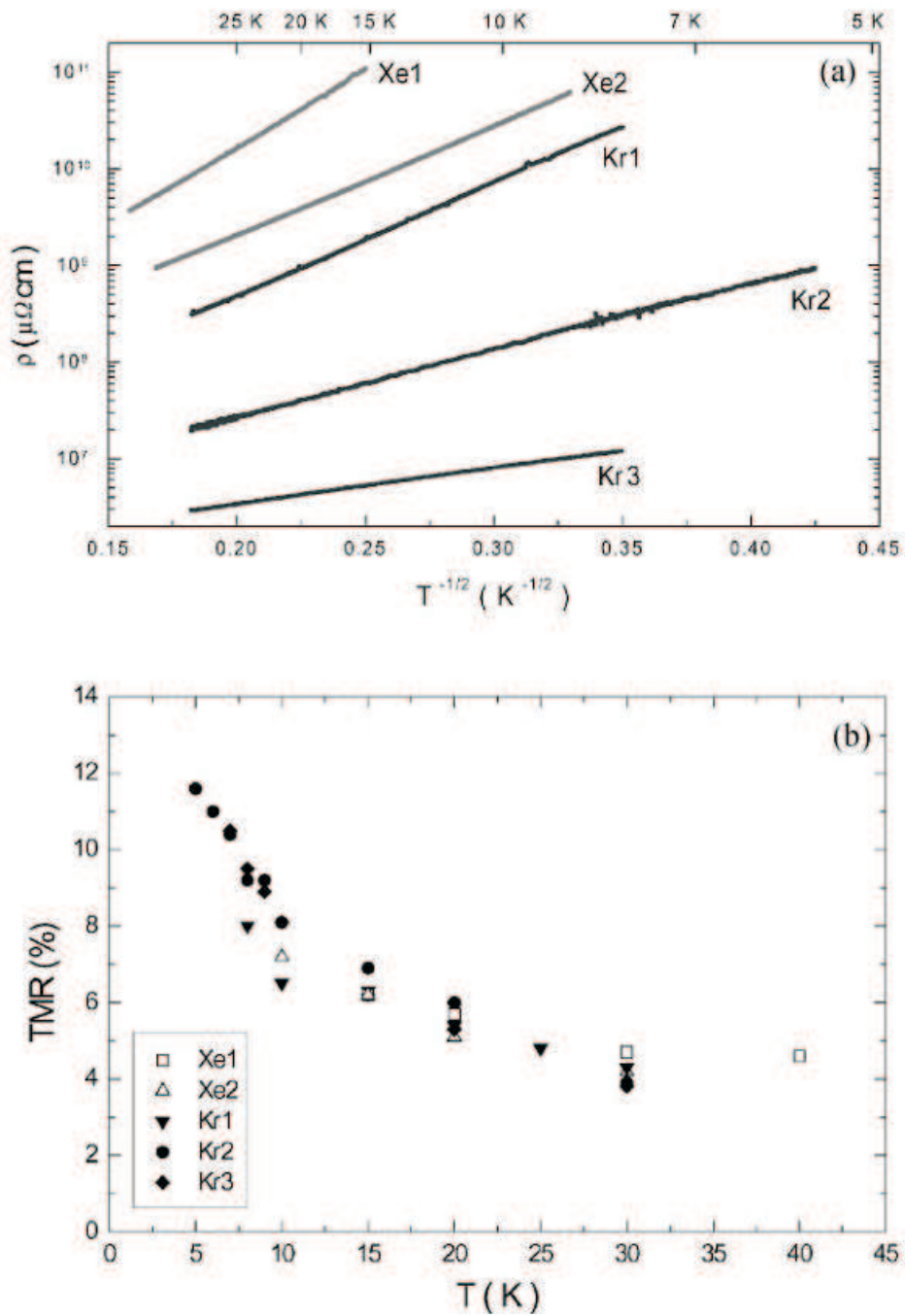


Рис. 1.12: (а). Зависимость сопротивления от температуры для пяти образцов со средним размером частиц Co 4.5 нм. Прямые линии показывают зависимость $\rho \propto \exp(T_0/T)^{1/2}$. (б) Значения туннельного магнитосопротивления TMR для образцов, показанных на рис.(а), в зависимости от температуры [319].

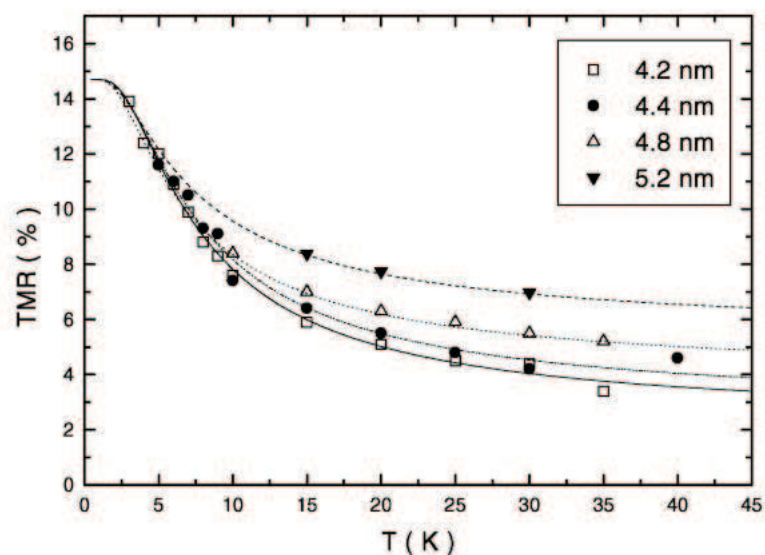


Рис. 1.13: Температурная зависимость величины TMR при разных размерах частиц Co [319].

В гранулированных структурах с аморфной матрицей спин-зависимый электронный транспорт определяется неупругим резонансным туннелированием через цепочку локализованных электронных состояний между гранулами. Такой вид туннелирования дает характерные зависимости MR от температуры и концентрации наночастиц. В [87] исследовано MR на гранулированных структурах SiO₂ с наночастицами сплава (Co,Nb,Ta). Экспериментальные исследования MR проводились при температурах 77 и 295 К в диапазоне магнитных полей 0 - 25 кОе. Получены зависимости MR, которые имели отрицательные значения, от концентрации гранул, температуры и величины магнитного поля. Найдено, что присутствие слабодисперсионных локализованных состояний в туннельном канале приводит к наблюдаемому отсутствию насыщения MR в сильных магнитных полях. Одновременное понижение коэффициента *s-s*-туннелирования и рост вероятности неупругого рассеяния спина электрона при увеличении длины межчастичной цепочки локализованных состояний, по которой туннелирует электрон, формируют характерные температурно-концентрационные зависимости магнитосопротивления – наибольшая величина MR будет наблюдаться в области ниже порога перколяции. При понижении температуры эта область сдвигается в сторону меньших концентраций металлических гранул. Найдено, что наличие слабодисперсионных локализованных состояний в канале туннельной проводимости между ферромагнитными металлическими гранулами приводит к отсутствию насыщения магнитосопротивления в сильных магнитных полях в гранулированных структурах с малыми концентрациями гранул.

Отсутствие насыщения магнитосопротивления также наблюдалось в [302], где исследовалось магнитосопротивление в гранулированных пленках SiO₂(Fe) с концентрацией же-

леза, равной 60 at.%. Диаметр гранул Fe составлял 2 - 20 nm. Изменения сопротивления измерялись в диапазоне магнитных полей 0 - 20 Т при температурах 4.2 и 254 К. Отсутствие насыщения магнитосопротивления проявлялось в том, что в сильных магнитных полях наблюдалась логарифмическая функция сопротивления от поля. По мнению автора, этот эффект связан широким разбросом форм несферических гранул – от сильновытянутых до сплюснутых. В [303] рассматривалась релаксация намагниченности и туннельного магнитосопротивления гранулированных структур в рамках стекольной модели.

Наибольшая величина магнитосопротивления была получена на гранулированных пленках $\text{MgF}_x(\text{Fe}_{0.51}\text{Co}_{0.49})$ с 32 vol.% концентрацией наночастиц сплава $\text{Fe}_{0.51}\text{Co}_{0.49}$ [320]. Величина MR, которая была отрицательной, достигала значений 13.3 % при комнатной температуре в поле 10 кОе. Для увеличения магнитной чувствительности была использована GIG-геометрия (granular-in-gap), заключающаяся в том, что гранулированная пленка $\text{MgF}_x(\text{Fe}_{0.51}\text{Co}_{0.49})$ толщиной 0.5 μm была нанесена на пленку пермаллоя $\text{Fe}_{66}\text{Ni}_{34}$ толщиной 1.5 μm с зазором 3 - 5 μm . Такая конструкция позволила получить магниточувствительный элемент с величиной $\text{MR} = 4\%$ в диапазоне полей [-2, 2 Ое].

Положительное магнитосопротивление при малых напряженностях электрического поля

Явление положительного магнитосопротивления в гранулированных структурах с изолированными металлическими ферромагнитными наночастицами было открыто значительно позднее отрицательного магнитосопротивления. На сегодняшний день можно считать, что существует несколько типов положительного магнитосопротивления.

В [88, 321] исследовалось положительное MR на гранулированных пленках $\text{SiO}_2(\text{Fe})$. Толщина пленок составляла 500 nm. Содержание Fe изменялось от 34 до 64 vol.%. Частицы железа имели размер меньше 5 nm. При комнатной температуре образцы являлись суперпарамагнитными. Ниже порога перколяции для образцов с содержанием Fe 30 - 50 vol.% в полях до $H = 10$ кОе наблюдалось отрицательное MR порядка 1 %. В полях $H > 10$ кОе появляется изотропное положительное MR (Рис. 1.14). При этом эффекты положительного и отрицательного MR сосуществуют: в первый момент времени наблюдается отрицательное изменение сопротивления, которое затем сменяется медленным положительным ростом сопротивления. Установление стационарного значения положительного MR происходит за несколько минут. Кроме этого, было обнаружено, что, если в образце наблюдалось положительное MR в полях $H > 10$ кОе, то после выдержки образца в сильном поле в таком образце появляется большое положительное MR (до 10 %) и в слабых магнитных полях величиной до $H = 100$ Ое. Время отклика положительного MR в слабых полях на ступенчатое изменение магнитного поля составляет около 2 min (Рис. 1.15). Насыщение положительного MR достигается в полях $H \approx 100$ Ое. После обработки в

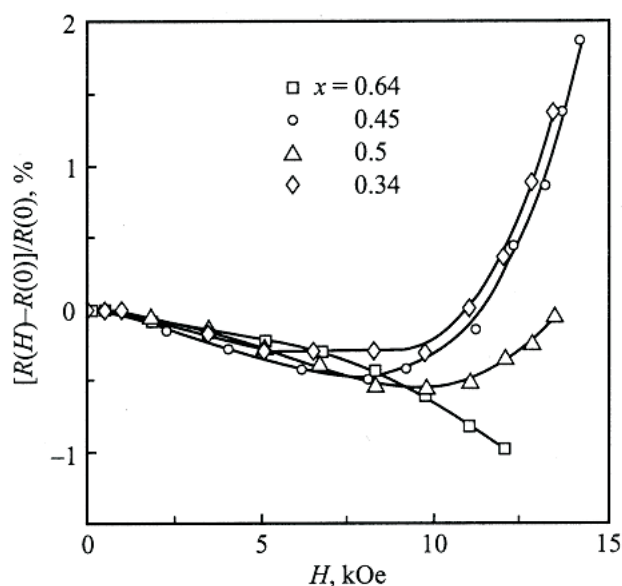


Рис. 1.14: Полевые зависимости магнитосопротивления образцов с различным объемным содержанием железа x при $T = 300\text{K}$ [321].

сильном поле положительное MR в слабых полях наблюдается в течении нескольких суток (~ 3 суток), после чего исчезает. Чтобы эффект положительного MR в слабых полях появился снова, необходимо опять подвергнуть образец воздействию сильного поля $H > 10$ кОе. В диапазоне $[-100, 100 \text{ Oe}]$ было обнаружено ступенчатое изменение и гистерезис положительного MR. Максимальное положительное MR в слабых полях наблюдалось для образцов с 45 vol.% Fe. Для объяснения эффекта положительного MR авторы предположили, что в сильном магнитном поле происходит образование ферромагнитных кластеров. Доля частиц в ферромагнитных областях по сравнению с суперпарамагнитными областями достаточно мала ($< 10\%$). Образование доменов позволяет объяснить некоторые особенности положительного MR в слабых полях. За эффект положительного MR в слабых полях ответственна ориентация магнитных моментов ферромагнитных доменов-кластеров. Скачки проводимости аналогичны скачкам Баркгаузена и связаны с перестройкой магнитных моментов доменов.

В [322] исследовалось магнитосопротивление в гранулированных структурах $\text{Al}_2\text{O}_3(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{V}_{20})$ с различным содержанием наночастиц сплава $\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{V}_{20}$. Толщина пленок составляла $10 \mu\text{m}$. Средний размер гранул равнялся $2 - 5 \text{ nm}$. Измерения MR проводились при $T = 4.2 \text{ K}$ в полях до 140 kOe . Магнитное поле прикладывалось перпендикулярно плоскости пленки. Для образцов вблизи порога перколяции ($x = 41 \text{ at.}\%$) с диэлектрической стороны перехода металл - диэлектрик наблюдалось отрицательное MR. Положительное MR обнаруживалось на образцах с меньшими концентрациями наночастиц ($x = 31 \text{ at.}\%$). Оно достигало величины $7 - 8\%$ в магнитных полях, соответствующих

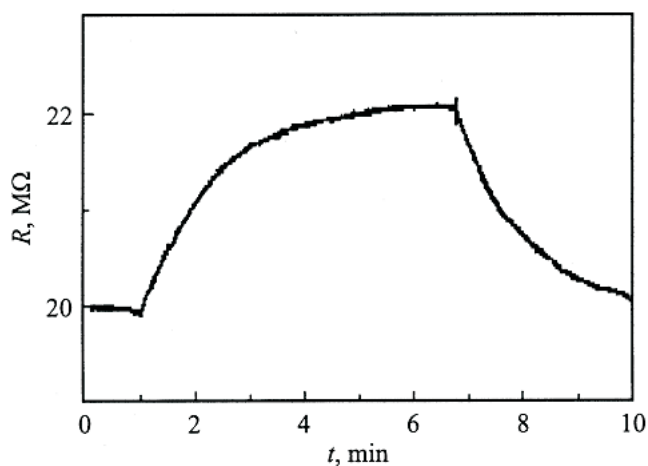


Рис. 1.15: Зависимость сопротивления от времени после включения ($t = 1$ min) и выключения ($t = 7$ min) магнитного поля от $H = 0$ до 100 Oe [321].

насыщению (Рис. 1.16). При дальнейшем росте поля сопротивление немного уменьшалось. Эффект положительного MR отсутствовал, когда магнитное поле было приложено в плоскости пленки вдоль направления тока. Эффект пропал при повышении температуры. Авторами высказано предположение о магнестрикционной природе положительного MR. Согласно этому механизму происходит удлинение гранул по полю, что сопровождается увеличением зазора между ними в поперечном направлении, т.е. в направлении тока. Однако, магнестрикционный механизм должен давать уменьшение зазора между гранулами в продольном направлении и приводить к большому эффекту отрицательного MR в случае, если магнитное поле направлено вдоль тока. Этот эффект не наблюдается, что ставит под сомнение объяснение природы положительного MR с помощью магнестрикционного механизма.

В [323] исследовалось магнитосопротивление в гранулированных пленках $\text{Cr}_2\text{O}_3(\text{Co})$. Наночастицы Co имели средний размер 5 nm и их содержание в образцах варьировалось от 15 до 55 vol.%. Ниже порога перколяции MR имело отрицательные значения. (Авторы используют определение MR с другим знаком. Здесь и далее мы будем использовать общепринятое определение.) С понижением концентрации Co от 55 vol.% абсолютная величина MR увеличивается, достигает максимума 5.1 % при 35 vol.% и затем уменьшается. При некоторой концентрации Co MR меняет знак и становится положительным. На образцах с 15 vol.% положительное MR достигает значения 3.5 %. Измерения были проведены в касательном магнитном поле в диапазоне от 0 до 12 kOe при комнатной температуре.

Еще один тип положительного магнитосопротивления наблюдался на гранулированных структурах $\text{Al}_2\text{O}_3(\text{Fe})$ при больших приложенных напряжениях [176]. Этот тип MR будет рассмотрен в следующем разделе.

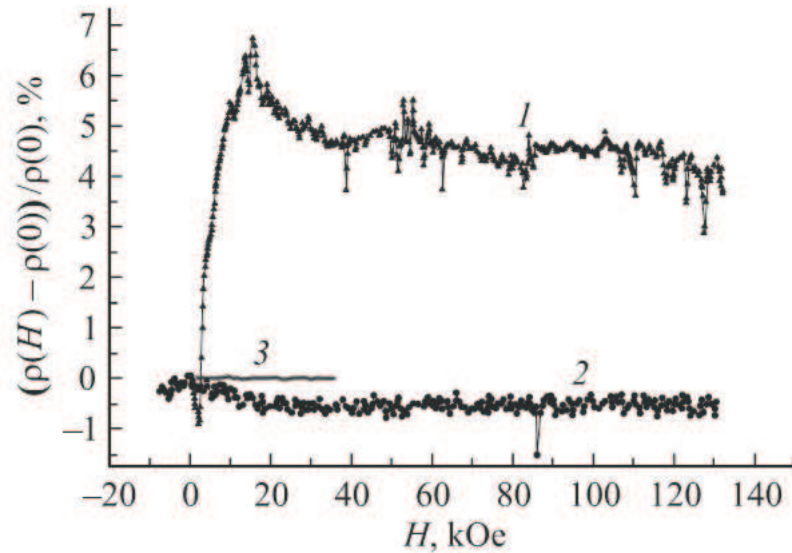


Рис. 1.16: Относительное изменение удельного электрического сопротивления от напряженности перпендикулярного магнитного поля при температуре $T = 4.2$ К для $(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x$ в исходном состоянии при различных значениях x , at.‰: (1) 31, (2) 41, (3) 49 [322].

Магнитосопротивление при больших напряженностях электрического поля

Исследование магнитосопротивления в гранулированных структурах $\text{Al}_2\text{O}_3(\text{Fe})$ в зависимости от приложенного электрического напряжения и магнитного поля было проведено в [176]. Пленки толщиной 100 нм содержали частицы Fe со средним размером 4.3 нм. Измерения проводились в СІР-геометрии. Расстояние между контактами составляло 1 мм. Измерения сопротивления на структурах $\text{Al}_2\text{O}_3(\text{Fe})$ с низким содержанием металлической фазы (33 и 41 vol.% Fe) при разных напряжениях, магнитных полях и температурах показали существование трех областей. В первой области при низких приложенных напряжениях (< 3 V) MR отрицательно. (Авторы используют обозначение MR с другим знаком, поэтому в статье MR является положительным. В этой главе и далее будет использоваться общепринятое определение MR.) В первой области с увеличением температуры (220 \rightarrow 300 К) сопротивление между контактами падает. Во второй области, в которой напряжение между контактами лежало в диапазоне [3, 6 V], происходит смена знака MR – оно становится положительным. Одновременно с увеличением напряжения во второй области происходит падение сопротивления гранулированной структуры. В третьей области, когда напряжение между контактами является большим (> 6 V), падение сопротивления гранулированной пленки прекращается и достигает насыщения. В этой области магнитосопротивление имеет большие положительные значения (23.2 % при $T = 40$ К для образца с 41 vol.% Fe). При этом сопротивление между контактами растет с увеличением темпера-

туры. Смену знака MR и большие значения положительного MR авторы объясняют тем, что при большом напряжении между гранулами происходит туннелирование d -электронов с противоположным спином с тех участков d -зоны, которые имеют большую плотность состояний и которые не задействованы при низких напряжениях.

Влияние сильного электрического поля на магнитосопротивление в гранулированных структурах $\text{SiO}_2(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{V}_{20})$ изучалось в [170]. Исследования проводились при комнатной температуре на пленках толщиной $5 \mu\text{m}$, содержащих металлические гранулы сплава $\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{V}_{20}$ с размерами $2 - 5 \text{ nm}$, в СРР-геометрии, т.е. тогда, когда ток был перпендикулярен поверхностям пленки. Магнитное поле величиной до 10 kOe прикладывалось как перпендикулярно, так и касательно к пленке. После воздействия сильного электрического поля проводились измерения MR в слабых электрических полях. Найдено, что воздействие электрического поля с напряженностью до $1.6 \cdot 10^3 \text{ V/cm}$ не изменяет абсолютную величину MR, которое было отрицательным. Воздействие более высокого напряжения существенно уменьшает MR, что свидетельствует о наличии порогового значения электрического поля. При этом намагниченность и кривые намагниченности не изменяются в результате воздействия сильных электрических полей. На основе полученных экспериментальных данных и согласно модели кластерных электронных состояний (КЭС), образующихся на группе (кластере) гранул, в основном, из электронов проводимости металлических частиц, найдено, что уменьшение магнитосопротивления связано с сокращением числа локализованных состояний между кластерами, по которым туннелирует электрон. Неизменность кривых намагниченности при воздействии сильного электрического поля, которое изменяет структуру КЭС, приводит к выводу о том, что d -электроны металлических частиц не делокализуются и слабо связаны с электронами, находящимися на КЭС. КЭС формируется, в основном, из волновых функций s -, p -электронов оболочек атомов металлических частиц.

Эффект Холла в гранулированных структурах

Наряду с магнитосопротивлением в гранулированных структурах возникает эффект Холла. Эффект Холла в ферромагнитных металлах является суммой двух составляющих [324]. Первый член, который представляет собой обычный эффект Холла, определяется силой Лоренца, пропорциональной магнитному полю H . Второй член носит название аномального (extraordinary) эффекта Холла. Он определяется рассеянием поляризованных носителей тока и пропорционален намагниченности. В ферромагнитных металлах и гранулированных структурах с ферромагнитными металлическими наночастицами аномальный эффект Холла значительно превышает обычный холловский эффект.

В [325] исследовался эффект Холла на гранулированных структурах $\text{SiO}_2(\text{Ni})$. Пленки $\text{SiO}_2(\text{Ni})$ содержали от 50 до 100 vol.% Ni и имели толщину $1 \mu\text{m}$. Холловское сопротивление

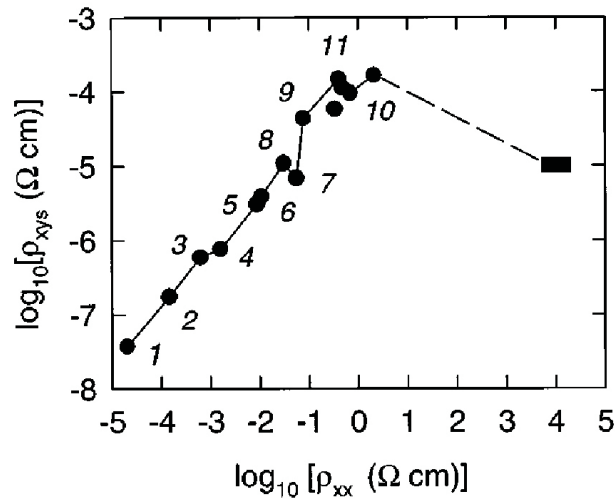


Рис. 1.17: Аномальное сопротивление Холла при насыщении ρ_{xy} в зависимости от удельного сопротивления ρ_{xx} [325].

ние измерялось в магнитных полях [-15, 15 кОе] в температурном диапазоне 4.5 - 300 К. Найдено, что при $H > 5$ кОе эффект Холла не зависит от H (стремится к насыщению). Для этой области полей холловское сопротивление для образцов, находящихся в области порога перколяции (53 - 61 vol.%), на 4 порядка превышает холловское сопротивление чистого Ni (Рис. 1.17). При этом, оно обладает слабой зависимостью от температуры. По сравнению с неферромагнитными металлами величина аномального эффекта Холла, наблюдаемая в $\text{SiO}_2(\text{Ni})$, больше на 5 - 6 порядков.

Влияние отжига на удельное сопротивление, магнитосопротивление и величину холловского сопротивления гранулированных структур $\text{SiO}_2(\text{FeNi})$ исследовалось в [326]. Пленки $\text{SiO}_2(\text{FeNi})$ толщиной 1 μm подвергались отжигу при разных температурах до 520°C. Найдено, что при отжиге до 300°C удельное сопротивление, холловское сопротивление и магнитосопротивление пленок $\text{SiO}_2(\text{FeNi})$, находящихся в диэлектрической области вблизи порога перколяции (58 - 63 vol.% FeNi), монотонно увеличиваются с ростом температуры отжига. Намагниченность образцов остается практически постоянной. Отжиг с температурой более 420°C (диапазон 420 - 520°C) приводит к резкому падению удельного сопротивления, холловского сопротивления и магнитосопротивления на два - три порядка. При этом наблюдался рост намагниченности на 20 %. Зависимость удельного сопротивления от температуры приобрела металлический характер. С ростом температуры отжига обнаружено исчезновение малых гранул FeNi и увеличение среднего размера гранул от 3 до 6 nm.

Эффект Холла в гранулированных пленках $\text{SiO}_2(\text{Fe})$ исследовался в [88, 167, 168]. Средний размер гранул был меньше 5 nm. Толщины пленок лежали в диапазоне 0.2 - 0.8 μm . Было найдено, что зависимости холловских сопротивлений от магнитного поля пропорци-

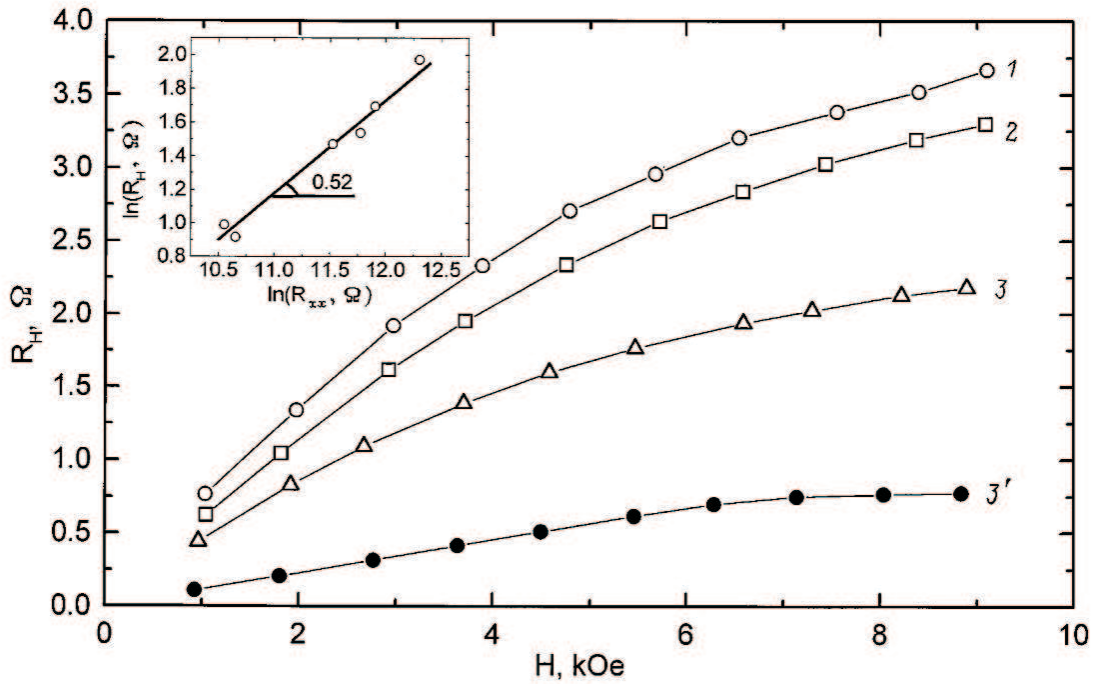


Рис. 1.18: Зависимости холловского сопротивления от магнитного поля для образцов с диэлектрическим (кривые 1-3, энергия активации $w = 1.69$ meV) и металлическим (кривая 3', $x = 0.7$) характером проводимости при различных температурах, К: 1 - 100; 2 - 120; 3, 3' - 300. На вставке – параметрическая зависимость холловского сопротивления от продольного сопротивления диэлектрических образцов в интервале температур 77-300 К [88].

ональны намагниченности, что характерно для аномального эффекта Холла (Рис. 1.18). При больших магнитных полях полевые зависимости эффекта Холла испытывают насыщение для образцов, как находящихся в диэлектрической фазе, так и находящихся в металлическом состоянии. По мнению авторов, сходство полевой зависимости эффекта Холла с кривой намагниченности, описываемой функцией Ланжевена, указывает на то, что за эффект Холла ответственно спин-орбитальное взаимодействие. Величина холловских сопротивлений выше для образцов, находящихся в диэлектрической фазе (50 vol.% Fe), по сравнению с холловскими сопротивлениями образцов с металлической проводимостью (70 vol.% Fe). Обнаруженные особенности эффекта Холла, по-видимому, связаны с прямым спин-зависимым туннелированием электронов через промежуточные состояния в диэлектрике и существенной ролью кластерных образований. В [168] отмечается, что аномальный эффект Холла может возникать за счет интерференции амплитуд туннельных переходов в совокупности из трех гранул. В настоящее время законченная теория эффекта Холла в гранулированных структурах отсутствует.

Таким образом, подводя итог литературному обзору, посвященному спин-зависимому электронному транспорту в гранулированных структурах с ферромагнитными наночасти-

цами, можно прийти к выводу, что теория спин-зависимого транспорта в этих структурах должна быть существенно изменена. Наличие эффекта положительного магнитосопротивления [88, 321] и изменения величины отрицательного магнитосопротивления под действием сильного электрического поля [170] говорят о необходимости учета введенных в главе 4 кластерных электронных состояний (КЭС), которые могут быть образованы на группе частиц. Для объяснения особенностей зависимостей отрицательного MR от магнитного поля [87] и влияния отжига на MR [326] нужно учесть локализованные электронные состояния, которые образуются на дефектах и примесях аморфной матрицы. Спин-зависимый электронный транспорт осуществляется посредством неупругого резонансного туннелирования через цепочку этих локализованных состояний между гранулами. Теоретическая модель спин-зависимого электронного транспорта с учетом КЭС и локализованных состояний в матрице и объяснение экспериментальных зависимостей будут рассмотрены в разделах 6.2.1, 6.2.2 и 6.2.3. Из работ, посвященных аномальному эффекту Холла [88, 326], следует, что в модели спин-зависимого электронного транспорта необходим учет спин-орбитального взаимодействия. Рассмотрение этого взаимодействия между КЭС и d -системой, которое позволяет объяснить эффект положительного MR, будет проведено в разделе 6.2.4.

1.5.2 Магнитосопротивление гетероструктур гранулированная пленка / полупроводник

Нелинейные свойства вольт-амперной характеристики полупроводника, связанные с развитием лавинного процесса, при некоторых условиях чрезвычайно чувствительны к внешнему магнитному полю, что может быть использовано для создания структур с высокой величиной магнитосопротивления и манипулирования спинами, необходимого для ориентации и инжекции спин-поляризованных носителей. Лавинный процесс наступает тогда, когда напряжение, прикладываемое к полупроводнику, превышает некоторое пороговое значение и в полупроводнике начинается процесс ударной ионизации. Эффект ударной ионизации наблюдался на многих полупроводниках: n-GaAs, Si, p-Ge и др. В n-GaAs при ударной ионизации при низких температурах (4.2 K) происходит ионизация мелких примесей [327–330]. При этом наблюдается разделение протекающего по полупроводнику тока на каналы (current filament) (Рис. 1.19). При изменении приложенного напряжения происходит рождение и исчезновение каналов тока, что сопровождается гистерезисом и скачками тока на вольт-амперной кривой. Минимальный размер сечения каналов – 10 μm . Количество каналов тока и их сечения растут с ростом напряжения. Скачки тока на вольт-амперной зависимости, вызываемыми рождением и исчезновением каналов, наблюдались также в n-GaAs при комнатной температуре [331]. Время образования каналов зависит от количества примесей, неоднородностей структуры и геометрии образца и для иссле-

дованных образцов лежит в диапазоне 100 - 600 ps [334, 335]. Рождение и уничтожение каналов определяют сложную динамику: при увеличении напряжения возникают автоколебательные колебания, бифуркации и переход к хаосу [332, 333]. Действие магнитного поля проявляется в подавлении образования токовых каналов, изменении их формы и динамики. В [336] в n-GaAs при 4.2 К наблюдались особенности магнитосопротивления, связанные с образованием каналов и их поперечными сдвигами под действием магнитного поля. Движение каналов в магнитном поле, вызванное силой Лоренца, исследовалось в p-Ge при 4.2 К [337]. В [285] исследовалось действие магнитного поля на вольт-амперные характеристики и магнитосопротивление в n-GaAs при 4.2 К до и после начала ударной ионизации. Обнаружено, что в случае, когда магнитное поле H перпендикулярно току I , вольт-амперные зависимости $I - V$ не имеют гистерезиса и, напротив, гистерезис наблюдается при $H \parallel I$. С увеличением H происходит сдвиг порога нелинейности в сторону больших напряжений V . При $H \perp I$ наблюдаются большие величины магнитосопротивления по сравнению со случаем $H \parallel I$ как до, так и после порога нелинейности. Изменения частоты автоосцилляций и сценариев перехода к хаосу под действием магнитного поля наблюдались на n-GaAs и p-Ge при низких температурах (Рис. 1.20) [338–342].

Природа магнитосопротивления в полупроводниках при низких температурах, когда электроны локализованы на примесях и проводимость осуществляется путем прыжкового механизма, изложена в [184]. Магнитное поле сжимает волновые функции примесных электронов в поперечном направлении, превращая их в простейшем случае из сферически симметричных в сигарообразные. При этом перекрытие хвостов волновых функций соседних примесей в среднем резко уменьшается, что приводит к экспоненциальному возрастанию сопротивления. С увеличением температуры электроны уходят с примесных центров и вышеописанный механизм магнитосопротивления перестает работать.

Значительно больших значений магнитосопротивления можно достичь, если в полупроводнике в области рождения токовых каналов существует потенциальный барьер, на высоту которого оказывает влияние магнитное поле. Область начала развития лавинного процесса очень чувствительна к величине потенциального барьера и к изменению электрического поля, которое вносит барьер. В [291, 292] обнаружено, что наличие барьера, реализованного слоем SiO_2 в месте начала образования лавинного процесса в гетероструктуре $\text{Si:B/SiO}_2/\text{Al}$, обладающей дырочной проводимостью, позволяет резко повысить величину магнитосопротивления. Магнитосопротивление наблюдалось при низких температурах при прыжковом механизме проводимости. MR с потенциальным барьером достигло $10^5\%$ при температуре 4 К. Выше 36 К происходило опустошение акцепторных уровней бора и эффект магнитосопротивления пропадал.

Если высота барьера может изменяться магнитным полем, то малые изменения высоты барьера будут приводить к большим изменениям тока, в результате чего можно достичь больших величин магнитосопротивления не только при низких, но и при высоких темпе-

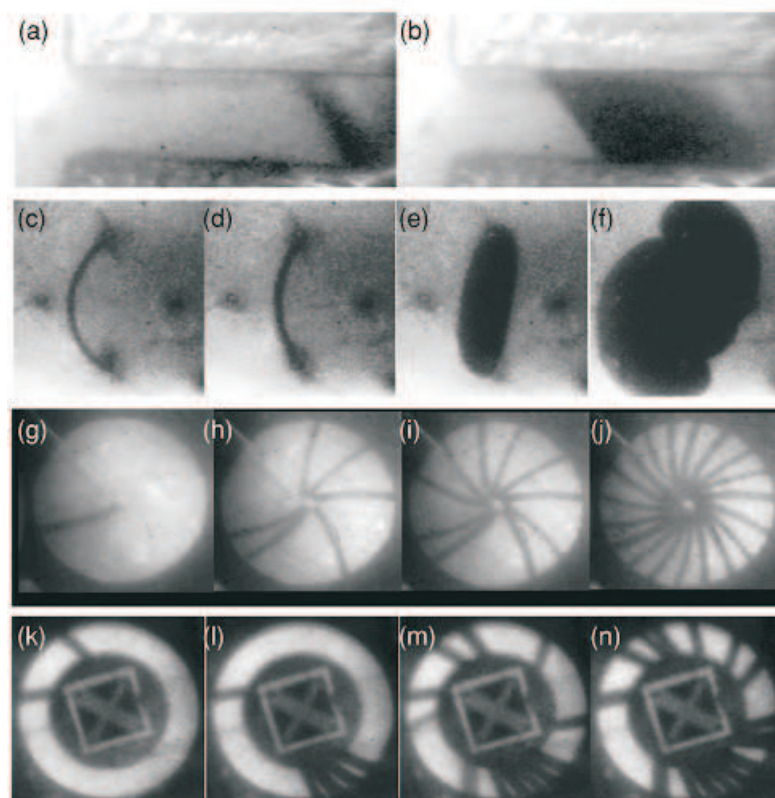


Рис. 1.19: Каналы тока в образцах GaAs четырех разных геометрий в перпендикулярном магнитном поле B : (a) и (b) параллельные полосовые контакты, $B = 309$ мТ, $I = 1.17, 3.82$ мА; (c) - (f) два точечных контакта, $B = 216$ мТ, $I = 0.26, 0.33, 2.15, 12.1$ мА; (g) - (j) геометрия диска Корбино, $B = 152$ мТ, $I = 0.2, 1.1, 1.7, 3.3$ мА; (k) - (n) геометрия кольца, $B = 237$ мТ, $I = 0.7, 1.9, 4.4, 5.9$ мА. [329].

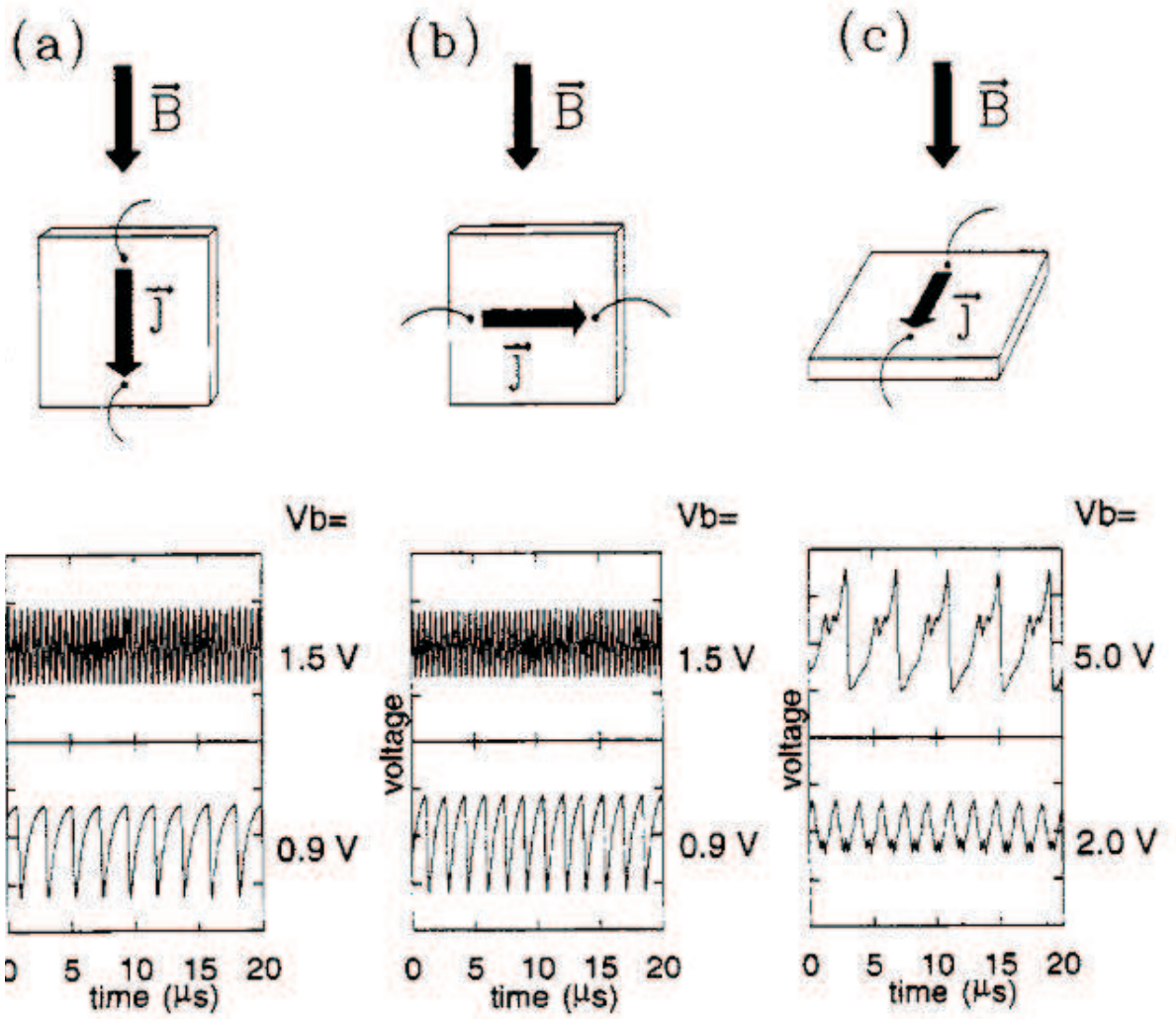


Рис. 1.20: Геометрия тока, протекающего в образце GaAs, относительно магнитного поля B и осцилляции тока в поле $B = 100\text{ мТ}$ [338].

ратурах. Одним из способов создания магнитоуправляемого барьера является напыление на полупроводник гранулированной пленки с ферромагнитными наночастицами. В этом случае магнитоуправляемый спин-зависимый барьер формируется в обогащенном электронном слое в полупроводнике вблизи интерфейса [161, 162, 365].

В [99, 100, 161] исследовался электронный транспорт и магнитосопротивление в гетероструктурах $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$, $\text{TiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ и $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{Si}$, где $\text{SiO}_2(\text{Co})$ ($\text{TiO}_2(\text{Co})$) – гранулированная пленка SiO_2 (TiO_2) с наночастицами Co . В $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ наблюдался эффект гигантского положительного магнитосопротивления (IMR), когда электроны инжектировались из пленки в полупроводник. Эффект IMR обладал температурно-пиковым характером. Температурная локализация эффекта зависела от концентрации Co и могла сдвигаться приложенным электрическим полем. Для гетероструктуры $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ с 71 at.% Co магнитосопротивление достигало 1000 (10^5 %) при комнатной температуре при развитии лавинного процесса в GaAs . В противоположность этому, для гетероструктур $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{Si}$ и $\text{TiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ значения магнитосопротивления были малы (4% для $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{Si}$), а для пленок $\text{SiO}_2(\text{Co})$ магнитосопротивление имело отрицательные значения. IMR эффект в гетероструктурах $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ объясняется спин-зависимым барьером, управляемым магнитным полем. Спин-зависимый потенциальный барьер формируется вблизи интерфейса благодаря обменному взаимодействию между электронами в обогащенном слое в полупроводнике и d -электронами Co [161, 162]. Большие значения IMR при лавинном процессе объясняются тем, что ударная ионизация, вызываемая инжектируемыми электронами, проходящими через потенциальный барьер, рождает дырки, которые, двигаясь, скапливаются в области потенциального барьера и понижают его высоту. Уменьшение высоты барьера повышает электронный ток, текущий через барьер, и увеличивает лавинообразование. Благодаря дыркам формируется положительная обратная связь и малые изменения высоты барьера приводят к большим изменениям тока. Приложенное магнитное поле увеличивает высоту и понижает прозрачность барьера. Из-за существования обратной связи малые изменения барьера подавляют наступление ударной ионизации. Существование локализованных спин-поляризованных электронных состояний в обогащенном слое приводит к температурно-пиковой зависимости высоты барьера, что проявляется на температурной зависимости IMR.

Положительное магнитосопротивление, достигающее 320000 % в магнитном поле 2 кОе при комнатной температуре, наблюдалось на гетероструктуре полуизолирующий GaAs / островковая пленка MnSb с покрытием Sb (Рис. 1.21) [286, 288]. Наночастицы MnSb представляли собой ферромагнитный металл с температурой Кюри 600 К. Магнитное поле прикладывалось параллельно току и поверхности пленки. Наибольшая величина магнитосопротивления (MR) наблюдалась при определенной удельной концентрации островков MnSb на поверхности GaAs тогда, когда гетероструктура переходила из высокоомного состояния в низкоомное, т.е. развивался лавинный процесс. Магнитное поле подавляло ток

и наблюдавшиеся в отсутствие поля гистерезисные явления. При увеличении толщины островковой пленки островки MnSb соединялись между собой. При толщине 5 молекулярных слоев пленка MnSb становилась сплошной и эффект магнитосопротивления пропал. В [288] исследовалось влияние света на магнитосопротивление гетероструктуры полупроводящий GaAs / островковая пленка MnSb с 20 нм покрытием GaAs. Найдено, что свет влияет на величину MR в том случае, если энергия падающего фотона больше ширины запрещенной зоны GaAs и в зоне проводимости GaAs появляются фотоиндуцированные электроны.

Эффект магнитосопротивления исследовался на гетероструктурах полупроводящий GaAs / гранулированная пленка GaAs с нанокластерами MnAs (сокращенно GaAs / GaAs (MnAs)) [289]. Нанокластеры MnAs представляли собой ферромагнитный металл с температурой Кюри 313 К. Гранулированная пленка GaAs(MnAs) обладала отрицательным магнитосопротивлением порядка 1.5 % в магнитном поле 1 Т [290]. В противоположность этому, в гетероструктуре GaAs / GaAs(MnAs) наблюдалось положительное магнитосопротивление более 600 % в поле 1 Т при комнатной температуре. Эффект наблюдался в области развития лавинного процесса. Действие магнитного поля приводило к подавлению тока и гистерезиса.

Положительное магнитосопротивление, превышающее 10^5 % в магнитном поле 0.8 Т при комнатной температуре, наблюдалось в структуре полупроводящий GaAs / GaAs (10 нм) / Au, имеющей барьер Шоттки [287]. Магнитное поле приводило к подавлению начала развития лавинного процесса. По-видимому, механизм подавления магнитным полем лавинного процесса связан с изменением состояния магнитных ионов Cr, используемых в качестве глубокой примеси в полупроводящем GaAs. Действие магнитного поля может приводить к изменению s- и d-оболочек Cr и к изменению дифференциального сечения рассеяния носителей тока на примеси. В других гетероструктурах этот механизм магнитосопротивления может работать одновременно с механизмом магнитосопротивления, рассмотренным выше и обусловленным магнитоуправляемым потенциальным барьером в области начала развития лавинного процесса.

Напыление на полупроводник гранулированной пленки с ферромагнитными наночастицами создает обогащенный электронный слой в полупроводнике вблизи интерфейса, который формирует не только магнитоуправляемый барьер, но и обменно-расщепленные спин-поляризованные уровни. Эти уровни могут быть использованы для эффективной инжекции спин-поляризованных электронов в полупроводник. Электронный спиновый транспорт в гетероструктурах ферромагнетик / полупроводник (FM / SC) с недавнего времени стал объектом интенсивных научных исследований. Возможность манипулирования спином у носителей тока дает увеличение функциональности электронных приборов, таких как спиновые транзисторы, датчики магнитного поля и ячейки памяти [252, 253]. Гетероструктуры FM / SC могут быть использованы в качестве магниторезистивных ячеек и

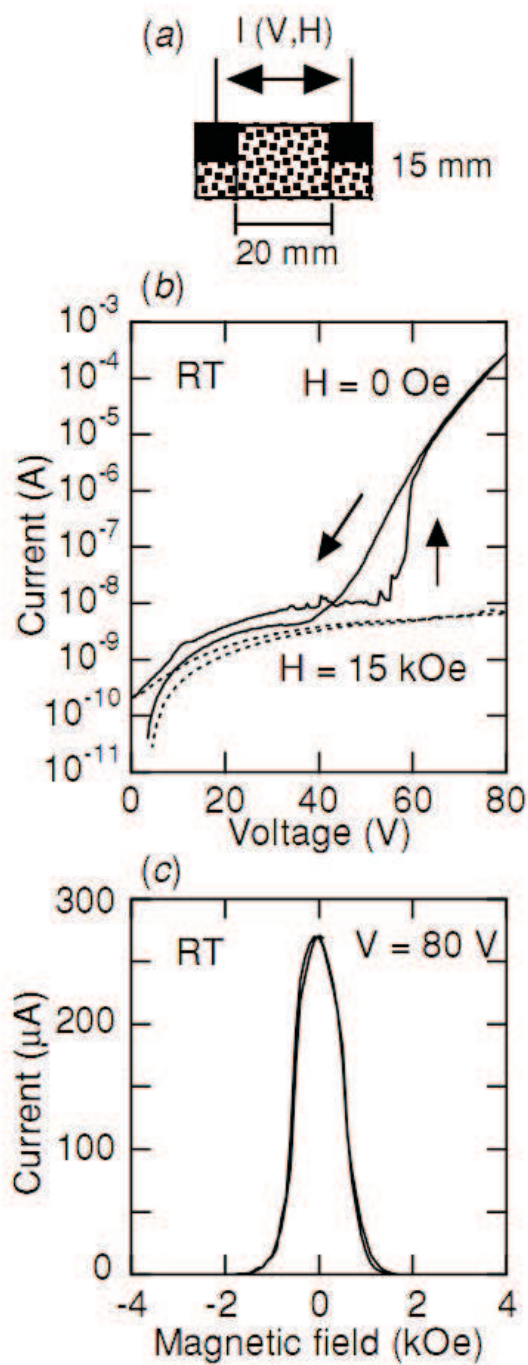


Рис. 1.21: (а) образец пленки MnSb/GaAs включает островки MnSb на (001) плоскости GaAs, покрытые слоем Sb толщиной 3 nm. (b) I-V характеристики пленки MnSb/GaAs, снятые при комнатной температуре. Скорость изменения напряжения составляла 1 Vs^{-1} . Кривые, измеренные при 0 и 15 kOe, представлены сплошной и пунктирной линиями, соответственно. Стрелки показывают направление изменения напряжения. (с) Уменьшение тока при действии магнитного поля. Измерения сделаны при комнатной температуре при напряжении 80 V. Скорость изменения магнитного поля составляла 50 Oe s^{-1} [288].

инжекторов спин-поляризованных электронов в полупроводник [254–256]. Для практических применений крайне желательно, чтобы эти свойства реализовывались при комнатной температуре.

Хотя получены важные результаты, эффективная спиновая инжекция при комнатной температуре все еще не достигнута. Эти проблемы могут быть решены путем использования гетероструктур FM / SC со спин-зависимым потенциальным барьером, который управляет кинетической энергией инжектированных электронов и наступлением ударной ионизации [99, 100, 161, 162]. В этих гетероструктурах FM является гранулированной пленкой с d (или f) металлическими наночастицами, а в SC формируются квантовые ямы, содержащие локализованные спин-поляризованные электроны. По сравнению со структурой металл / полупроводник с барьером Шоттки, в которой также возможно управление началом развития лавинного процесса магнитным полем [287, 289, 291, 292], прозрачность спин-зависимого потенциального барьера, который формируется спин-поляризованным обогащенным электронным слоем в полупроводнике вблизи интерфейса, характеризуется сильной зависимостью от положительной обратной связи, образованной дырками, и от их концентрации в области барьера и его высота отличается для различных спиновых ориентаций инжектированных электронов. Величина барьера определяется обменным взаимодействием между d (f) электронами в FM на интерфейсе и электронами в полупроводнике, которое поляризует электроны обогащенного слоя.

В 6 главе изучается магнитосопротивление в гетероструктурах $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{Si}$, $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ и $\text{TiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$, где $\text{SiO}_2(\text{Co})$ ($\text{TiO}_2(\text{Co})$) – гранулированная пленка SiO_2 (TiO_2) с наночастицами Co. Изготовление образцов и экспериментальные результаты представлены в 6.3.1. Эффект является более выраженным, когда электроны инжектируются из гранулированной пленки в полупроводник, в связи с чем, он получил название инжекционного магнитосопротивления (IMR) [99, 100, 161]. Для гетероструктур $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ значение IMR достигает 1000 (10^5 %) при комнатной температуре, что на два-три порядка выше максимальных величин GMR в магнитных металлических мультислойных структурах и TMR в структурах MTJ. С другой стороны, для гетероструктур $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{Si}$ значения магнитосопротивления очень малы, а собственное магнитосопротивление пленок $\text{SiO}_2(\text{Co})$ имеет отрицательную величину. Эффект IMR обладает выраженной температурно-пиковой зависимостью и его температурная локализация может сдвигаться внешним электрическим полем. Большие величины IMR-эффекта в гетероструктурах $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ и температурно-пиковая зависимость объясняются в разделах 6.3.2 и 6.3.3, где представлена теоретическая модель управляемого магнитным полем лавинного процесса, начало которого осуществляется электронами, прошедшими через спин-зависимый потенциальный барьер в обогащенном электронном слое в полупроводнике вблизи интерфейса [162]. Структура гранулированной пленки вблизи интерфейса пленка / полупроводник, полученная методами рефлектометрии поляризованных нейтронов (PNR), малоуглового рассеяния

синхротронного излучения в скользящей геометрии (GISAXS) и SQUID, рассмотрена в разделе 6.3.4. Свойства магнитных сенсоров на основе IMR-эффекта в гетероструктурах $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ описаны в разделе 6.3.5. В 6.3.6 представлена гетероструктура FM / SC с дырочными ловушками и квантовыми ямами, содержащими локализованные спин-поляризованные электроны, как структура перспективного спинового инжектора и магнитного датчика, работающего в широком температурном диапазоне. Эта гетероструктура может быть использована в качестве био-аналитического сенсора, обладающего большей чувствительностью по сравнению с GMR-датчиками [293, 294], и как спиновый инжектор в spin-valve транзисторах и в спиновых полевых (FET) структурах [295–298].

Глава 2

Диаграммная техника

2.1 Постановка задачи

Диаграммная техника развита в общем виде для квантовых систем, обладающих внутренней динамикой, которая описывается группой Ли с алгеброй Ли \mathcal{L} . Результаты главы 2 используются в главе 3 при исследовании магнитных свойств и спинволновых возбуждений спиновых структур, описываемых моделью Гейзенберга. Модель Гейзенберга имеет внутреннюю динамику с группой Ли $Spin(3)$. Диаграммная техника, основанная на разложении функций Грина, является одним из эффективных теоретических методов, применяемых для исследования сильно взаимодействующих систем. Диаграммное разложение является мощным методом для получения разнообразной информации о системах взаимодействующих частиц в квантовой теории поля и в статистической физике. Используя диаграммную технику, можно найти спектры квазичастичных возбуждений, вычислить вероятности переходов, определить температурные зависимости термодинамических потенциалов, найти параметры релаксации возбуждений. Диаграммная техника для квантовых систем, развитая во 2 главе, основана на разложении производящего функционала для температурных функций Грина и определяется через дифференциальные функциональные уравнения. На уровне частиц квантовые системы описываются операторами, которые принадлежат некоторой алгебре или супералгебре Ли. Операторы являются генераторами непрерывных преобразований соответствующих групп Ли, которые определяют внутреннюю динамику квантовой системы.

Для построения диаграммной техники мы перейдем от операторов квантовой системы к дифференциальным операторам над некоторой коммутативной алгеброй регулярных функционалов. Учитывая полученное дифференциальное представление, будет построена диаграммная техника, основанная на разложении производящего функционала для температурных функций Грина [19, 20]. Производящий функционал задается дифференциальными функциональными уравнениями. Эти уравнения получены в разделе 2.2 из

эволюционных операторных уравнений путем замены операторов алгебры Ли дифференциальными операторами над коммутативной алгеброй функционалов. Решения дифференциальных функциональных уравнений найдены в разделе 2.3 в форме рядов, которым соответствуют диаграммные разложения. Данный метод построения диаграммных разложений является более общим, чем методы, использующие теорему Вика и разложение функциональных интегралов [7–9, 12–15]. Полученное диаграммное построение, основанное на дифференциальных функциональных уравнениях, дает возможность описать квантовые системы на топологически нетривиальных дифференцируемых многообразиях и исследовать дифференциальные функциональные уравнения с помощью когомологий и методами вторичного дифференциального исчисления [21–24]. Для реализации этого в разделе 2.4 мы обобщим дифференциальные функциональные уравнения и диаграммные разложения на случай функционалов, определенных на пучке колец функций на топологически нетривиальных многообразиях. Топологическая нетривиальность многообразий накладывает ограничения на форму взаимодействий между частицами и приводит к существованию дополнительных квантовых возбуждений.

Преимуществом развитой диаграммной техники является возможность нахождения эффективных кластерных аппроксимаций для моделей с сильными локальными взаимодействиями. Это может быть реализовано путем перехода в гамильтониане от одночастичных операторов к композиционным операторам, описывающим кластер частиц. Композиционные операторы принадлежат универсальной обертывающей алгебре, базис которой построен из одночастичных операторов. Замена операторов приводит к замене алгебр Ли. Первичная алгебра Ли $\mathcal{L}^{(0)}$, описывающая внутреннюю динамику квантовой системы, замещается алгеброй Ли $\mathcal{L}^{(1)}$, которая включает $\mathcal{L}^{(0)}$ в качестве подалгебры: $\mathcal{L}^{(0)} \subset \mathcal{L}^{(1)}$.

В разделе 2.5 будет рассмотрено приближение самосогласованного поля и определена матрица эффективных функций Грина и взаимодействий (\mathcal{P} -матрица) посредством суммирования рядов, состоящих из затравочных взаимодействий и затравочных функций Грина. Квазичастичные возбуждения квантовой системы определяются полюсами \mathcal{P} -матрицы.

Некоторые частные случаи диаграммных разложений для моделей с различной внутренней Ли-групповой динамикой рассмотрены в разделах 2.6 - 2.7. Для случая алгебры (супералгебры), составленной из операторов рождения-уничтожения, диаграммные разложения сводятся к диаграммам Феймана для Бозе (Ферми) квантовых систем (раздел 2.6). В разделе 2.7 рассмотрена диаграммная техника и возбуждения для спиновой системы с одноосной анизотропией. Внутренняя динамика этой модели сложнее внутренней динамики модели Гейзенберга и описывается алгеброй Ли $gl(3)$ (или, опуская центр алгебры, алгеброй Ли $sl(3)$).

2.2 Вывод функциональных уравнений

Рассмотрим модель с внутренней Ли-групповой динамикой на кристаллической решетке, описываемую гамильтонианом

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}', \quad (2.1)$$

где

$$\mathcal{H}_0 = \mathcal{H}_b + \mathcal{H}_V = \sum_{\vec{1}, j} b_j(\vec{1}) \sigma_j(\vec{1}) + \sum_{\substack{\vec{1}, \vec{1}' \\ i, j}} V_{ij}(\vec{1} - \vec{1}') \sigma_i(\vec{1}) \sigma_j(\vec{1}'), \quad (2.2)$$

$\vec{1} \equiv \vec{r}_{n_1}$, $\vec{1}' \equiv \vec{r}_{n_1}'$ - упрощенное обозначение узла кристаллической решетки, $b_j(\vec{1})$ - внешние поля, $V_{ij}(\vec{1} - \vec{1}')$ - взаимодействие. Операторы $\sigma_j(\vec{1})$ характеризуют различные свойства квантовых систем и могут быть операторами энергии определенного уровня, спиновыми операторами, операторами числа частиц, операторами электрического дипольного момента и т.п. Поля $b_j(\vec{1})$, соответствующие этим операторам $\sigma_j(\vec{1})$, есть величины энергий, магнитных полей, химических потенциалов, электрических полей. Операторы $\sigma_j(\vec{1})$ удовлетворяют коммутационным соотношениям

$$[\sigma_i(\vec{1}), \sigma_j(\vec{1}')] = \sum_m C_{ij}^m \sigma_m(\vec{1}) \delta_{\vec{1}\vec{1}'} \quad (2.3)$$

и определяют алгебру (супералгебру) Ли \mathcal{L} на узле $\vec{1}$. Алгебра (супералгебра) Ли \mathcal{L} задает внутреннюю Ли-групповую динамику квантовой системы. Если \mathcal{L} является супералгеброй Ли, то скобка определяется соотношением

$$[\sigma_i(\vec{1}), \sigma_j(\vec{1}')] = \sigma_i(\vec{1}) \sigma_j(\vec{1}') - \kappa_{ij} \sigma_j(\vec{1}') \sigma_i(\vec{1}),$$

где коэффициент $\kappa_{ij} = (-1)^{\deg \sigma_i \cdot \deg \sigma_j}$ зависит от четности $\deg \sigma_i(\vec{1})$, $\deg \sigma_j(\vec{1}')$ операторов $\sigma_i(\vec{1})$, $\sigma_j(\vec{1}')$. Если оператор σ_k является четной грассмановой переменной, то значение четности $\deg \sigma_k = 0$, если σ_k - нечетная грассмановая переменная, то значение $\deg \sigma_k = 1$. Мы будем предполагать, что операторы $\sigma_k(\vec{1})$ и соответствующие поля $b_k(\vec{1})$ в (2.2) имеют одинаковые четности, $\deg \sigma_k(\vec{1}) = \deg b_k(\vec{1})$, и гамильтонианы \mathcal{H}_b , \mathcal{H}_V , \mathcal{H}' являются четными грассмановыми переменными, $\deg \mathcal{H}_b = \deg \mathcal{H}_V = \deg \mathcal{H}' = 0$. Мы также будем предполагать, что квантовая система, описываемая гамильтонианом \mathcal{H}_0 , находится в термодинамическом равновесии и характеризуется температурой T . В термодинамическом равновесии множество r коммутирующих операторов $\{\sigma_j^{(c)}(\vec{1})\}$, которое является подмножеством $\{\sigma_j(\vec{1})\}$, задает набор наблюдаемых переменных. Множество $\{\sigma_j^{(c)}(\vec{1})\}$ определяет набор отличных от нуля статистически средних величин $\langle\langle \sigma_j(\vec{1}) \rangle\rangle_0$, где $\langle\langle \dots \rangle\rangle_0$ обозначает усреднение с гамильтонианом \mathcal{H}_0 . В термодинамическом равновесии внешние поля $b_j(\vec{1})$, соответствующие операторам $\{\sigma_j^{(c)}(\vec{1})\}$, могут принимать произвольные значения.

Необходимо отметить, что билинейная форма гамильтониана \mathcal{H}_0 с билинейным взаимодействием в определении (2.2) является общей. Если гамильтониан взаимодействия имеет вид

$$\mathcal{H}_V = \sum_{\substack{\vec{1}, \vec{1}' \\ i_1, \dots, i_n, j_1, \dots, j_k}} V_{i_1 \dots i_n j_1 \dots j_k} (\vec{1} - \vec{1}') a_{i_1}(\vec{1}) \dots a_{i_n}(\vec{1}) a_{j_1}(\vec{1}') \dots a_{j_k}(\vec{1}'),$$

то переход к билинейной форме реализуется подстановкой составных операторов $\sigma_i(\vec{1}) = a_{i_1}(\vec{1}) \dots a_{i_n}(\vec{1})$, $\sigma_j(\vec{1}') = a_{j_1}(\vec{1}') \dots a_{j_k}(\vec{1}')$ вместо операторов a_i . Множество операторов $\{\sigma_i(\vec{1})\}$ генерирует алгебру Ли $\mathcal{L}^{(1)}$, отличную от первичной алгебры Ли $\mathcal{L}^{(0)}$, базис которой сформирован операторами a_i . Частным случаем такого перехода является переход от модели сильно взаимодействующей электронной Ферми системы к модели Хаббарда [10–15].

Гамильтониан

$$\mathcal{H}' = \sum_{\vec{1}, j} p_j(\vec{1}) \sigma_j(\vec{1}) \quad (2.4)$$

описывает взаимодействие с вспомогательными полями $p_j(\vec{1})$. Мы предполагаем, что в гамильтониане \mathcal{H}' четности операторов и вспомогательных полей равны: $\deg \sigma_j(\vec{1}) = \deg p_j(\vec{1})$. В случае моделей с внутренними динамическими алгебрами Ли, множество полей $p = \{p_j(\vec{1})\}$ образует коммутативное функциональное кольцо. Для моделей с супералгебрами Ли поля p образуют антикоммутативное кольцо.

По гамильтониану (2.1) мы можем определить производящий функционал

$$Z[p] = \text{Sp} \exp[-\beta \mathcal{H}(p)], \quad (2.5)$$

где $\beta = 1/kT$, k - постоянная Больцмана. Для анализа температурных зависимостей квантовой системы мы должны вывести дифференциальные уравнения для производящего функционала. Эти уравнения могут быть найдены из эволюционных операторных уравнений

$$\frac{\partial \hat{\sigma}_j(\vec{1}, \tau)}{\partial \tau} = [\mathcal{H}, \hat{\sigma}_j(\vec{1}, \tau)] \quad (\tau \in [0, \beta]) \quad (2.6)$$

путем усреднения с оператором $\exp[-\beta \mathcal{H}(p)]$, где $\hat{\sigma}_j(\vec{1}, \tau) = \exp(\tau \mathcal{H}) \sigma_j(\vec{1}) \exp(-\tau \mathcal{H})$ - операторы в эвклидовом представлении Гейзенберга. Без потери общности мы можем включить константу β в определение внешних полей b_j , взаимодействия V_{ij} и вспомогательных полей p_j в соотношениях (2.2), (2.4) и изменить диапазон значений τ в уравнениях (2.6). Другими словами, осуществим масштабное преобразование: $-\beta b_j \rightarrow b_j$, $-\beta V_{ij} \rightarrow V_{ij}$, $-\beta p_j \rightarrow p_j$, $\tau \rightarrow \beta \tau$. В новых переменных производящий функционал и операторы в эвклидовом представлении Гейзенберга имеют вид $Z[p] = \text{Sp} \exp[\mathcal{H}(p)]$ и $\hat{\sigma}_j(\vec{1}, \tau) = \exp(-\tau \mathcal{H}) \sigma_j(\vec{1}) \exp(\tau \mathcal{H})$, соответственно, где $\tau \in [0, 1]$.

Для того, чтобы вывести дифференциальные уравнения для производящего функционала, выявим зависимость от p в соотношении (2.5) и найдем явную форму этой зависимости. Для этих целей перейдем от операторов в эвклидовом представлении Гейзенберга к операторам в представлении взаимодействия $\sigma_j(\vec{1}, \tau) = \exp(-\tau\mathcal{H}_0)\sigma_j(\vec{1})\exp(\tau\mathcal{H}_0)$. В представлении взаимодействия гамильтониан \mathcal{H}' рассматривается как возмущение. Переход от операторов в эвклидовом представлении Гейзенберга к операторам $\sigma_j(\vec{1}, \tau)$ в представлении взаимодействия определяется оператором эволюции $U(\tau)$ [27]

$$\hat{\sigma}_j(\vec{1}, \tau) = U^{-1}(\tau)\sigma_j(\vec{1}, \tau)U(\tau).$$

Оператор эволюции дает зависимость от p в форме

$$U(\tau) = \exp(-\tau\mathcal{H}_0)\exp(\tau\mathcal{H}) = \mathbf{T} \exp \left[\int_0^\tau \mathcal{H}'(\tau') d\tau' \right],$$

где $\mathcal{H}'(\tau) = \exp(-\tau\mathcal{H}_0)\mathcal{H}'\exp(\tau\mathcal{H}_0)$ - гамильтониан (2.4) с вспомогательными полями p в представлении взаимодействия; \mathbf{T} - оператор упорядочивания по времени. Если временные переменные τ операторов совпадают, то

$$\mathbf{T}\{A, B\} = 1/2[AB + (-1)^{\deg A \cdot \deg B}BA].$$

Дифференцирование оператора эволюции $U(1)$ при $\tau = 1$ относительно полей p дает

$$\begin{aligned} \frac{\delta}{\delta p_{j_1}(\vec{1}, \tau_1)} \cdots \frac{\delta}{\delta p_{j_n}(\vec{n}, \tau_n)} U(1) &= \mathbf{T} \left\{ \sigma_{j_1}(\vec{1}, \tau_1) \cdots \sigma_{j_n}(\vec{n}, \tau_n) \exp \left[\int_0^1 \mathcal{H}'(\tau) d\tau \right] \right\} \\ &= U(1) \mathbf{T} \left[\hat{\sigma}_{j_1}(\vec{1}, \tau_1) \cdots \hat{\sigma}_{j_n}(\vec{n}, \tau_n) \right]. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Так как дифференциальные операторы являются некоммутативными, то к полям p_j добавлены временные переменные τ_j . Переменные τ_j могут рассматриваться как Фенмановские параметры порядка [201]. На основании этого мы будем писать временные переменные в полях p_j во всех последующих уравнениях. Временные переменные могут быть опущены только в том случае, если алгебра Ли \mathcal{L} коммутативна. Этот случай будет рассматриваться в разделе 2.2.2, где подалгебра Картана представлена как независимая алгебра Ли.

Произведение операторов в соотношении (2.7) принадлежит к универсальной обертывающей алгебре $\mathcal{U}(\mathcal{L})$ [29]. Соотношение (2.7) дает возможность представить \mathbf{T} -упорядоченное произведение операторов $\hat{\sigma}_j$, принадлежащее $\mathcal{U}(\mathcal{L})$, дифференциальными операторами над алгеброй функционалов. Мы определим эту функциональную алгебру как коммутативную алгебру \mathcal{A} регулярных функционалов $R \in \mathcal{A}$ над кольцом $\mathcal{F}^{(0)}$ функций

$p_j(\vec{1}, \tau)$. Регулярные функционалы $R \in \mathcal{A}$ могут быть записаны в виде степенных рядов относительно полей $p_j(\vec{1}, \tau) \in \mathcal{F}^{(0)}$

$$R[p] = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{j_1, \dots, j_n} \sum_{\vec{1}, \dots, \vec{n}} \int_0^1 \cdots \int_0^1 Y_{j_n, \dots, j_1}(\vec{1}, \dots, \vec{n}; \tau_1, \dots, \tau_m) \times p_{j_1}(\vec{1}, \tau_1) \cdots p_{j_n}(\vec{n}, \tau_n) d\tau_1 \cdots d\tau_n, \quad (2.8)$$

где $m \geq n$, $Y_{j_n, \dots, j_1}(\vec{1}, \dots, \vec{n}; \tau_1, \dots, \tau_m)$ - функции от m пространственных и m временных переменных. Так как индексы $j_n \dots, j_1$ рассматриваются как матричные индексы во всех последующих соотношениях (например, в уравнениях Дайсона), в функциях Y_{j_n, \dots, j_1} использован их обратный порядок. Функции $Y_{j_n, \dots, j_1}(\vec{1}, \dots, \vec{n}; \tau_1, \dots, \tau_m)$ принадлежат к гладкой оболочке тензорного произведения m колец $\bigotimes_m \mathcal{F}_m^{(0)}$. В (2.8) мы потребуем конечность значений интегралов и сходимость рядов. Сложение $\mathcal{A} \oplus \mathcal{A} \rightarrow \mathcal{A}$, умножение $\mathcal{A} \otimes \mathcal{A} \rightarrow \mathcal{A}$, $\mathcal{A} \otimes \mathcal{F}^{(0)} \rightarrow \mathcal{A}$ и дифференцирование на $\mathcal{F}^{(0)}$ -алгебре \mathcal{A} можно определить следующим образом. Сложение и умножение в алгебре \mathcal{A} определяются, соответственно, почленным сложением и умножением рядов. В соответствии с [21–23], дифференцирование является частным случаем $\mathcal{F}^{(0)}$ -гомоморфизма. Дифференцирование регулярных функционалов $R[p]$ относительно поля $p_i(\vec{i}, \tau_i)$ сводится к исключению поля $p_i(\vec{i}, \tau_i)$ и к пропуску соответствующих суммы и интеграла относительно переменных \vec{i}, τ_i в степенном ряде (2.8)

$$\frac{\delta R[p]}{\delta p_i(\vec{i}, \tau_i)} = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{j_1, \dots, \hat{i}, \dots, j_n} \sum_{\vec{1}, \dots, \hat{i}, \dots, \vec{n}} \int_0^1 \cdots \int_0^1 Y_{j_n, \dots, j_1}(\vec{1}, \dots, \vec{n}; \tau_1, \dots, \tau_m) \times \prod_{k=i+1}^n \kappa_{ik} \underbrace{p_{j_1}(\vec{1}, \tau_1) \cdots \hat{p}_i(\vec{i}, \tau_i) \cdots p_{j_n}(\vec{n}, \tau_n)}_{n-1} d\tau_1 \cdots d\hat{\tau}_i \cdots d\tau_n, \quad (2.9)$$

где знак $\hat{}$ означает, что данная переменная должна быть опущена. Суммирование по индексам $j_1, \dots, \hat{i}, \dots, j_n$ в соотношении (2.9) проводится по всем множествам $\{\hat{i}, j_2, \dots, j_n\}, \dots, \{j_1, \dots, j_{n-1}, \hat{i}\}$. Так как вспомогательные поля $p_j(\vec{1}, \tau)$ могут быть грассмановыми переменными, то для определенности мы будем считать дифференцирование правым. Член $\prod_{k=i+1}^n \kappa_{ik}$ появляется от перестановки полей $p_j(\vec{1}, \tau)$ во время дифференцирования.

После усреднения с оператором $\exp(\mathcal{H})$ соотношение (2.7) может быть использовано для представления уравнений (2.6) в форме дифференциальных функциональных уравнений. Принимая во внимание явную форму гамильтониана \mathcal{H} , определенную выражениями (2.1), (2.2), (2.4), коммутационные соотношения (2.3) и соотношение (2.7), заменим операторы $\hat{\sigma}_j$ в эвклидовом представлении Гейзенберга в (2.6) дифференциальными операторами и получим дифференциальные функциональные уравнения

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\delta Z[p]}{\delta p_j(\vec{1}, \tau)} = \sum_{i,m} [b_i(\vec{1}) + p_i(\vec{1}, \tau)] C_{ij}^m \frac{\delta Z[p]}{\delta p_m(\vec{1}, \tau)}$$

$$+ \sum_{i,n,m,\vec{1}'} C_{nj}^m [V_{in}(\vec{1}' - \vec{1}) + \kappa_{in} V_{ni}(\vec{1} - \vec{1}')] \frac{\delta^2 Z[p]}{\delta p_i(\vec{1}', \tau) \delta p_m(\vec{1}, \tau)}. \quad (2.10)$$

В общем случае, решения функциональных уравнений (2.10) принадлежат модулю над алгеброй \mathcal{A} . Помимо определения функциональных уравнений (2.10), соотношение (2.7) может быть использовано для вывода следующего утверждения – функционал $Z[p]$ генерирует температурные функции Грина без вакуумных петель [27]

$$\begin{aligned} G_{j_n \dots j_1}(\vec{1}, \dots, \vec{n}, \tau_1, \dots, \tau_n) &\equiv \langle \langle \mathbf{T} \hat{\sigma}_{j_1}(\vec{1}, \tau_1) \dots \hat{\sigma}_{j_n}(\vec{n}, \tau_n) \rangle \rangle \\ &= Z^{-1} \frac{\delta^n Z[p]}{\delta p_{j_1}(\vec{1}, \tau_1) \dots \delta p_{j_n}(\vec{n}, \tau_n)} \Big|_{p \rightarrow 0}, \end{aligned} \quad (2.11)$$

где $\langle \langle \dots \rangle \rangle$ обозначает усреднение или взятие следа Sp , вычисленное с оператором $\exp(\mathcal{H})/\text{Sp} \exp(\mathcal{H})$. Во избежания неопределенностей будем полагать, что в (2.11) первым дифференцированием является $\delta/\delta p_{j_n}(\vec{n}, \tau_n)$ и последним – $\delta/\delta p_{j_1}(\vec{1}, \tau_1)$.

2.3 Диаграммные разложения

Найдем решение уравнений (2.10) в форме степенных рядов для функционала $Z[p]$ относительно взаимодействия V_{ij} и полей p . Каждый член ряда соответствует диаграмме, вследствие чего это разложение в виде ряда известно как диаграммное разложение. Для того, чтобы найти диаграммное разложение, заменим функционал $Z[p]$ функционалом $W[p]$. $W[p]$ является производящим функционалом для связанных функций Грина без взаимодействия V_{ij} и определяется как [27]

$$Z[p] = \exp \left[\sum_{\substack{\vec{1}, \vec{1}' \\ i, j}} \int_0^1 \frac{\delta}{\delta p_i(\vec{1}, \tau)} V_{ij}(\vec{1} - \vec{1}') \frac{\delta}{\delta p_j(\vec{1}', \tau)} \right] \exp W[p] d\tau. \quad (2.12)$$

Заменяя $Z[p]$ функционалом $W[p]$ в уравнениях (2.10), получим уравнения для $W[p]$ без членов V_{ij} . Эти уравнения определены на одном узле кристаллической решетки

$$\left[\frac{\partial}{\partial \tau} - \sum_i C_{ij}^j u_i(\vec{1}, \tau) \right] \frac{\delta W[p]}{\delta p_j(\vec{1}, \tau)} = \sum_{i, m (\neq j)} C_{ij}^m u_i(\vec{1}, \tau) \frac{\delta W[p]}{\delta p_m(\vec{1}, \tau)}, \quad (2.13)$$

где $u_i(\vec{1}, \tau) = b_i(\vec{1}) + p_i(\vec{1}, \tau)$.

Диаграммное разложение для $W[p]$ имеет форму степенных рядов относительно полей p

$$W[p] = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{\substack{\vec{1} \\ j_1, \dots, j_n}} \int_0^1 \dots \int_0^1 \Gamma_{j_n, \dots, j_1}(\vec{1}, \tau_1 \dots \tau_n) p_{j_1}(\vec{1}, \tau_1) \dots p_{j_n}(\vec{1}, \tau_n) d\tau_1 \dots d\tau_n. \quad (2.14)$$

Коэффициенты $\Gamma_{j_n, \dots, j_1}(\vec{1}, \tau_1 \dots \tau_n)$ выражаются через производные от $W[p]$ относительно полей p в пределе $p = 0$

$$\Gamma_{j_n, \dots, j_1}(\vec{1}, \tau_1 \dots \tau_n) = \left. \frac{\delta^n W[p]}{\delta p_{j_1}(\vec{1}, \tau_1) \dots \delta p_{j_n}(\vec{1}, \tau_n)} \right|_{p \rightarrow 0}.$$

В общем случае, коэффициенты $\Gamma_{j_n, \dots, j_1}(\vec{1}, \tau_1 \dots \tau_n)$ являются обобщенными функциями. Если $\Gamma_{j_n, \dots, j_1}(\vec{1}, \tau_1 \dots \tau_n)$ гладкие функции, удовлетворяющие требованиям сходимости ряда и конечности значений интеграла в (2.14), тогда функционал $W[p]$ принадлежит алгебре \mathcal{A} . В противном случае, $W[p]$ принадлежит \mathcal{A} -модулю. Для того, чтобы найти эти коэффициенты, выделим подалгебру Картана H в алгебре Ли \mathcal{L} . Хотя, в общем виде, подалгебра Картана является нильпотентной, мы будем полагать, что H коммутативна с размерностью $\dim H = r$ и имеет базис $\{\sigma_j^{(H)}(\vec{1})\}$ [30–32]. Для квантовых систем в термодинамическом равновесии с гамильтонианом (2.2) подалгебра Картана H образована множеством операторов наблюдаемых переменных. Внешние поля $b_j(\vec{1}) \equiv b_j^{(H)}(\vec{1})$ и производные $\delta W[p]/\delta p_j(\vec{1}, \tau)$, соответствующие этим наблюдаемым переменным, в общем случае, имеют отличные от нуля значения. Будем говорить, что вспомогательные поля $p_j(\vec{1}, \tau)$, соответствующие операторам $\sigma_j^{(H)} \in H$, являются Картановскими полями $p_j^{(H)}(\vec{1}, \tau)$. Вспомогательные поля отличные от $p_j^{(H)}(\vec{1}, \tau)$ будем обозначать через $\bar{p}_j(\vec{1}, \tau)$. Таким образом, кольцо $\mathcal{F}^{(0)}(p)$ может быть разложено в прямую сумму $\mathcal{F}^{(0)}(p) = \mathcal{F}^{(0)}(p^{(H)}) \oplus \mathcal{F}^{(0)}(\bar{p})$.

Определив подалгебру Картана, произведем корневое разложение алгебры Ли \mathcal{L} относительно подалгебры H : $\mathcal{L} = \bigoplus_{\alpha} \mathcal{L}_{\alpha}$, $H = \mathcal{L}_0$ [30–32]. Корни α являются 1-формами, принадлежащими сопряженному пространству H^* и задают корневую систему $\Delta = \{\alpha \in H^* | \mathcal{L}_{\alpha} \neq 0\}$. Если \mathcal{L} – супералгебра, то $\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\bar{0}} \oplus \mathcal{L}_{\bar{1}}$, где $\deg \mathcal{L}_{\bar{0}} = 0$ и $\deg \mathcal{L}_{\bar{1}} = 1$, и корневая система имеет вид $\Delta_0 \cup \Delta_1$ [32]. Δ_0 является корневой системой алгебры $\mathcal{L}_{\bar{0}}$, а Δ_1 – системой весов представления алгебры $\mathcal{L}_{\bar{0}}$ на $\mathcal{L}_{\bar{0}}$ -модуле $\mathcal{L}_{\bar{1}}$. Соответственно, Δ_0 называется системой четных корней, а Δ_1 – системой нечетных корней. Так как подалгебра H коммутативна, то присоединенное представление $\text{ad}(\sigma_i^{(H)})\sigma_k^{(\alpha)} \equiv [\sigma_i^{(H)}, \sigma_k^{(\alpha)}]$ на пространствах \mathcal{L}_{α} ($\sigma_k^{(\alpha)} \in \mathcal{L}_{\alpha}$) имеет треугольную форму и мы можем выбрать базис $\sigma_j^{(\alpha)}$, удовлетворяющий условиям

$$\begin{aligned} \text{ad}(\sigma_i^{(H)})\sigma_1^{(\alpha)} &= C_{i1}^1 \sigma_1^{(\alpha)} \\ \text{ad}(\sigma_i^{(H)})\sigma_2^{(\alpha)} &= C_{i2}^1 \sigma_1^{(\alpha)} + C_{i2}^2 \sigma_2^{(\alpha)} \\ &\dots \\ \text{ad}(\sigma_i^{(H)})\sigma_n^{(\alpha)} &= \sum_{j=1}^n C_{in}^j \sigma_j^{(\alpha)}, \end{aligned} \tag{2.15}$$

где диагональные коэффициенты C_{ij}^j не зависят от индекса j , т.е. $C_{i1}^1 = \dots = C_{in}^n$ для данного корневого пространства \mathcal{L}_{α} . Корни α и диагональные коэффициенты $C_{ij_{\alpha}}^{j_{\alpha}}$, определен-

ные коммутационными соотношениями (2.3), связаны между собой выражением $\alpha(\sigma_i^{(H)}) = C_{ij\alpha}^{j\alpha}$, где индекс $j\alpha$ соответствует корню α [30, 31]. Мы будем рассматривать случай алгебр \mathcal{L} , для которых для каждого корня α_k существует отрицательный корень $-\alpha_k$.

Найдем коэффициенты Γ_{j_n, \dots, j_1} в соотношении (2.14) посредством двухступенчатой процедуры. На первом этапе используем рекуррентное соотношение и исключим производные по некартановским полям – выразим производные W по полям $\bar{p}_i(\vec{1}, \tau)$ через производные W относительно Картановских полей $p_j^{(H)}(\vec{1}, \tau)$. После этого перейдем к пределу $\bar{p} \rightarrow 0$. На втором этапе вычислим производные W относительно Картановских полей $p_j^{(H)}(\vec{1}, \tau)$ в пределе $p_j^{(H)} \rightarrow 0$.

2.3.1 Выражение функциональных производных через производные относительно Картановских полей

Производные W относительно полей $\bar{p}_i(\vec{1}, \tau)$, соответствующие операторам $\sigma_j \notin H$, могут быть найдены посредством рекуррентной процедуры, следующей из уравнения (2.13). Пусть σ_j является базисным вектором (2.15) с корнем $\alpha_j \neq 0$. Тогда, принимая во внимание, что $\alpha(\sigma_i^{(H)}) = C_{ij\alpha}^{j\alpha}$ и решая уравнение (2.13) как дифференциальное уравнение относительно τ , получим

$$\frac{\delta W[p]}{\delta \bar{p}_j(\vec{1}, \tau)} = C_j \exp \left[\int_0^\tau g_j(\vec{1}, \tau') d\tau' \right] + \int_0^\tau d_j(\vec{1}, \tau, \tau') \sum_{i, m (\neq j)} C_{ij}^m u_i(\vec{1}, \tau') \frac{\delta W[p]}{\delta p_m(\vec{1}, \tau')} d\tau', \quad (2.16)$$

где

$$d_j(\vec{1}, \tau, \tau') = \exp \left[\int_{\tau'}^\tau g_j(\vec{1}, \bar{\tau}) d\bar{\tau} \right] \theta(\tau - \tau')$$

– ядро интегрального оператора, обратного оператору $\partial/\partial\tau - g_j(\vec{1}, \tau)$:

$$\left[\frac{\partial}{\partial\tau} - g_j(\vec{1}, \tau) \right] d_j(\vec{1}, \tau, \tau') = \delta(\tau - \tau'), \quad (2.17)$$

$g_j(\vec{1}, \tau) = \sum_{i=1}^r \alpha_j(\sigma_i^{(H)}) u_i(\vec{1}, \tau)$, $\sigma_i^{(H)}$ – базисный вектор подалгебры Картана, C_j – произвольный функционал, независимый от переменной τ и

$$\theta(\tau) = \begin{cases} 1, & \tau \geq 0 \\ 0, & \tau < 0 \end{cases}$$

Сделаем продолжение $d_j(\vec{1}, \tau, \tau')$ на $\tau' > \tau$ в диапазоне $\tau, \tau' \in [-1, 1]$ и периодическое продолжение на другие значения τ, τ' в соотношении (2.16). Чтобы исключить произвол, связанный с функционалом C_j , выполним это продолжение так, чтобы при $\bar{p} \rightarrow 0$ вторые производные W относительно полей \bar{p}_i, \bar{p}_j с корнями $\alpha_i = -\alpha_j$ имели форму

$$\begin{aligned}
\frac{\delta^2 W[p]}{\delta \bar{p}_i(\vec{1}, \tau') \delta \bar{p}_j(\vec{1}, \tau)} &= A_1 \exp \left[\int_{\tau'}^{\tau} g_j(\vec{1}, \bar{\tau}) d\bar{\tau} \right] \sum_m C_{ij}^m \frac{\delta W[p]}{\delta p_m(\vec{1}, \tau')} \quad (\tau > \tau') \\
\frac{\delta^2 W[p]}{\delta \bar{p}_i(\vec{1}, \tau') \delta \bar{p}_j(\vec{1}, \tau)} &= \kappa_{ij} \frac{\delta^2 W[p]}{\delta \bar{p}_j(\vec{1}, \tau) \delta \bar{p}_i(\vec{1}, \tau')} \\
&= -A_2 \exp \left[\int_{\tau'}^{\tau} g_j(\vec{1}, \bar{\tau}) d\bar{\tau} \right] \sum_m C_{ij}^m \frac{\delta W[p]}{\delta p_m(\vec{1}, \tau)} \quad (\tau < \tau'). \tag{2.18}
\end{aligned}$$

Примем во внимание, что в этом случае $g_i = -g_j$, $C_{ij}^m = -\kappa_{ij} C_{ji}^m$, $\delta W[p]/\delta p_m(\vec{1}, \tau) \neq 0$ является производной относительно Картановских полей и эта производная независима от τ вследствие коммутативности подалгебры Картана. Тогда, коэффициенты A_1 , A_2 в (2.18) однозначно определяются требованием, чтобы согласно соотношению (2.17) скачки функции $d_j(\vec{1}, \tau, \tau')$ при $\tau = \tau'$ и $\tau = \tau' - 1$ равнялись 1 и $\kappa_{ij} = \kappa_{jj}$, соответственно,

$$\begin{aligned}
A_1 - A_2 &= 1 \\
A_1 \exp[f_j(\vec{1})] - A_2 \exp[-f_j(\vec{1})] &= -\kappa_{jj},
\end{aligned}$$

где $f_j(\vec{1}) = \sum_{l=1}^r \alpha_j(\sigma_l^{(H)}) b_l(\vec{1})$. Получим $A_1 = -\kappa_{jj} n_j(f_j(\vec{1}))$, $A_2 = \kappa_{jj} n_j(-f_j(\vec{1}))$ и определим пропагатор

$$\begin{aligned}
\bar{D}_j(\vec{1}, \tau, \tau') &= [A_1 d_j(\vec{1}, \tau, \tau') - A_2 d_j(\vec{1}, \tau', \tau)] \\
&= [-n_j(f_j(\vec{1}))\theta(\tau - \tau') + n_j(-f_j(\vec{1}))\theta(\tau' - \tau)] \kappa_{jj} \exp \left[\int_{\tau'}^{\tau} g_j(\vec{1}, \bar{\tau}) d\bar{\tau} \right] \tag{2.19}
\end{aligned}$$

где $n_j(x) = (\exp x - \kappa_{jj})^{-1}$. Тогда, соотношение (2.16) запишется в форме

$$\frac{\delta W[p]}{\delta \bar{p}_j(\vec{1}, \tau)} = \int_0^1 \sum_{i, m(\neq j)} C_{ij}^m \bar{D}_j(\vec{1}, \tau, \tau') u_i(\vec{1}, \tau') \frac{\delta W[p]}{\delta p_m(\vec{1}, \tau')} d\tau'. \tag{2.20}$$

Производные $\delta^n W[p]/\delta \bar{p}_{j_1} \dots \delta \bar{p}_{j_n}$ могут быть найдены с помощью рекуррентной процедуры, основанной на соотношении (2.20). Для выяснения того, как производные W относительно полей $\bar{p}_i(\vec{1}, \tau)$ выражаются через производные W относительно Картановских полей, продифференцируем (2.20) по некартановскому полю \bar{p}_k

$$\begin{aligned}
\frac{\delta^2 W[p]}{\delta \bar{p}_k(\vec{1}, \tau') \delta \bar{p}_j(\vec{1}, \tau)} &= \int_0^1 \sum_{i, m(\neq j)} C_{ij}^m \frac{\delta \bar{D}_j(\vec{1}, \tau, \tau'')}{\delta \bar{p}_k(\vec{1}, \tau')} u_i(\vec{1}, \tau'') \frac{\delta W[p]}{\delta p_m(\vec{1}, \tau'')} d\tau'' \\
&\quad + \sum_{m(\neq j)} C_{kj}^m \bar{D}_j(\vec{1}, \tau, \tau') \frac{\delta W[p]}{\delta p_m(\vec{1}, \tau')} \\
&\quad + \int_0^1 \sum_{i, m(\neq j)} \kappa_{ik} C_{ij}^m \bar{D}_j(\vec{1}, \tau, \tau'') u_i(\vec{1}, \tau'') \frac{\delta^2 W[p]}{\delta \bar{p}_k(\vec{1}, \tau') \delta p_m(\vec{1}, \tau'')} d\tau''. \tag{2.21}
\end{aligned}$$

В соотношении (2.21) при $\bar{p} \rightarrow 0$ третье слагаемое содержит члены $u_i = b_i(\vec{1})$, соответствующие Картановским полям. Следовательно, в коэффициенте C_{ij}^m индексы j и m

принадлежат одному корневому пространству \mathcal{L}_α . Вследствие треугольной формы присоединенного представления (2.15), в третьем слагаемом производная $\delta^2 W[p]/\delta \bar{p}_k \delta p_m$ имеет индекс $m < j$. При необходимости используя соотношение (2.21), мы можем повторить редукцию для производной $\delta^2 W[p]/\delta \bar{p}_k \delta p_m$ и выразить вторую производную $\delta^2 W[p]/\delta \bar{p}_k \delta \bar{p}_j$ через первые производные $W[p]$. Принимая во внимание, что для некартановских полей $\delta W[p]/\delta \bar{p}_m|_{\bar{p} \rightarrow 0} = 0$, производная $\delta^2 W[p]/\delta \bar{p}_k \delta \bar{p}_j|_{\bar{p} \rightarrow 0}$, в конечном итоге, выразится через первые производные $W[p]$ по Картановским полям. Аналогичная рекуррентная процедура редукции к производным по Картановским полям может быть применена для высших производных $\delta^n W[p]/\delta \bar{p}_{j_1} \dots \delta \bar{p}_{j_n}$. Из соотношения (2.21) можно заметить, что редукция может быть осуществлена в разных формах. Эти формы определяются первым дифференцированием по полю $p_j(\vec{1}, \tau)$ в рекуррентной процедуре. Для устранения этой неоднозначности определим порядок на алгебре Ли \mathcal{L}

$$\{\sigma^{(\alpha_1)}\} \succ \dots \succ \{\sigma^{(\alpha_n)}\} \succ \text{подалгебра Картана } H \succ \{\sigma^{(-\alpha_n)}\} \succ \dots \succ \{\sigma^{(-\alpha_1)}\}, \quad (2.22)$$

где $\{\sigma^{(\alpha_i)}\}$ – множество операторов с корнем α_i и $\{\sigma^{(-\alpha_i)}\}$ – множество сопряженных операторов с противоположным корнем $-\alpha_i$. Порядок на множестве операторов $\{\sigma^{(\alpha)}\}$ (2.15), имеющих корень α , определим как $\sigma_n^{(\alpha)} \succ \dots \succ \sigma_1^{(\alpha)}$. Мы будем предполагать, что порядок на множестве вспомогательных полей $p_j(\vec{1}, \tau)$ соответствует операторному порядку и первое дифференцирование W является дифференцированием по полю p_j высшего порядка для данного подмножества полей $\{p_j, \dots, p_n\}$. Таким образом, после выбора операторного порядка и реализации рекуррентной процедуры для нахождения коэффициентов Γ_{j_n, \dots, j_1} мы должны вычислить производные $W[p]$ по Картановским полям $p_j^{(H)}(\vec{1}, \tau)$.

2.3.2 Вычисление производных относительно Картановских полей

В отсутствии взаимодействия ($V_{ij} = 0$) в пределе $\bar{p} \rightarrow 0$ в состоянии термодинамического равновесия внешние поля $\bar{b}_j(\vec{1})$ равны нулю и гамильтониан \mathcal{H} (2.1) описывает систему с коммутирующими операторами. Для таких квантовых систем функционал $W[p]$ может быть найден прямым вычислением. Принимая во внимание определения (2.5), (2.12) для $Z[p]$ и $W[p]$, соответственно, и то, что для коммутативной подалгебры Картана H поля $p_j^{(H)}$ не зависят от τ , следовательно, переменная τ может быть опущена и $u_j^{(H)}(\vec{1}, \tau) = b_j^{(H)}(\vec{1}) + p_j^{(H)}(\vec{1}) = u_j^{(H)}(\vec{1})$, получаем

$$\begin{aligned} W[p^{(H)}] &= \ln \text{Sp} \exp \left\{ \sum_{\vec{1}, j} u_j^{(H)}(\vec{1}, \tau) \sigma_j^{(H)}(\vec{1}) \right\} \\ &= \sum_{\vec{1}} \ln \sum_{i=1}^m \prod_j \exp[u_j^{(H)}(\vec{1}) \rho_j^{(i)}] \equiv \sum_{\vec{1}} F_\rho[u^{(H)}], \end{aligned} \quad (2.23)$$

где ρ – представление подалгебры H , в котором операторы $\sigma_j^{(H)}(\vec{1})$ имеют диагональную форму $\text{diag}[\rho_j^{(1)}, \dots, \rho_j^{(m)}]$; $i = 1, 2, \dots, m$ – индекс спектральных состояний; F_ρ – свободная энергия. Тогда, в выражении (2.14) коэффициенты Γ_{j_n, \dots, j_1} с индексами j_1, \dots, j_n , соответствующие Картановским полям и обозначаемые как $\Gamma_{j_n, \dots, j_1}^{(H)}$, могут быть записаны в форме

$$\Gamma_{j_n, \dots, j_1}^{(H)}(\vec{1}) = \frac{\delta^n F_\rho[u^{(H)}]}{\delta p_{j_1}^{(H)}(\vec{1}) \dots \delta p_{j_n}^{(H)}(\vec{n})} \Big|_{p^{(H)} \rightarrow 0} = \frac{\partial^n F_\rho[b^{(H)}]}{\partial b_{j_1}^{(H)}(\vec{1}) \dots \partial b_{j_n}^{(H)}(\vec{n})}. \quad (2.24)$$

2.3.3 Диаграммные разложения в представлении переменных, зависящих от мнимого времени

1. Пропагаторы. Для вычисления коэффициентов $\Gamma_{j_n, \dots, j_1}(\vec{1}, \tau_1 \dots \tau_n)$ в разложении (2.14), мы должны использовать соотношение (2.20) столько раз, сколько это необходимо, и перейти к пределу $\{p_j\} \rightarrow 0$. Сопоставим предельному значению пропагатора (2.19)

$$D_j(\vec{1}, \tau - \tau') = \bar{D}_j(\vec{1}, \tau, \tau')|_{p \rightarrow 0} \quad (2.25)$$

линию со стрелкой, идущей от вершины со временем τ к вершине со временем τ' (Рис. 2.1а). В соответствии с определением (2.19) корень α_j может быть ассоциирован с пропагатором D_j . Необходимо отметить, что продолжение d_j на $\tau' > \tau$ в соотношении (2.16) позволяет уменьшить количество пропагаторов, учитываемых в диаграммном разложении. Если $\alpha_k = -\alpha_j$, то в разложении пропагатор D_k может быть заменен пропагатором D_j с $\alpha_j > 0$ с противоположным направлением стрелки ($\tau - \tau' < 0$).

2. Вершины. В диаграммах пропагаторы и линии взаимодействия связываются в вершинах. Существует шесть типов вершин. Первые пять типов ассоциированы с факторами, возникающими от дифференцирования функционала $W[p]$ по полям $p_i(\vec{1}, \tau)$ (Рис. 2.1б). Поля $p_i(\vec{1}, \tau)$ представлены в виде сегментов волнистых линий с индексом i . В соответствии с соотношением (2.20) эти факторы зависят от индексов дифференцирующих полей, входящих и выходящих пропагаторов и могут быть записаны в общей форме $v(\{j\}; m|i)$, где $\{j\}$ – множество индексов пропагаторов, входящих в вершину, m – индекс пропагатора, выходящего из вершины или индекс Картановского поля p_m в коэффициенте $\Gamma_{j_n, \dots, j_1}^{(H)}$, определенным соотношением (2.24), i – индекс поля $p_i(\vec{1}, \tau)$. Если индекс в вершине отсутствует, на этом месте будем писать прочерк.

Итак, получаются следующие вершины. Из соотношения (2.20) следует, что начальная и конечная точки одиночного пропагатора являются вершинами. Будем называть вершину вершиной типа a , если из нее выходит один пропагатор и никакой пропагатор не входит. Ей соответствует фактор $v_a(-; j|j) = 1$. Вершина типа b с фактором $v_b(j; m|i) = C_{ij}^m$ имеет один входящий пропагатор с индексом j и не имеет выходящих пропагаторов. Ин-

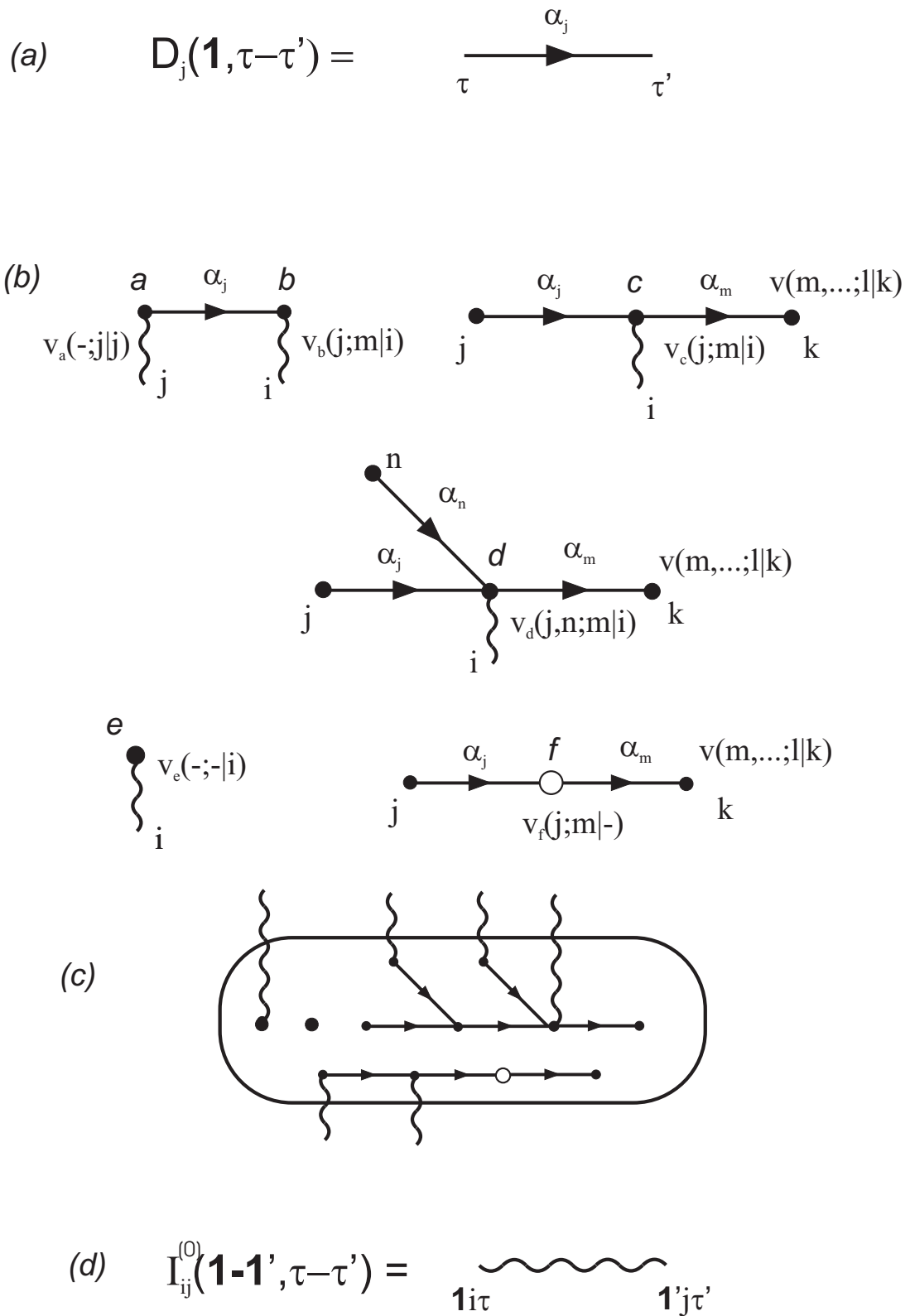


Рис. 2.1: (a) Пропагаторы $D_j(\vec{1}, \tau - \tau')$, (b) вершины, (c) пример блока, (d) линия взаимодействия $I_{ij}^{(0)}(\vec{1} - \vec{1}', \tau - \tau')$.

декс m соответствует индексу коэффициента $\Gamma_{j_n, \dots, j_1}^{(H)}$. c -вершина получается в результате дифференцирования \bar{D}_j -пропагатора по Картановским полям и дифференцирования переменной u_i по некартановским полям в соотношении (2.20). Один пропагатор с индексом j входит и один пропагатор с индексом m выходит из c -вершины. Соответствующий фактор есть $v_c(j; m|i) = C_{ij}^m$. Вершина d -типа характеризуется двумя входящими и одним выходящим пропагаторами. d -вершина получается в результате двухкратного действия рекуррентной процедуры, основанной на соотношении (2.20). После перестановки полей $\bar{p}_k(\vec{1}, \tau')$, $p_m(\vec{1}, \tau'')$ в производной от $W[p]$ в третьем слагаемом соотношения (2.21) конечные точки двух входящих пропагаторов и начальная точка выходящего пропагатора имеют одинаковые времена и должны быть соединены. Фактор, соответствующий d -вершине, равен $v_d(j, n; m|i) = \kappa_{jn} \sum_s C_{ij}^s C_{sn}^m$, где j, n – индексы входящих пропагаторов, m – индекс выходящего пропагатора и i – индекс поля p_i . e -вершины ассоциированы с дифференцированиями по Картановским полям $p_i^{(H)}$ на втором этапе вычисления функциональных производных (раздел 2.2.2). Вершинный фактор равен $v_e(-; -|i) = 1$. В заключение, введем вершину типа f , которая не связана с дифференцированием и вызвана присутствием Картановской переменной u_i в (2.20). Один пропагатор входит и один выходит из f -вершины. Входящий и выходящий пропагаторы имеют одинаковые корни, $\alpha_m = \alpha_j$. Вершинный фактор равен $v_f(j; m| -) = \sum_i C_{ij}^m b_i(\vec{1})$. Вследствие треугольной формы присоединенного представления (2.15) и условия $m \neq j$ в соотношении (2.20), индекс m выходящего пропагатора из f -вершины меньше индекса j входящего пропагатора, $m < j$. Для случаев c -, d -, f -вершин, необходимо провести суммирование по индексам выходящих пропагаторов и индексам ближайших вершин. Другими словами, должно быть проведено суммирование по m , где m – общий индекс вершины $v(\dots; m|\dots)$, пропагатора с корнем α_m выходящего из этой вершины и входящего в следующую вершину $v(m, \dots; l|k)$ и вершины $v(m, \dots; l|k)$ (Рис. 2.1b). В случае b -вершины с фактором $v_b(j; m|i)$ суммирование должно быть проведено по общему индексу m вершины и одного из индексов коэффициента $\Gamma_{j_n, \dots, j_1}^{(H)}$, определяемого соотношением (2.24).

После определения вершин мы можем сформулировать закон сохранения корней в вершине. Корень $\alpha_i^{(\text{field})}$ может быть ассоциирован с дифференцированием $W[p]$ по полям $p_i(\vec{1}, \tau)$. Корням $\alpha_j^{(\text{in})}$ пропагаторов, входящих в вершину, и корню $\alpha_m^{(\text{out})}$ выходящего пропагатора припишем, соответственно, знаки '+' и '-'. Тогда, принимая во внимание свойство корневого разложения алгебры Ли [30–32]

$$[\sigma^{(\alpha)}, \sigma^{(\beta)}] \in \mathcal{L}_{\alpha+\beta},$$

из соотношения (2.20) получим закон сохранения корней в вершине

$$\alpha_i^{(\text{field})} + \sum_j \alpha_j^{(\text{in})} - \alpha_l^{(\text{out})} = 0. \quad (2.26)$$

Для e -вершин соотношение (2.26) тривиально. Для f -вершин корень $\alpha_i^{(\text{field})}$ должен быть опущен.

3. Блоки. В результате первого этапа – выражения функциональных производных $W[p]$ в (2.14) через производные от Картановских полей, базирующегося на соотношении (2.20), мы получаем диаграмму, состоящую из n изолированных частей. Этими частями являются e -вершины, одиночные пропагаторы и множество пропагаторов, соединенных через c -, d -, f -вершины. Число изолированных частей n равно числу дифференцирований $W[p]$ по Картановским полям или, что эквивалентно, числу индексов коэффициента $\Gamma_{j_n, \dots, j_1}^{(H)}(\vec{1})$ в (2.24). Объединим эти части в блок (Рис. 2.1с). В соответствии с (2.24) припишем фактор $\Gamma_{j_n, \dots, j_1}^{(H)}(\vec{1})$ блоку, состоящему из n частей. В блоке все части имеют одинаковые пространственные переменные. Каждая часть, состоящая из пропагаторов, связанных между собой, кончается b -вершиной. Индексы j_k фактора $\Gamma_{j_n, \dots, j_1}^{(H)}(\vec{1})$ соответствуют индексам i e -вершин $v_e(-; -|i)$ и индексам m b -вершин $v_b(j; m|i)$. В случае b -вершин необходимо также провести суммирование по m .

4. Линии взаимодействия. Возвращаясь к функционалу $Z[p]$ (2.12), можно заметить, что операция $\delta/\delta p_i(\vec{1}, \tau) V_{ij}(\vec{1} - \vec{1}') \delta/\delta p_j(\vec{1}', \tau)$ добавляет линии взаимодействия $I_{ij}^{(0)}(\vec{1} - \vec{1}', \tau - \tau') = V_{ij}(\vec{1} - \vec{1}') \delta(\tau - \tau')$, связывая пары вершин (Рис. 2.1d). Корни $\alpha_i^{(\text{field})}$, $\alpha_j^{(\text{field})}$, ассоциированные, соответственно, с полями p_i и p_j , могут быть соотношены концам линии взаимодействия $I_{ij}^{(0)}$. Таким образом, сохраняется закон сохранения корней в вершине (2.26).

Принимая во внимание определения пропагаторов, вершин, блоков и линий взаимодействия, мы можем вычислить коэффициенты Γ_{j_n, \dots, j_1} в (2.14) и коэффициенты $Q_{j_n, \dots, j_1}(\vec{1}, \dots, \vec{n}, \tau_1, \dots, \tau_n)$ в диаграммном разложении $Z[p]$ (2.12)

$$Z[p] = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{\substack{\vec{1}, \dots, \vec{n} \\ j_1, \dots, j_n}} \int_0^1 \cdots \int_0^1 Q_{j_n, \dots, j_1}(\vec{1}, \dots, \vec{n}, \tau_1, \dots, \tau_n) p_{j_1}(\vec{1}, \tau_1) \cdots p_{j_n}(\vec{n}, \tau_n) d\tau_1 \cdots d\tau_n, \quad (2.27)$$

где коэффициенты Q_{j_n, \dots, j_1} пропорциональны температурным функциям Грина без вакуумных петель (2.11). Для этого вычисления нарисуем n внешних вершин, соответствующих полям p_j в разложении (2.27) и $2s$ внутренних вершин, соединенных линиями взаимодействия $I_{jk}^{(0)}$. Линии взаимодействия не связаны с внешними вершинами. После этого, в соответствии с операторным упорядочением (2.22), нарисуем линии пропагаторов, начинающихся с вершин с максимальным значением порядка полей p_j (или, операторов σ_j). Сумма корней операторов, соответствующих вершинам, соединенных пропагаторами, равна нулю, $\sum_i \alpha_i = 0$. Это множество вершин, соединенных пропагаторами, является частью блока. Оно кончается b -вершиной. Временные переменные, соответствующие начальным и конечным точкам пропагаторов и линий взаимодействия, сходящихся в вершине, совпадают. Пространственные переменные линий взаимодействия и пропагаторов должны

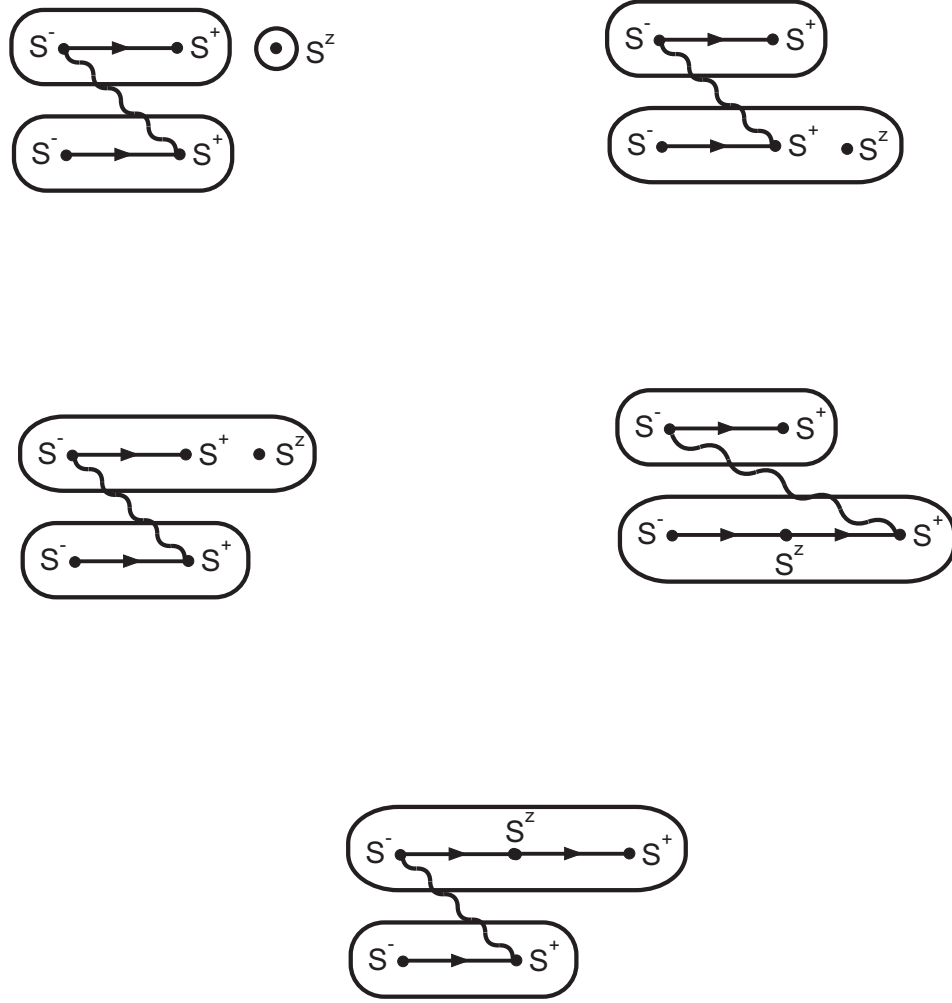


Рис. 2.2: Диаграммы с тремя внешними и двумя внутренними вершинами для модели Гейзенберга с упорядочиванием спиновых операторов $S^- \succ S^z \succ S^+$.

совпадать внутри блока. Пример конструирования диаграмм представлен на Рис. 2.2 для модели Гейзенберга с гамильтонианом

$$\mathcal{H}_0 = -g\mu_B \sum_{\vec{l}} H_z(\vec{l}) S^z(\vec{l}) - \frac{1}{2} \sum_{\substack{\vec{l}, \vec{l}' \\ \vec{l} \neq \vec{l}'}} J(\vec{l} - \vec{l}') [S^z(\vec{l}) S^z(\vec{l}') + S^-(\vec{l}) S^+(\vec{l}')],$$

где g , μ_B , $H_z(\vec{l})$ – фактор Ланде, магнетон Бора и внешнее магнитное поле, соответственно. Мы используем упорядочивание спиновых операторов $S^- \succ S^z \succ S^+$. Диаграммы содержат три внешние и две внутренние вершины.

Принимая во внимание изложенный выше принцип конструирования диаграмм, соотношение (2.12) и метод нахождения коэффициентов Γ_{j_n, \dots, j_1} в (2.14) посредством двухступенчатой процедуры, мы определим коэффициенты Q_{j_n, \dots, j_1} в диаграммном разложении. Каждая диаграмма однозначно соответствует аналитическому выражению

$$\begin{aligned}
Q_{j_n, \dots, j_1}(\vec{1}, \dots, \vec{n}, \tau_1, \dots, \tau_n) &= \frac{P_s}{s!} \prod_L \sum_{\substack{\vec{1}, \dots, \vec{s} \\ \vec{1}', \dots, \vec{s}' \\ \{i, j, m\}}} \int_0^1 \dots \int_0^1 I_{j_1 j_1'}^{(0)}(\vec{1} - \vec{1}', \tau_1 - \tau_1') \dots I_{j_s j_s'}^{(0)}(\vec{s} - \vec{s}', \tau_s - \tau_s') \\
&\times \prod_l D_{j_l}(\vec{1}_L, \tau_l - \tau_l') \prod_{\mu \in \text{vertex}} v_\mu(\{j_r\}; m_r | i_r) \Gamma_{J_L}^{(H)}(\vec{i}_L) d\tau_1 \dots d\tau_M, \quad (2.28)
\end{aligned}$$

где P_s – число топологически эквивалентных диаграмм. Интегрирование осуществляется по $M = 2s + m_f$ временным переменным τ , где m_f – число f -вершин. $J_L = (j_1, \dots, j_{k_L})$ – мультииндекс блока L , состоящего из k_L частей. Блочный фактор $\Gamma_{J_L}^{(H)}$ определяется индексами b - и e -вершин. Произведения \prod_L и $\prod_{\mu \in \text{vertex}} v_\mu(\{j_r\}; m_r | i_r)$ выполняются, соответственно, над всеми блоками и вершинами диаграммы. Индексы линий взаимодействия и пропагаторов выбираются из множества $\{i, j, m\} = \{i_1, \dots, j_1, \dots, m_1, \dots\}$ так, чтобы они совпадали с соответствующими вершинными индексами и выполнялся закон сохранения корней в вершине (2.26).

2.3.4 Диаграммные разложения в частотном представлении

Частотное представление диаграммного разложения более удобно для вычислений. Для осуществления этого перехода определим Фурье-образы пропагаторов (2.25) и линий взаимодействия

$$D_j(\vec{1}, \omega_n) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 D_j(\vec{1}, \tau) \exp(-i\omega_n \tau) d\tau = \frac{[1 - (-1)^{n+1} \kappa_{jj}]}{2[i\omega_n - f_j(\vec{1})]} \quad (2.29)$$

$$I_{jk}^{(0)}(\vec{1} - \vec{1}', \omega_n) = V_{jk}(\vec{1} - \vec{1}'), \quad (2.30)$$

где $\omega_n = \pi n$ ($n = 0, \pm 1, \dots$) – Мацубаровская частота, $f_j(\vec{1}) = \sum_{l=1}^r \alpha_j(\sigma_l^{(H)}) b_l(\vec{1})$. Аналитическое выражение коэффициентов Q_{j_n, \dots, j_1} (2.28) в частотном представлении запишется в виде

$$\begin{aligned}
Q_{j_n, \dots, j_1}(\vec{1}, \dots, \vec{n}, \omega_{n_1}, \dots, \omega_{n_n}) &= \frac{P_s}{s!} \prod_L \sum_{m_i} \sum_{\substack{\vec{1}, \dots, \vec{s} \\ \vec{1}', \dots, \vec{s}' \\ \{i, j, m\}}} I_{j_1 j_1'}^{(0)}(\vec{1} - \vec{1}', \omega_{m_1}) \dots I_{j_s j_s'}^{(0)}(\vec{s} - \vec{s}', \omega_{m_n}) \\
&\times \prod_l D_{j_l}(\vec{1}_L, \omega_{m_l}) \prod_{\mu \in \text{vertex}} v_\mu(\{j_r\}; m_r | i_r) \prod_{\text{vertex}} \delta(\sum_l \omega_{m_l}) \Gamma_{J_L}^{(H)}(\vec{i}_L), \quad (2.31)
\end{aligned}$$

где \sum_{m_i} означает суммирование по всем внутренним частотам. Член $\prod_{\text{vertex}} \delta(\sum_l \omega_{m_l})$ определяет закон сохранения частот в каждой вершине, т.е. сумма частот пропагаторов и

линий взаимодействия, которые входят и выходят из вершины, равна 0. e -вершины связаны с одной линией взаимодействия. В аналитическом выражении этому соответствует фактор $\delta(\omega_m) = \delta_{m0}$.

Спектральные зависимости возбуждений, времена релаксации и другие характеристики квантовых систем определяются полюсами двух-временных температурных функций Грина (2.11) в частотном представлении при аналитическом продолжении

$$\begin{aligned} i\omega_m &\rightarrow \omega + i\varepsilon \operatorname{sign} \omega \\ \delta_{m0} &\rightarrow (\omega + i\varepsilon \operatorname{sign} \omega)^{-1} \quad (\varepsilon \rightarrow 0). \end{aligned} \quad (2.32)$$

2.3.5 Диаграммные разложения для случая полупростых алгебр Ли и простых контрагredientных супералгебр Ли

Для полупростых алгебр Ли диаграммные разложения могут быть упрощены. Корневые пространства \mathcal{L}_α являются одномерными. Это приводит к отсутствию f -вершин. Благодаря невырожденности формы Киллинга на \mathcal{L} , каждому корню α соответствует корневой вектор $h_\alpha \in H$, определяемый соотношением [30, 31]

$$\alpha(\sigma^{(H)}) = (h_\alpha, \sigma^{(H)}), \quad (2.33)$$

где (\dots, \dots) – форма Киллинга. Векторы h_α выражаются через нормированные операторы $\sigma^{(\alpha)}$, $\sigma^{(-\alpha)}$. Нормировка выбрана так, чтобы $(\sigma^{(\alpha)}, \sigma^{(-\alpha)}) = 1$. Тогда, векторы h_α могут быть записаны в виде [30, 31]

$$h_\alpha = [\sigma^{(\alpha)}, \sigma^{(-\alpha)}]$$

Подалгебра Картана H полностью определяется векторами h_α . Форма Киллинга положительно определена на подалгебре Картана и индуцирует евклидовую геометрию на H . Принимая во внимание взаимно-однозначное соответствие между корнями α и корневыми векторами h_α , можем записать закон сохранения корней (2.26) в форме

$$h_{\alpha_i}^{(\text{field})} + \sum_j h_{\alpha_j}^{(\text{in})} - h_{\alpha_l}^{(\text{out})} = 0.$$

В случае алгебр Ли большой размерности такое представление закона сохранения корней может быть более полезным по сравнению с (2.26), так как мы можем использовать евклидовые свойства подалгебры H .

Особенными случаями простых контрагredientных супералгебр Ли являются $A(m, n)$, $B(m, n)$, $C(n)$, $D(m, n)$, $D(2, 1; \alpha)$, $F(4)$, $G(3)$ [32]. Для этих супералгебр корневые пространства \mathcal{L}_α одномерны. Супералгебры имеют суперсимметричные билинейные невырожденные формы, которые инвариантны относительно автоморфизмов и могут быть

отличны от форм Киллинга. Существование этих форм дает нам возможность перейти к корневым векторам h_α в соответствии с соотношением (2.33). Вышеназванные свойства приводят к упрощению диаграммных разложений, аналогичному упрощению для полупростых алгебр Ли.

2.4 Обобщение диаграммной техники для квантовых систем на топологически нетривиальных многообразиях

Дифференциальные функциональные уравнения (2.10) были выведены для моделей с гамильтонианом (2.1) на топологически тривиальной кристаллической решетке. Функционал $Z[p]$ определялся как функционал на полях $p_j(\vec{l}, \tau)$. Эти поля образуют коммутативное кольцо функций $\mathcal{F}^{(0)}$ для моделей с внутренними динамическими алгебрами Ли и антикоммутативное кольцо для моделей с супералгебрами Ли. Кольцо $\mathcal{F}^{(0)}$ определяет постоянный пучок функций. Для обобщения диаграммной техники на модели на топологически нетривиальных многообразиях необходимо заменить в уравнениях (2.10) пучок функций $\mathcal{F}^{(0)}$ на пучок функций \mathcal{F} ($\mathcal{F}^{(0)} \subset \mathcal{F}$) на многообразии и заменить переменные на решетке континуальными переменными многообразия, $p_j(\vec{l}, \tau) \rightarrow p_j(\vec{r}, \tau)$. Тогда, суммирование по кристаллической решетке заменится интегрированием по континуальным переменным и регулярный функционал $R[p]$ (2.8) алгебры \mathcal{A} может быть записан в виде

$$R[p] = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{j_1, \dots, j_n} \int_V \cdots \int_V \int_0^1 \cdots \int_0^1 Y_{j_n, \dots, j_1}(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n; \tau_1, \dots, \tau_n) \times p_{j_1}(\vec{r}_1, \tau_1) \cdots p_{j_n}(\vec{r}_n, \tau_n) d\vec{r}_1 \cdots d\vec{r}_n d\tau_1 \cdots d\tau_n,$$

где $p_j(\vec{r}, \tau) \in \mathcal{F}$. Аналогичный переход должен быть сделан для функционалов $W[p]$ и $Z[p]$, определяемых, соответственно, соотношениями (2.14) и (2.27).

При описании моделей на топологически нетривиальных многообразиях потребуем, чтобы в уравнениях (2.10) по аналогии с полями $p_j(\vec{r}, \tau)$ внешние поля b_i и взаимодействия V_{ik} также принадлежали к пучку колец функций \mathcal{F} . Обобщенные уравнения (2.10) могут не иметь решений или иметь одно и более решений. Решения функциональных уравнений (2.10) существуют только в том случае, если когомологии Спенсера тривиальны [21–23]. Это условие может накладывать ограничения на величины полей b_i и взаимодействий V_{ik} квантовой системы на многообразии. Сингулярности многозначных решений определяются ациклическостью δ -комплекса Спенсера.

Переход к топологически нетривиальным многообразиям приводит к существованию дополнительных степеней свободы и к дополнительным квантовым возмущениям. Корот-

кая точная последовательность пучков колец функций на многообразии M

$$0 \rightarrow \mathcal{F}^{(0)} \xrightarrow{i} \mathcal{F} \xrightarrow{j} \mathcal{F}/\mathcal{F}^{(0)} \rightarrow 0,$$

где i – вложение, j – эпиморфизм на фактор-пучок $\mathcal{F}/\mathcal{F}^{(0)}$, индуцирует точную последовательность групп когомологий [33, 34]

$$\begin{aligned} 0 \rightarrow H^0(M, \mathcal{F}^{(0)}) \xrightarrow{i_*} H^0(M, \mathcal{F}) \xrightarrow{j_*} H^0(M, \mathcal{F}/\mathcal{F}^{(0)}) \xrightarrow{\delta_*} \\ \xrightarrow{\delta_*} H^1(M, \mathcal{F}^{(0)}) \xrightarrow{i_*} H^1(M, \mathcal{F}) \xrightarrow{j_*} H^1(M, \mathcal{F}/\mathcal{F}^{(0)}) \xrightarrow{\delta_*} \dots \end{aligned} \quad (2.34)$$

Учитывая изоморфизм когомологий на дифференцируемых многообразиях, когомологии $H^*(M, \mathcal{F}^{(0)})$, $H^*(M, \mathcal{F})$, $H^*(M, \mathcal{F}/\mathcal{F}^{(0)})$ могут быть отождествлены с когомологиями де Рама с коэффициентами в соответствующем пучке [34]. Дополнительные степени свободы определяются когомологиями $H^*(M, \mathcal{F}/\mathcal{F}^{(0)})$ в последовательности (2.34). Если когомологии $H^*(M, \mathcal{F}/\mathcal{F}^{(0)})$ на многообразии M нетривиальны, поля $p_j(\vec{r}, \tau)$ в уравнениях (2.10) заменяются полями $p_{j,J}(\vec{r}, \tau)$, где J – мультииндекс, задаваемый когомологическими классами, соответствующими элементам групп $H^*(M, \mathcal{F}/\mathcal{F}^{(0)})$. Это приводит к существованию дополнительных возмущений.

Например, в случае если квантовая система задана на римановой поверхности, можно взять пучок отличных от нуля мероморфных функций \mathcal{M}^* на поверхности M и подпучок ненулевых голоморфных функций \mathcal{O}^* , соответственно, в качестве пучков \mathcal{F} и $\mathcal{F}^{(0)}$. Тогда, дополнительные степени свободы определяются группой дивизоров $\text{Div}(M) = H^0(M, \mathcal{M}^*/\mathcal{O}^*)$ [33, 35] и соответствуют вихревым возбуждениям.

2.5 Приближение самосогласованного поля и введение матрицы эффективных функций Грина и взаимодействий (\mathcal{P} -матрицы)

2.5.1 Самосогласованное поле

Приближение самосогласованного поля эквивалентно перегруппировке членов в гамильтониане \mathcal{H}_0 в (2.2). Члены с взаимодействием V_{ij} добавляются к полям $b_j(\vec{1})$

$$\mathcal{H}_b \rightarrow \mathcal{H}_b^{(s)} = \sum_{\vec{1}, j} b_j(\vec{1}) \sigma_j(\vec{1}) + \sum_{\substack{\vec{1}, \vec{1}' \\ i, j}} V_{ij}(\vec{1} - \vec{1}') \langle \langle \sigma_i(\vec{1}') \rangle \rangle_0 \sigma_j(\vec{1}') = \sum_{\vec{1}, j} B_j(\vec{1}) \sigma_j(\vec{1}). \quad (2.35)$$

где $B_j(\vec{1}) = b_j(\vec{1}) + \sum_{i, \vec{1}'} V_{ij}(\vec{1}' - \vec{1}) \langle \langle \sigma_i(\vec{1}') \rangle \rangle_0$. В рамках диаграммной техники, определяемой (2.28), (2.31), перегруппировка в гамильтониане \mathcal{H}_0 соответствует суммированию всех

диаграмм, которые могут быть разрезаны на две части по линии взаимодействия. Одна из частей не должна иметь внешних вершин (так называемые, "однохвостки"). Так как в приближении самосогласованного поля квантовая система находится в термодинамическом равновесии, множество наблюдаемых переменных состоит из r коммутирующих операторов $\sigma_j(\vec{1})$ с $\langle\langle\sigma_j(\vec{1})\rangle\rangle_0 \neq 0$. В общем случае, множество коммутирующих операторов задает новую подалгебру Картана, которая сопряжена со старой подалгеброй Картана до применения приближения самосогласованного поля. После перехода к новой подалгебре Картана диаграммное разложение дается соотношениями (2.28), (2.31), в которых сделана замена $b_j(\vec{1}) \rightarrow B_j(\vec{1})$.

2.5.2 Матрица эффективных функций Грина и взаимодействий, квазичастичные возбуждения

Для описания квазичастичных возбуждений в частотном представлении введем матрицу эффективных функций Грина и взаимодействий (\mathcal{P} -матрицу), $\mathcal{P} = \|P_{JN}(\vec{1}, \vec{1}', \omega_m)\|$ [19, 20, 36]. Составим \mathcal{P} -матрицу из аналитических выражений связных диаграмм с двумя внешними вершинами. Этими вершинами являются начальные и конечные точки пропагаторов, одиночные вершины e или окончания линий взаимодействия. Таким образом, мультииндексы $J = (wj)$, $N = (wn)$ являются двойными, где j , n – индексы полей p_j , p_n в производной второго порядка функционала Z в соотношении (2.11) или индексы линий взаимодействия. Индекс w указывает, что J , N принадлежат пропагатору или e -вершине ($w = 1$) или линии взаимодействия ($w = 2$). Нулевое приближение $\mathcal{P}^{(0)}$ \mathcal{P} -матрицы определяется матрицей затравочных взаимодействий $\mathcal{I}^{(0)} = \|I_{jn}^{(0)}(\vec{1} - \vec{1}', \omega_m)\|$ (2.30) и матрицей затравочных двухкоординатных функций Грина в приближении самосогласованного поля $\mathcal{G}^{(0)} = \|G_{jn}^{(0)}(\vec{1}, \vec{1}', \omega_m)\| = \|\delta^2 W / \delta p_j \delta p_n\|$ (Рис. 2.3а), задаваемой на кристаллической решетке

$$\mathcal{P}^{(0)} = \begin{pmatrix} \|P_{(1j)(1n)}^{(0)}\| & \|P_{(1j)(2n)}^{(0)}\| \\ \|P_{(2j)(1n)}^{(0)}\| & \|P_{(2j)(2n)}^{(0)}\| \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \|G_{jn}^{(0)}\| & 0 \\ 0 & \|I_{jn}^{(0)}\| \end{pmatrix}. \quad (2.36)$$

Если индексы j , n принадлежат некартановским полям, то согласно (2.29) и (2.31) затравочные функции Грина выражаются через факторы b -вершин, пропагаторы и блочные факторы:

$$G_{jn}^{(0)}(\vec{1}, \vec{1}', \omega_m) = D_j(\vec{1}, \omega_m) \sum_k v_b(j; k|n) \Gamma_k^{(H)}(\vec{1}) \delta_{\vec{1}\vec{1}'}, \quad (2.37)$$

где пропагатор $D_j(\vec{1}, \omega_m)$ дается формулой (2.29) с $f_j(\vec{1}) = \sum_{l=1}^r \alpha_j(\sigma_l^{(H)}) B_l(\vec{1})$. Для индексов j , n Картановского типа затравочные функции Грина определяются блочными факторами (2.24): $G_{jn}^{(0)}(\vec{1}, \vec{1}', \omega_m) = \Gamma_{jn}^{(H)}(\vec{1}) \delta_{\vec{1}\vec{1}'} \delta_{m0}$. Если один из индексов j , n принадлежит

Картановскому типу, а другой индекс является некартановским, то функции Грина $G_{jn}^{(0)}$ равны нулю.

Следующее приближение \mathcal{P} -матрицы, $\mathcal{P}^{(1)}$, получается посредством суммирования $\mathcal{P}^{(0)}$ -матрицы (2.36) – суммирования всех цепей, состоящих из затравочных функций Грина $G_{jn}^{(0)}$ и затравочных линий взаимодействия $I_{jn}^{(0)}$ (Рис. 2.3b,c,d). Эти цепи из пропагаторов и линий взаимодействия не имеют петлевых вставок. Назовем это приближение приближением эффективных функций Грина и взаимодействий (ЭФГВ). Аналитические выражения рассмотренных диаграмм могут быть записаны в соответствии с (2.31). Суммирование дает уравнение Дайсона

$$\begin{aligned} \mathcal{P}^{(1)} &= \|P_{JN}^{(0)}(\vec{1}, \vec{1}', \omega_m)\| + \sum_{\vec{2}, K, L} \|P_{JK}^{(1)}(\vec{1}, \vec{2}, \omega_m)\| \cdot \|\Xi_{KL}\| \cdot \|P_{LN}^{(0)}(\vec{2}, \vec{1}', \omega_m)\| \\ &= \mathcal{P}^{(0)} + \mathcal{P}^{(1)}\Xi\mathcal{P}^{(0)}, \end{aligned} \quad (2.38)$$

где

$$\Xi = \begin{pmatrix} 0 & \mathcal{E} \\ \mathcal{E} & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathcal{E} = \|\delta_{jn}\| - \text{диагональная матрица.}$$

Учитывая, что $\mathcal{E} - \mathcal{G}^{(0)}\mathcal{I}^{(0)} = \mathcal{G}^{(0)}(\mathcal{E} - \mathcal{I}^{(0)}\mathcal{G}^{(0)})\mathcal{G}^{(0)-1}$, найдем решение уравнения (2.38)

$$\mathcal{P}^{(1)} = \mathcal{P}^{(0)}(1 - \Xi\mathcal{P}^{(0)})^{-1} = \begin{pmatrix} \mathcal{G}^{(0)}(\mathcal{E} - \mathcal{I}^{(0)}\mathcal{G}^{(0)})^{-1} & (\mathcal{E} - \mathcal{G}^{(0)}\mathcal{I}^{(0)})^{-1}\mathcal{G}^{(0)}\mathcal{I}^{(0)} \\ \mathcal{I}^{(0)}\mathcal{G}^{(0)}(\mathcal{E} - \mathcal{I}^{(0)}\mathcal{G}^{(0)})^{-1} & \mathcal{I}^{(0)}(\mathcal{E} - \mathcal{G}^{(0)}\mathcal{I}^{(0)})^{-1} \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

$\mathcal{P}^{(1)}$ -матрица состоит из эффективных функций Грина $\mathcal{G}^{(1)} = \|G_{jn}^{(1)}\| = \|P_{(1j)(1n)}^{(1)}\| = \mathcal{G}^{(0)}(\mathcal{E} - \mathcal{I}^{(0)}\mathcal{G}^{(0)})^{-1}$, эффективных взаимодействий $\mathcal{I}^{(1)} = \|I_{jn}^{(1)}\| = \|P_{(2j)(2n)}^{(1)}\| = \mathcal{I}^{(0)}(\mathcal{E} - \mathcal{G}^{(0)}\mathcal{I}^{(0)})^{-1}$ и перекрестных членов $P_{(1j)(2n)}^{(1)}$, $P_{(2j)(1n)}^{(1)}$. На диаграммах эффективные функции Грина, эффективные взаимодействия и перекрестные члены обозначены, соответственно, как жирные прямые линии, пустые линии и комбинация из жирных и пустых линий. Приближения \mathcal{P} -матрицы высших порядков, s , определяются суммированием диаграмм, содержащих s петель.

Введение \mathcal{P} -матрицы приводит к желанию использовать в диаграммном разложении эффективные функции Грина и взаимодействия. Замена затравочных функций Грина и взаимодействий эффективными может быть до конца проведена только в случае Бозе и Ферми систем с внутренней алгеброй (супералгеброй) Гейзенберга. В результате получаем диаграммы Фейнмана с эффективными пропагаторами и линиями взаимодействия. Для моделей с произвольными внутренними алгебрами Ли \mathcal{L} полная замена не осуществима. Препятствием к этому является происходящая трансформация блочной структуры диаграмм. Трансформация блоков приводит к существованию компенсирующих диаграмм, в которых сделаны частичные замены затравочных функций Грина и взаимодействий на эффективные.

(a)

$$G_{jn}^{(0)} = \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} = \left\{ \begin{array}{l} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} \right.$$

$$(b) \quad P_{(1j)(1n)}^{(1)} = G_{jn}^{(1)} = \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} = \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} + \sum_{\gamma_1 \gamma_2} \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} +$$

$$+ \sum_{\gamma_1 \dots \gamma_4} \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} + \dots + \sum_f \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} + \dots =$$

$$= \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} + \sum_{\gamma_1 \gamma_2} \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} + \sum_f \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array}$$

(c)

$$P_{(2j)(2n)}^{(1)} = I_{jn}^{(1)} = \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} = \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} + \sum_{\gamma_1 \gamma_2 f} \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array}$$

(d)

$$P_{(1j)(2n)}^{(1)} = \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} = \sum_{\gamma} \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array}$$

$$P_{(2j)(1n)}^{(1)} = \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} = \sum_{\gamma} \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array}$$

Рис. 2.3: (a) Определение затравочных двухкоординатных функций Грина $G_{jn}^{(0)}$. (b) Определение эффективных функций Грина $P_{(1j)(1n)}^{(1)} = G_{jn}^{(1)}$ через затравочные функции Грина $G_{jn}^{(0)}$. (c) Определение эффективных линий взаимодействия $P_{(2j)(2n)}^{(1)} = I_{jn}^{(1)}$. (d) Определение перекрестных членов $P_{(1j)(2n)}^{(1)}$, $P_{(2j)(1n)}^{(1)}$. Суммирование по γ означает суммирование по индексам и пространственным переменным пропагаторов, линий взаимодействия и вершин, а суммирование по f – по индексам f -вершин.

Дисперсионные соотношения квазичастичных возбуждений определяются полюсами \mathcal{P} -матрицы – нулевыми собственными значениями оператора $1 - \Xi\mathcal{P}^{(0)}$ или, что эквивалентно, оператора $\mathcal{E} - \mathcal{I}^{(0)}\mathcal{G}^{(0)}$ при аналитическом продолжении (2.32). Так как нулевые собственные значения этих операторов могут соответствовать различным собственным функциям и определять разные возбуждения, введем спектральный параметр λ в обозначении собственных функций $p_j^{(\lambda)}(\vec{1}, \omega_m)$. Параметр λ может быть дискретным или непрерывным. Учитывая вышеизложенное, получим уравнение, описывающее квазичастичные возбуждения

$$p_j^{(\lambda)}(\vec{1}, \omega_m) - \sum_{\vec{1}', k, i} I_{jk}^{(0)}(\vec{1} - \vec{1}', \omega_m) G_{ki}^{(0)}(\vec{1}', \vec{1}', \omega_m) p_i^{(\lambda)}(\vec{1}', \omega_m) \Big|_{i\omega_m \rightarrow \omega + i\epsilon \text{sign}\omega} = 0. \quad (2.40)$$

2.6 Сведение диаграммных разложений к Фейнмановским диаграммам для Бозе и Ферми систем

Для Бозе и Ферми систем внутренняя динамика проста и задается, соответственно, группой и супергруппой Гейзенберга-Вейля. Соответствующая группе (супергруппе) алгебра (супералгебра) Гейзенберга порождена генераторами $\{I, a(\vec{1}), a^+(\vec{1}), \varepsilon(\vec{1}) = a^+(\vec{1})a(\vec{1})\}$ с ненулевыми коммутационными соотношениями

$$\begin{aligned} [a(\vec{1}), a^+(\vec{1})] &= I \\ [\varepsilon(\vec{1}), a(\vec{1})] &= -a(\vec{1}) \\ [\varepsilon(\vec{1}), a^+(\vec{1})] &= a^+(\vec{1}). \end{aligned} \quad (2.41)$$

Другие коммутационные соотношения тривиальны. a^+ , a , I являются операторами рождения, уничтожения и тождественным оператором. Подалгебра Картана H натянута на вектора $I, \varepsilon(\vec{1})$: $H = \text{Span}\{I, \varepsilon(\vec{1})\}$. Гамильтониан (2.1), описывающий взаимодействующие Бозе и Ферми системы, имеет вид

$$\mathcal{H} = \sum_{\vec{1}} [(p_I + N(\vec{1}))I + (p_\varepsilon + E(\vec{1}))\varepsilon(\vec{1}) + p_- a(\vec{1}) + p_+ a^+(\vec{1})] + \sum_{\substack{\vec{1}, \vec{1}' \\ (\vec{1} \neq \vec{1}')}} V(\vec{1} - \vec{1}') \varepsilon(\vec{1}) \varepsilon(\vec{1}'), \quad (2.42)$$

где $N(\vec{1})$, $E(\vec{1})$ – внешние поля, сопряженные операторам I и $\varepsilon(\vec{1})$. Уравнения (2.13) для функционала $W[p]$ определяются коммутационными соотношениями (2.41) и гамильтонианом (2.42) и записываются в форме

$$\left[\frac{\partial}{\partial \tau} \pm (p_\varepsilon(\vec{1}, \tau) + E(\vec{1})) \right] \frac{\delta W[p]}{\delta p_{\mp}(\vec{1}, \tau)} = \mp p_{\pm}(\vec{1}, \tau) \frac{\delta W[p]}{\delta p_I(\vec{1}, \tau)}$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\delta W[p]}{\delta p_\varepsilon(\vec{1}, \tau)} = p_-(\vec{1}, \tau) \frac{\delta W[p]}{\delta p_-(\vec{1}, \tau)} - p_+(\vec{1}, \tau) \frac{\delta W[p]}{\delta p_+(\vec{1}, \tau)} \quad (2.43)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\delta W[p]}{\delta p_I(\vec{1}, \tau)} = 0.$$

Корневые пространства $\mathcal{L}_a, \mathcal{L}_{a^+}$ одномерны, поэтому, в диаграммном разложении отсутствуют f -вершины. В данной модели существует только один пропагатор (2.25): $\delta^2 W[p]/\delta p_-(\vec{1}, \tau)\delta p_+(\vec{1}, \tau)|_{p \rightarrow 0} = D(\vec{1}, \tau - \tau')$. В частотном представлении (2.29) он записывается в виде

$$D(\vec{1}, \omega_n) = \frac{1 - (-1)^{n+1} \kappa_{aa}}{2[i\omega_n - E(\vec{1})]}, \quad (2.44)$$

где $\kappa_{aa} = 1$ для Бозе систем и $\kappa_{aa} = -1$ для Ферми систем. Учитывая, что корень пропагатора есть α_{a^+} с $\alpha_{a^+}(I) = 0$ и форма взаимодействия дается гамильтонианом (2.42), из закона сохранения корней в вершинах следует отсутствие d -вершин в диаграммном разложении.

Рассмотрим блок, содержащий пропагаторы (2.44). Из первого уравнения (2.43) следует, что блок с одной изолированной частью соответствует дифференцированию $\delta W[p]/\delta p_I(\vec{1}, \tau)$. Из третьего уравнения (2.43) можно заключить, что производные $W[p]$ по $p_I(\vec{1}, \tau)$ высших порядков равны нулю. Следовательно, если блок содержит пропагаторы, то этот блок имеет только одну связную изолированную часть. В этом случае обозначение блока может быть опущено. Таким образом, для модели с гамильтонианом (2.42) диаграммы содержат следующие части:

- (а) Пропагаторы без обозначения блоков. Пропагаторы связаны посредством c -вершин с $v_c(a^+; a^+|\varepsilon) = 1$. a^- и b -вершины являются внешними с $v_a(-; a^+|a^+) = v_b(a^+; I|a) = 1$ (Рис. 2.4а).
- (б) Блоки с n изолированными e -вершинами, соответствующие производным $\delta^n W/\delta p_\varepsilon \dots \delta p_\varepsilon|_{p \rightarrow 0}$ (Рис. 2.4б).

Блоки с изолированными e -вершинами могут быть трансформированы в пропагаторные петли. Этот переход основан на соотношении $\varepsilon(\vec{1}) = a^+(\vec{1})a(\vec{1})$. Благодаря ему, в производных $\delta^n W/\delta p_\varepsilon \dots \delta p_\varepsilon|_{p \rightarrow 0}$ дифференцирование $\delta/\delta p_\varepsilon(\vec{1}, \tau)$ можно заменить дифференцированием $\delta^2/\delta p_{a^+}(\vec{1}, \tau)\delta p_a(\vec{1}, \tau)$. Результат замены соответствует пропагаторным петлям с c -вершинами в диаграммах. Если диаграмма содержит m пропагаторных петель, то ее аналитическое выражение должно быть умножено на коэффициент κ_{aa}^m . После этого перехода диаграммное разложение принимает форму обычных Фейнмановских диаграмм.

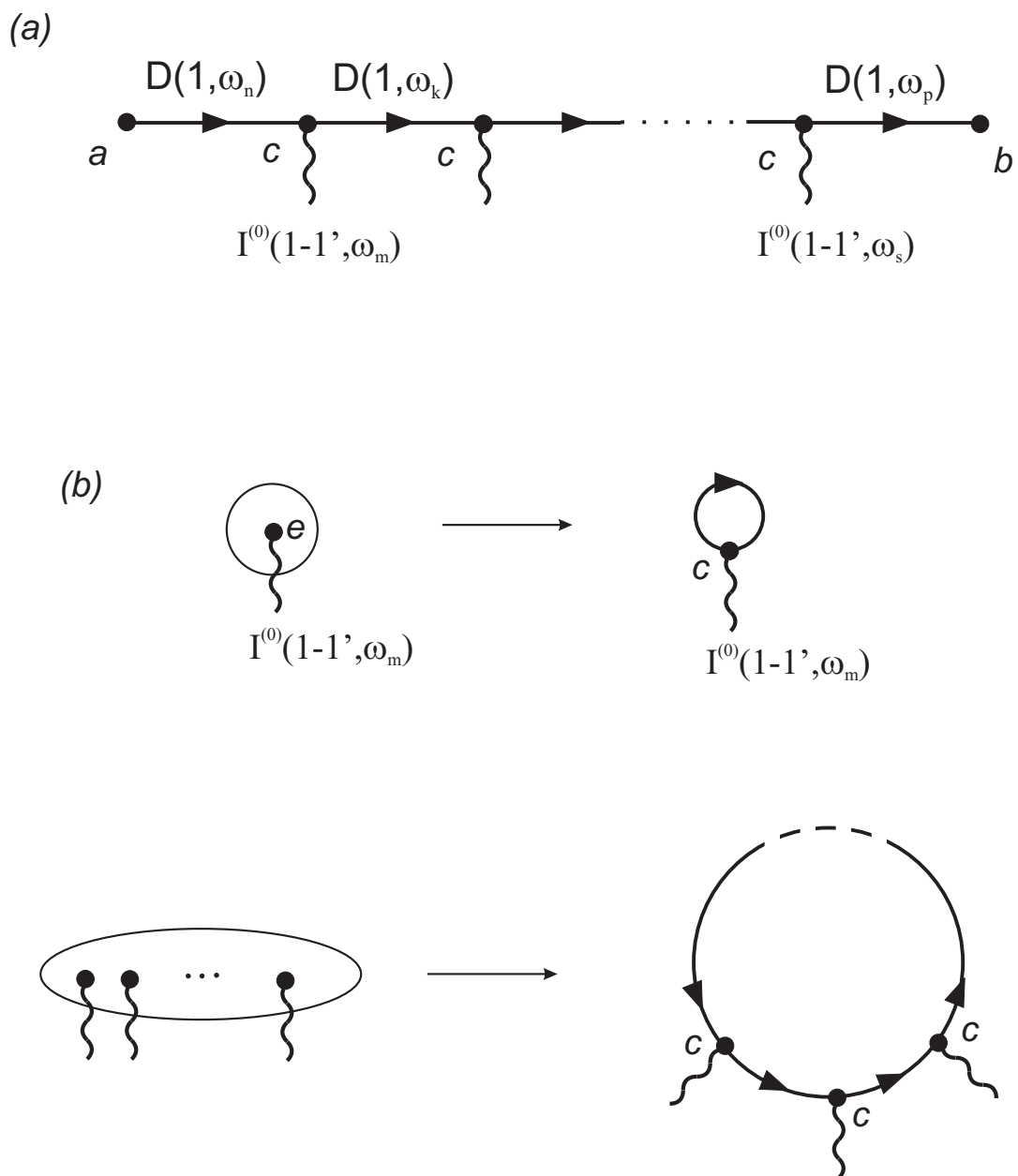


Рис. 2.4: (a) Пропагаторы, связанные через c -вершины, с внешними a - и b -вершинами. (b) Блоки с изолированными e -вершинами и переход от блочной формы к пропагаторным петлям.

2.7 Спиновая модель с одноионной одноосной анизотропией

В качестве примера применения развитой диаграммной техники к моделям с более сложной Ли-групповой динамикой рассмотрим спиновый ансамбль с одноионной одноосной анизотропией, описываемый гамильтонианом

$$\mathcal{H}_0 = -g\mu_B \sum_{\vec{1}} [S^z(\vec{1})H_z(\vec{1}) + (S^z)^2(\vec{1})H_a(\vec{1})] - \frac{1}{2} \sum_{\vec{1}, \vec{1}'} J(\vec{1} - \vec{1}') [S^z(\vec{1})S^z(\vec{1}') + S^-(\vec{1})S^+(\vec{1}')], \quad (2.45)$$

где $H_z(\vec{1})$ – внешнее магнитное поле, $H_a(\vec{1})$ – поле анизотропии. Будем предполагать, что абсолютное значение спина равно 1, $|S| = 1$. g и μ_B – фактор Ланде и магнетон Бора, соответственно.

Произведем переход от алгебры Ли $\mathcal{L}^{(0)} = \{S^+, S^-, S^z\}$ к алгебре Ли $\mathcal{L}^{(1)}$, образованной составными операторами $S^\mu(\vec{1})S^\nu(\vec{1}')$. Этот переход позволит нам учесть анизотропию в нулевом приближении. Алгебра $\mathcal{L}^{(1)}$ изоморфна алгебре $gl(3)$ 3×3 -матриц и описывает квадрупольную спиновую динамику [78, 79]. Оператор $(S^z)^2$ содержится в алгебре $\mathcal{L}^{(1)}$ и алгебра $\mathcal{L}^{(0)}$ является подалгеброй $\mathcal{L}^{(1)}$: $\mathcal{L}^{(0)} \subset \mathcal{L}^{(1)}$. Матрицы

$$E_{ij} = i \begin{pmatrix} & j & \\ & \vdots & \\ 0 & & 0 \\ \cdots & 1 & \cdots \\ 0 & \vdots & 0 \end{pmatrix}$$

формируют базис алгебры $gl(3)$. Спиновые операторы, через которые записывается гамильтониан \mathcal{H}_0 (2.45), выражаются через матрицы E_{ij}

$$S^z = E_{11} - E_{33}$$

$$S^{z2} = E_{11} + E_{33}$$

$$S^+ = E_{12} + E_{23}$$

$$S^- = E_{21} + E_{32}.$$

Алгебра $\mathcal{L}^{(1)} = gl(3)$ может быть разложена в прямую сумму $\mathcal{L}^{(1)} = \text{Span}I \oplus sl(3)$, где $sl(3)$ – полупростая алгебра Ли, изоморфная алгебре матриц с нулевым следом и I – тождественный оператор. Подалгебра Картана H алгебры $gl(3)$ может быть выбрана как подалгебра, натянутая на диагональные операторы $h^{(1)} = \|h_{ij}^{(1)}\| = E_{11} - E_{33}$, $h^{(2)} = \|h_{ij}^{(2)}\| = E_{11} - E_{22}$ и $h^{(3)} = \|h_{ij}^{(3)}\| = E_{11} + E_{22} + E_{33}$. Оператор $(S^z)^2$ выражается через операторы $h^{(k)}$, $(S^z)^2 = -h^{(1)}/3 + 2h^{(2)}/3 + 2h^{(3)}/3$. Корни α_{ij} алгебры Ли $gl(3)$ являются линейными формами, удовлетворяющие условию $\alpha_{ij}(h^{(k)}) = h_{ii}^{(k)} - h_{jj}^{(k)}$. Корневые

пространства, соответствующие формам α_{ij} , есть одномерные пространства $E_{\alpha_{ij}} = cE_{ij}$ ($c \in \mathbb{C}$). Это приводит к отсутствию f -вершин. Для определения пропагаторов (2.29) выберем операторное упорядочение (2.22) в виде

$$E_{12} \succ E_{32} \succ E_{13} \succ H \succ E_{31} \succ E_{23} \succ E_{21},$$

где корни α_{12} , α_{32} , α_{13} соответствуют старшим операторам E_{12} , E_{32} , E_{13} . Тогда в частотном представлении три старших корня α_{jk} определяют три пропагатора

$$D_{(jk)}(\vec{1}, \omega_n) = \frac{1}{i\omega_n - f_{jk}(\vec{1})}, \quad (2.46)$$

где $\omega_n = 2\pi n$; $f_{jk}(\vec{1}) = \sum_{l=1}^3 \alpha_{jk}(h^{(l)})b_l(\vec{1})$; (jk) – двойной индекс, равный 12, 32 и 13; $b_1(\vec{1}) = -g\mu_B[H_z(\vec{1}) - H_a(\vec{1})/3]$, $b_2(\vec{1}) = -2g\mu_B H_a(\vec{1})/3$, $b_3(\vec{1}) = -2g\mu_B H_a(\vec{1})/3$ – внешние поля в гамильтониане (2.2), соответствующие операторам $h^{(1)}$, $h^{(2)}$, $h^{(3)}$ подалгебры Картана. Принимая во внимание явную форму полей $b_l(\vec{1})$ и масштабное преобразование $-\beta b_l \rightarrow b_l$, совершенное в 2.1, можем написать энергии $f_{jk}(\vec{1})$ в (2.46) в виде

$$\begin{aligned} f_{12}(\vec{1}) &= \beta g\mu_B [H_z(\vec{1}) + H_a(\vec{1})] \\ f_{32}(\vec{1}) &= \beta g\mu_B [-H_z(\vec{1}) + H_a(\vec{1})] \\ f_{13}(\vec{1}) &= 2\beta g\mu_B H_z(\vec{1}). \end{aligned} \quad (2.47)$$

Функционал $W[p^{(H)}]$ (2.23) перепишется в форме

$$\begin{aligned} W[p^{(H)}] &= \sum_{\vec{1}} \ln \text{Sp} \exp \left\{ \sum_j [u_j(\vec{1}) h^{(j)}] \right\} \\ &= \sum_{\vec{1}} \ln [\exp(u_1(\vec{1}) + u_2(\vec{1}) + u_3(\vec{1})) + \exp(-u_2(\vec{1}) + u_3(\vec{1})) + \exp(-u_1(\vec{1}) + u_3(\vec{1}))], \end{aligned} \quad (2.48)$$

где $u_j(\vec{1}) = -\beta [b_j(\vec{1}) + p_j^{(H)}(\vec{1})]$, $p_j^{(H)}(\vec{1})$ – бесконечно малые вспомогательные поля. В приближении самосогласованного поля (2.35) магнитное поле $H_z(\vec{1})$ перенормируется

$$H_z^{(s)}(\vec{1}) = H_z(\vec{1}) + \sum_{\vec{1}'} J(\vec{1} - \vec{1}') \langle \langle S^z(\vec{1}') \rangle \rangle_0.$$

Перенормировка $H_z(\vec{1}) \rightarrow H_z^{(s)}(\vec{1})$ приводит к изменениям внешних полей $b_l(\vec{1})$ и энергий $f_{jk}(\vec{1})$ (2.47). В приближении самосогласованного поля ненулевые затравочные функции Грина (2.37) с индексами (jk) , соответствующие недиагональным операторам E_{jk} , принимают форму

$$G_{(12)(21)}^{(0)}(\vec{1}, \vec{1}, \omega_n) = \frac{\exp(\beta g\mu_B H_z) - \exp(-\beta g\mu_B H_a)}{F[i\omega_n - f_{12}(\vec{1})]}$$

$$G_{(32)(23)}^{(0)}(\vec{1}, \vec{1}, \omega_n) = \frac{\exp(-\beta g \mu_B H_z) - \exp(-\beta g \mu_B H_a)}{F[i\omega_n - f_{32}(\vec{1})]} \quad (2.49)$$

$$G_{(13)(31)}^{(0)}(\vec{1}, \vec{1}, \omega_n) = \frac{\exp(\beta g \mu_B H_z) - \exp(-\beta g \mu_B H_z)}{F[i\omega_n - f_{13}(\vec{1})]},$$

где $F = \exp(\beta g \mu_B H_z) + \exp(-\beta g \mu_B H_z) + \exp(-\beta g \mu_B H_a)$. Затравочные функции Грина с индексами, соответствующими диагональным операторам $h^{(k)}$ ($k = 1, 2, 3$), являются функциями $G_{(jj)(ii)}^{(0)}(\vec{1}, \vec{1}, \omega_n) = [\delta^2 W / \delta b_i(\vec{1}) \delta b_j(\vec{1})] \cdot \delta_{n0}$. Для индексов $i, j = 1, 2$ функции Грина $G_{(jj)(ii)}^{(0)}$ отличны от нуля. Если один из индексов i или j равен 3, то $G_{(jj)(ii)}^{(0)} = 0$. Затравочные функции Грина $G_{(ij)(kn)}^{(0)}$ и затравочные взаимодействия $J(\vec{1} - \vec{1}')$ задают матрицу эффективных функций Грина и взаимодействий $\mathcal{P}^{(1)}$ (2.39). Дисперсионные соотношения квазичастичных возбуждений (2.40) определяются полюсами $\mathcal{P}^{(1)}$ -матрицы. Учитывая соотношения (2.47), (2.48) и (2.49), мы можем прийти к выводу, что данная модель обладает тремя видами спиновых волн, соответствующими переходам между уровнями неэквидистантного спектра. Переходы между уровнями индуцируются недиагональными операторами E_{ij} . Неэквидистантность спектра образуется благодаря полю анизотропии H_a . Начальные точки дисперсионных кривых спиновых волн определяются разностями энергий уровней неэквидистантного спектра и соответствуют энергиям f_{12}, f_{32}, f_{13} .

Спиновая модель (2.45) важна для применений как модель, описывающая спиновые ячейки памяти (Рис. 2.5) [19]. При $H_a > H_z$ в ячейке существуют два энергетических минимума, $|1\rangle$ с $S_z = 1$ и $|-1\rangle$ с $S_z = -1$. Благодаря большим полям анизотропии H_a , переходы между этими состояниями, $|1\rangle \rightarrow |0\rangle \rightarrow |-1\rangle$ и $|-1\rangle \rightarrow |0\rangle \rightarrow |1\rangle$, реализуются посредством перескока через состояние $|0\rangle$ ($S_z = 0$) с энергетическим максимумом. Благодаря этому существует возможность записать один бит информации. Переходы могут быть индуцированы импульсами переменного тока, протекающего по вертикальным и горизонтальным шинам. Продолжительность импульсов должна быть достаточной для изменения намагниченности ячейки, когда шины пересекаются, но меньше значения, приводящего к перемагничиванию других ячеек. Считывание может быть реализовано посредством переменного тока меньшей частоты, соответствующей разнице энергий состояний $|1\rangle$ и $|-1\rangle$ и пропорциональной энергии $f_{13} = 2H_z$. Взаимное влияние информационных битов, записанных в соседних ячейках, определяется спин-волновыми возбуждениями (2.40).

2.8 Выводы

В данной главе получены следующие результаты.

(1) Построены диаграммные разложения для квантовых систем с внутренней Ли-групповой динамикой. Внутренние группы Ли соответствуют конечномерным алгебрам и супералгебрам Ли. Диаграммная техника основана на разложении производящего функционала для

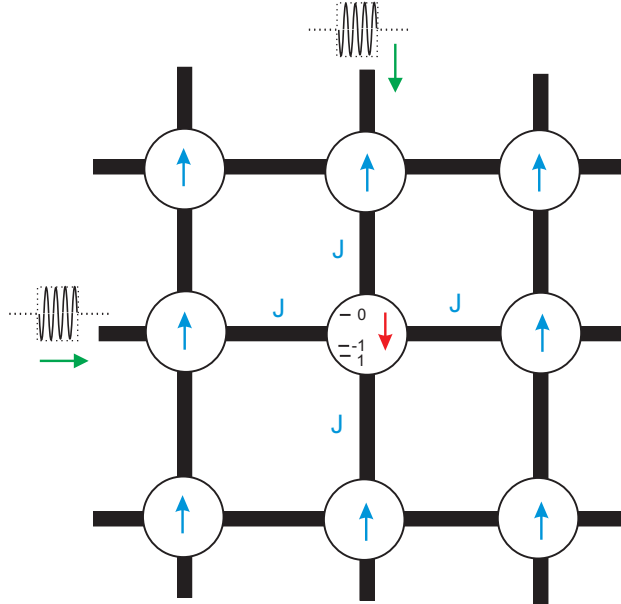


Рис. 2.5: Ячейка памяти со спиновой анизотропией. J – взаимодействие между ячейками.

температурных функций Грина, определяемого через дифференциальные функциональные уравнения. Решения дифференциальных функциональных уравнений найдены в форме рядов. Данный метод построения диаграммных разложений является более общим, чем методы, использующие теорему Вика и разложение функциональных интегралов. Преимуществом развитой диаграммной техники является возможность нахождения эффективных кластерных аппроксимаций для моделей с сильными локальными взаимодействиями. Это может быть реализовано путем перехода в гамильтониане от одночастичных операторов к композиционным операторам, описывающим кластер частиц. Замена операторов приводит к замене алгебр Ли. Первичная алгебра Ли $\mathcal{L}^{(0)}$, описывающая внутреннюю динамику квантовой системы, замещается алгеброй Ли $\mathcal{L}^{(1)}$, которая включает $\mathcal{L}^{(0)}$ в качестве подалгебры: $\mathcal{L}^{(0)} \subset \mathcal{L}^{(1)}$. Примером подобной замены является переход от Ферми-операторов рождения-уничтожения к операторам Хаббарда в модели Хаббарда с сильным кулоновским взаимодействием.

(2) Представление операторов квантовой модели дифференциальными функциональными операторами над коммутативной алгеброй \mathcal{A} регулярных функционалов над кольцом $\mathcal{F}^{(0)}$ полевых функций $p_j(\vec{1}, \tau)$ дает возможность обобщения диаграммной техники на модели на топологически нетривиальных многообразиях. Обобщение осуществляется путем перехода от постоянного пучка функций $\mathcal{F}^{(0)}$ в дифференциальных уравнениях для производящего функционала к пучку функций \mathcal{F} ($\mathcal{F}^{(0)} \subset \mathcal{F}$), определенном на многообразии, и замены переменных на решетке континуальными переменными многообразия. Нетривиальные кохомологии многообразия, на котором действует квантовая система, приводят к существованию дополнительных возбуждений системы.

(3) Для нахождения квазичастичных возбуждений введена \mathcal{P} -матрица – матрица эффективных функций Грина и взаимодействий. \mathcal{P} -матрица получается суммированием рядов, состоящих из затравочных взаимодействий $\mathcal{I}^{(0)}$ и затравочных функций Грина $\mathcal{G}^{(0)}$. Дисперсионные зависимости квазичастичных возбуждений определяются полюсами \mathcal{P} -матрицы – нулевыми собственными значениями оператора $\mathcal{E} - \mathcal{I}^{(0)}\mathcal{G}^{(0)}$, где \mathcal{E} – тождественный оператор.

(4) Диаграммная техника упрощается для моделей с внутренней динамикой, описываемой полупростыми алгебрами Ли и простыми контрагredientными супералгебрами Ли. Для случая алгебры (супералгебры), составленной из операторов рождения-уничтожения, диаграммные разложения сводятся к диаграммам Феймана для Бозе (Ферми) квантовых систем.

(5) Рассмотрена диаграммная техника и возбуждения для спиновой системы с одноосной анизотропией. Внутренняя динамика этой модели сложнее внутренней динамики модели Гейзенберга и описывается алгеброй Ли $gl(3)$.

Глава 3

Спинволновые возбуждения в ферромагнитных пленках

3.1 Постановка задачи

Спиновые системы макро- и микромасштаба описываются феноменологическими уравнениями Ландау-Лифшица с диссипационным членом, который выбирают в форме Ландау-Лифшица, Гильберта или Блоха-Бломбергена [42]. При переходе в наномасштабную область феноменологические уравнения Ландау-Лифшица перестают правильно описывать спиновые системы и требуют уточнения. Это происходит по нескольким причинам. Во-первых, пространственная дисперсия, которая в феноменологических уравнениях описывается производными по пространственным переменным, должна быть заменена членами с суммированием по конечному числу спинов на наноразмерном масштабе. Во-вторых, для наноразмерных спиновых систем энергетический промежуток между спинволновыми модами составляет значительную величину. Это приводит к существенному изменению способа описания диссипации спиновых волн. Для уточнения феноменологического уравнения Ландау-Лифшица и для получения его более строгой формы из первых принципов в главе 3 рассмотрена модель Гейзенберга с обменным и магнитным дипольным взаимодействиями на основе диаграммной техники, развитой в главе 2. Результаты главы 3 используются в главе 4 при исследовании магнитных свойств и спинволновых возбуждений структур с ферромагнитными наночастицами.

В главе 3 детально рассмотрена диаграммная техника для модели Гейзенберга спиновой системы с внутренней динамической группой Ли $Spin(3)$. В данной модели Гейзенберга учитываются обменное взаимодействие и магнитное дипольное взаимодействие (MDI) между спинами. Результаты, представленные в этой главе, получены в работах [20, 36, 63]. В разделе 3.2 найдены самосогласованное поле и \mathcal{P} -матрица, полюсы которой описывают спиновые возбуждения. В разделе 3.3 получены дисперсионные зависимости спиновых

возбуждений в наноразмерных пленках – дисперсионные соотношения спиновых волн в нормально и касательно намагниченных монослоев и в магнитной структуре, состоящей из двух монослоев, и спектр спинволнового резонанса в N -слоистой структуре.

Для толстых магнитных пленок (пленок, имеющих микронные толщины) от уравнения, описывающего полюса \mathcal{P} -матрицы, более удобно перейти к уравнениям Ландау-Лифшица и уравнению для магнитостатического потенциала. Для модели Гейзенберга с обменным и магнитным дипольным взаимодействиями нахождение полюсов \mathcal{P} -матрицы эквивалентно совместному решению обобщенных уравнений Ландау-Лифшица и уравнения для магнитостатического потенциала. Обобщенные уравнения Ландау-Лифшица имеют псевдодифференциальную форму. Собственные значения уравнения для магнитостатического потенциала определяют спинволновой спектр. В разделе 3.4 будет рассмотрен случай нормально намагниченной пленки, вычислена \mathcal{P} -матрица в низкотемпературном приближении и найдены дисперсионные зависимости спиновых волн.

В разделе 3.5 рассмотрена релаксация спиновых волн в толстых магнитных пленках. При низких температурах релаксация определяется MDI и происходит через слияние двух магнонов и через распад магнона на два [42, 43, 56, 60–62]. В [56, 60–62] затухание спиновых волн вычислено для бесконечных и полубесконечных (ограниченных с одной стороны) ферромагнетиков. Но фундаментальная проблема магнитной релаксации в модели Гейзенберга с обменным и магнитным дипольным взаимодействиями для образцов конечного размера до сих пор не решена. Причина этого кроется в дальнедействующем характере MDI. Благодаря дальнедействующему характеру, относительно слабое MDI трансформирует спинволновой спектр в спектр дискретных мод. Спинволновая релаксация и спинволновая динамика становятся зависящими от размера и формы образца. Из-за этого модель Гейзенберга с обменным и магнитным дипольным взаимодействиями для ограниченных образцов существенно отличается от модели Гейзенберга только с обменным взаимодействием. Рассеяние на термически возбужденных спинволновых модах, которые взаимодействуют друг с другом посредством MDI, дают главный вклад в релаксацию длинноволновых спиновых волн. Мы вычислим этот вклад, который определяется диаграммами в однокольцевом приближении, соответствующий слиянию двух спинволновых мод. Обменное взаимодействие дает нетривиальный вклад в затухание только в двухкольцевом приближении и этот вклад является малым по сравнению с вкладом MDI. Найдено, что затухание уменьшается с увеличением толщины пленки и величины магнитного поля и растет пропорционально с увеличением температуры. Развитая теория предсказывает пики релаксации. С увеличением толщины пленки эти пики сглаживаются.

Релаксация спиновых волн в наноразмерных магнитных пленках рассмотрена в разделе 3.6. В ферромагнитных пленках наноразмерной толщины, при условии, что запрещен процесс слияния спинволновых мод, будут наблюдаться слабозатухающие спиновые волны. Наличие таких волн открывает возможность построения спинволновых приборов

наноразмерного масштаба (фильтров, линий задержек), работающих в СВЧ диапазоне и обладающих малыми потерями (раздел 3.7). Результаты, полученные в главе 3, будут применены в последующих главах.

3.2 Модель Гейзенберга для спиновой системы

3.2.1 Особенности диаграммной техники

Рассмотрим спиновую систему, а именно модель Гейзенберга с обменным и магнитным дипольным (MDI) взаимодействиями [20, 36, 63]. Обменное взаимодействие является короткодействующим, а MDI – дальнодействующим взаимодействием. Внутренняя динамика спиновой системы в модели Гейзенберга описывается группой Ли $Spin(3)$. Алгебра Ли $\mathcal{L} = so(3)$, ассоциированная с этой группой, порождена спиновыми операторами $S^\mu(\vec{1})$, где $\mu = -, +, z$. Операторы $S^\pm = S^x \pm iS^y$, S^z удовлетворяют коммутационным соотношениям

$$[S^z(\vec{1}), S^+(\vec{1}')] = S^+(\vec{1})\delta_{\vec{1}\vec{1}'},$$

$$[S^z(\vec{1}), S^-(\vec{1}')] = -S^-(\vec{1})\delta_{\vec{1}\vec{1}'},$$

$$[S^+(\vec{1}), S^-(\vec{1}')] = 2S^z(\vec{1})\delta_{\vec{1}\vec{1}'},$$

Гамильтониан модели Гейзенберга –

$$\mathcal{H} = -g\mu_B \sum_{\vec{1}} H_z(\vec{1})S^z(\vec{1}) - g\mu_B \sum_{\vec{1}} h_\mu(\vec{1})S^\mu(\vec{1}) - \frac{1}{2} \sum_{\vec{1}, \vec{1}'} J_{\mu\nu}(\vec{1} - \vec{1}')S^\mu(\vec{1})S^\nu(\vec{1}'), \quad (3.1)$$

где H_z ($\vec{H}_z \parallel Oz$) – внешнее магнитное поле. $h_\mu(\vec{1})$ – вспомогательное бесконечно малое переменное магнитное поле. g и μ_B – фактор Ланде и магнетон Бора, соответственно. $J_{\mu\nu}(\vec{1} - \vec{1}') = J_{\nu\mu}(\vec{1}' - \vec{1})$ – взаимодействие между спинами, которое является суммой обменного взаимодействия $I_{\mu\nu}$ и MDI

$$J_{\mu\nu}(\vec{1} - \vec{1}') = I_{\mu\nu}(\vec{1} - \vec{1}') - 4\pi(g\mu_B)^2 \nabla_\mu \Phi(\vec{r} - \vec{r}') \nabla'_\nu \Big|_{\vec{r}=\vec{1}, \vec{r}'=\vec{1}'}, \quad (3.2)$$

где функция $\Phi(\vec{r} - \vec{r}')$, определяющая вид MDI, задается уравнением

$$\Delta \Phi(\vec{r} - \vec{r}') = \delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad (3.3)$$

$$\nabla_\mu = \{\nabla_-, \nabla_+, \nabla_z\} = \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right), \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x} - i \frac{\partial}{\partial y} \right), \frac{\partial}{\partial z} \right\}.$$

В 3-мерном пространстве $\Phi(\vec{r} - \vec{r}') = -1/4\pi|\vec{r} - \vec{r}'|$ и MDI в гамильтониане (3.1) может быть записан в форме

$$\mathcal{H}^{(dip)} = \frac{(g\mu_B)^2}{2} \sum_{\vec{1}, \vec{1}'} \left[\frac{(\vec{S}(\vec{1}), \vec{S}(\vec{1}'))}{|\vec{1} - \vec{1}'|^3} - \frac{3(\vec{S}(\vec{1}), \vec{1} - \vec{1}')(\vec{S}(\vec{1}'), \vec{1} - \vec{1}')}{|\vec{1} - \vec{1}'|^5} \right].$$

Для последующего нахождения дисперсионных зависимостей спиновых волн в магнитных пленках будет использоваться более удобная форма MDI, определенная соотношениями (3.2), (3.3).

Подалгебра Картана H порождена оператором S^z , $H = \text{Span}\{S^z\}$. После выбора оператора S^- с корнем $\alpha_-(S^z) = -1$ в качестве старшего в операторном упорядочении (2.22) определим спиновый пропагатор (2.29) как

$$D_-(\vec{1}, \omega_m) = \frac{1}{i\omega_m + p_0(\vec{1})}, \quad (3.4)$$

где $\omega_m = 2\pi m$ ($m = 0, \pm 1, \dots$), $p_0(\vec{1}) = \beta g\mu_B H_z(\vec{1})$. Корневые пространства \mathcal{L}_{S^-} , \mathcal{L}_{S^+} одномерны, следовательно, в диаграммном разложении f -вершины отсутствуют. В соответствии с разделом 2.2.3 вершинными факторами в диаграммах являются: $v_a = v_e = 1$, $v_b = C_{+-}^z = 2$, $v_c = C_{z-}^- = -1$, $v_d = C_{+-}^z C_{z-}^- = -2$.

Блочные факторы определены соотношением (2.24). Если представление ρ подалгебры Картана H реализуется диагональными $(2S + 1) \times (2S + 1)$ -матрицами, то коэффициенты $\Gamma_{j_n, \dots, j_1}^{(H)}$ выражаются через функцию Бриллюэна B_S [7–9]

$$\begin{aligned} \Gamma_z^{(H)}(\vec{1}) = B(p_0) &= \langle\langle S^z \rangle\rangle_0 = S B_S(S p_0) \\ \Gamma_{z \dots z}^{(H)}(\vec{1}) = B^{[n]}(p_0) &= S \frac{\partial^n B_S(S p_0)}{\partial p_0^n}, \end{aligned} \quad (3.5)$$

где $n = \kappa - 1$, κ – число изолированных частей в блоке, $\langle\langle \dots \rangle\rangle_0$ означает статистическое усреднение по состояниям, определяемым гамильтонианом \mathcal{H} (3.1) без взаимодействия $J_{\mu\nu}$ между спинами. $B_S(x) = (1 + 1/2S) \coth[(1 + 1/2S)x] - (1/2S) \coth(x/2S)$.

3.2.2 Приближение самосогласованного поля

Согласно (2.35) в приближении самосогласованного поля обменное поле и дипольное магнитное поле добавляются к внешнему магнитному полю \vec{H}_z

$$\begin{aligned} H_\mu^{(ex)}(\vec{1}) &= (g\mu_B)^{-1} \sum_{\vec{1}'} I_{\mu\nu}(\vec{1} - \vec{1}') \langle\langle S^\nu(\vec{1}') \rangle\rangle \\ H_\mu^{(m)}(\vec{1}) &= -4\pi g\mu_B \nabla_\mu \sum_{\vec{1}'} \Phi(\vec{r} - \vec{r}') \nabla'_\nu \langle\langle S^\nu(\vec{r}') \rangle\rangle \Bigg|_{\substack{\vec{r}=\vec{1} \\ \vec{r}'=\vec{1}'}}, \end{aligned} \quad (3.6)$$

где $\langle\langle S^\nu(\vec{r}) \rangle\rangle = \langle\langle S^z(\vec{r}) \rangle\rangle \delta_{\nu z}$ – среднее значение спина. Дипольное магнитное поле может быть записано как

$$H_\mu^{(m)}(\vec{1}) = \nabla_\mu \int_V \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \nabla'_\nu M^\nu(\vec{r}') d^3 r' \Big|_{\vec{r}=\vec{1}} + H_\mu^{(a)}(\vec{1}),$$

где первый член – размагничивающее магнитное поле ферромагнитного образца объемом V ; $M^\nu(\vec{r}) = g\mu_B \langle\langle S^\nu(\vec{r}) \rangle\rangle / V_a$ – вектор плотности магнитного момента, определяемый усреднением по атомному объему V_a ;

$$H_\mu^{(a)}(\vec{1}) = V_a \nabla_\mu \sum_{\vec{1}'} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \nabla'_\nu M^\nu(\vec{r}') \Big|_{\substack{\vec{r}=\vec{1} \\ \vec{r}'=\vec{1}'}} - \nabla_\mu \int_V \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}''|} \nabla''_\nu M^\nu(\vec{r}'') d^3 r'' \Big|_{\vec{r}=\vec{1}}$$

есть поле магнитной анизотропии, которая зависит от типа решетки и размеров образца. Если решетка кубического типа и размеры образца много больше постоянной решетки a , то $H_\mu^{(a)}(\vec{1}) = 0$. В других случаях $H_\mu^{(a)}(\vec{1}) \neq 0$ и необходимо принимать во внимание зависимости от размеров образца и типа кристаллической решетки [37, 38].

В рамках диаграммной техники перегруппировка в гамильтониане \mathcal{H} соответствует суммированию всех диаграмм, которые могут быть разрезаны на две части по линии взаимодействия с образованием "однохвосток" [7–9]. Суммирование однохвостовых частей дает суммарное поле $\vec{H}^{(c)} = \vec{H}_z + \vec{H}^{(ex)} + \vec{H}^{(m)}$. Магнитное поле $H_\mu^{(m)}(\vec{r})$ зависит от формы ферромагнитного образца. Если образец имеет эллипсоидальную форму, решетку кубического типа и размеры образца много больше a , то поле $H_\mu^{(m)}(\vec{r})$ является однородным [39]. Например, для случая нормально намагниченной пленки магнитное поле $\vec{H}^{(m)}$ равно $-4\pi\vec{M}$. Если суммарное поле $\vec{H}^{(c)}$ не направлено вдоль оси Oz , выберем систему отсчета (x', y', z') , такую чтобы $\vec{H}^{(c)} \parallel Oz'$. Из условия равновесия $[\vec{H}^{(c)} \times \langle\langle \vec{S} \rangle\rangle] = 0$ следует, что $\langle\langle \vec{S} \rangle\rangle \parallel \vec{H}^{(c)} \parallel Oz'$. После перехода к спиновым операторам S^ν в координатах (x', y', z') диаграммное разложение будет определяться (2.31), где в пропагаторах D_- (3.4) произведена замена $p_0 \rightarrow p = \beta g\mu_B H_z^{(c)}$. После этого перехода все однохвостовые части в диаграммах не должны приниматься во внимание. Мы будем предполагать, что $\vec{H}_z, \vec{H}^{(ex)}, \vec{H}^{(m)} \parallel Oz$.

3.2.3 \mathcal{P} -матрица и общая форма уравнения, описывающего спиновые возбуждения

Следующим приближением является ЭФГВ-приближение (2.38). В рамках этого приближения затравочные функции Грина (2.37) в $\mathcal{P}^{(0)}$ -матрице (2.36) имеют вид

$$\mathcal{G}^{(0)} = \|\mathcal{G}_{\mu\nu}^{(0)}\| = \begin{pmatrix} 0 & G_{-+}^{(0)} & 0 \\ G_{+-}^{(0)} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & G_{zz}^{(0)} \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} 0 & 2B(p)D_-(\vec{1}, \vec{1}', \omega_m) & 0 \\ 2B(p)D_-(\vec{1}, \vec{1}', -\omega_m) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & B^{[1]}(p)\delta_{\vec{1}\vec{1}'}\delta_{m0} \end{pmatrix}$$

Уравнение для матрицы эффективных функций Грина \mathcal{G} выводится из уравнения (2.38) для \mathcal{P} -матрицы (Рис. 3.1)

$$\mathcal{G} = \mathcal{G}^{(0)} + \mathcal{G}\mathcal{V}^{(0)}\mathcal{G}^{(0)}, \quad (3.7)$$

где $\mathcal{V}^{(0)} = \|V_{\mu\nu}^{(0)}(\vec{1} - \vec{1}', \omega_m)\| = \mathcal{V}^{(\text{ex})} + \mathcal{V}^{(\text{dip})}$, $\mathcal{V}^{(\text{ex})} = \|\beta I_{\mu\nu}(\vec{1} - \vec{1}')\|$ and $\mathcal{V}^{(\text{dip})} = \| -4\pi\beta(g\mu_B)^2\nabla_\mu\Phi(\vec{r} - \vec{r}')\nabla'_\nu\|_{\vec{r}=\vec{1}, \vec{r}'=\vec{1}'}$.

Дисперсионные соотношения спинволновых возбуждений определяются полюсами \mathcal{P} -матрицы, совпадающими с полюсами матрицы \mathcal{G} (3.7). Так как нулевые собственные значения оператора $\mathcal{E} - \mathcal{V}^{(0)}\mathcal{G}^{(0)}$ могут соответствовать разным собственным функциям и определять разные модовые возбуждения, введем спектральный параметр λ для собственных функций $h_\mu^{(\lambda)}(\vec{1}, \omega_m)$ оператора $\mathcal{E} - \mathcal{V}^{(0)}\mathcal{G}^{(0)}$. Спектральный параметр λ может быть дискретным или непрерывным. Принимая во внимание вышеизложенное, получим уравнение, описывающее спинволновые возбуждения в магнитных образцах произвольной формы

$$h_\mu^{(\lambda)}(\vec{1}, \omega_m) - \sum_{\vec{1}', \vec{1}'', \nu, \rho} V_{\mu\nu}^{(0)}(\vec{1} - \vec{1}', \omega_m) G_{\nu\rho}^{(0)}(\vec{1}', \vec{1}'', \omega_m) h_\rho^{(\lambda)}(\vec{1}'', \omega_m) \Big|_{i\omega_m \rightarrow \omega + i\epsilon \text{sign}\omega} = 0. \quad (3.8)$$

3.3 Спиновые возбуждения в наноразмерных пленках

3.3.1 Уравнения, описывающие спиновые возбуждения в магнитных пленках

Рассмотрим спиновые волны с волновым вектором \vec{q} в нормально и касательно намагниченных пленках, состоящих из N монослоев при низкой температуре [63]. Будем считать, что монослои состоят из ионов, между спинами которых осуществляется сильное обменное взаимодействие, или из магнитных наночастиц. Во втором случае обменное взаимодействие между спинами наночастиц может быть значительно меньшим по сравнению с MDI. Внешнее магнитное поле H параллельно z -оси. При низких температурах производные функции Бриллюэна $B^{[n]}(p)$ (3.5) экспоненциально стремятся к нулю с понижением температуры. Таким образом, диаграммы, содержащие блоки с изолированными частями, могут быть опущены, функция Грина $G_{zz}^{(0)}$ пренебрежимо мала и в уравнении (3.8) можно учитывать только функции Грина $G_{-+}^{(0)}$, $G_{+-}^{(0)}$. Индексами μ, ν взаимодействия $V_{\mu\nu}^{(0)}$ в уравнении (3.8) являются $\{-, +\}$. Предположим, что в монослоях спины находятся на квадратной решетке с постоянной решетки a и спиновая ориентация параллельна z -оси.

a.

$$G_{\mu\nu}^{(0)} = \begin{array}{|c|} \hline \mu \quad \nu \\ \hline \end{array} = \left\{ \begin{array}{l} \begin{array}{|c|} \hline \bullet \quad \bullet \\ \hline \end{array} = G_{+-}^{(0)} \\ \begin{array}{|c|} \hline \bullet \quad \bullet \\ \hline \end{array} = G_{-+}^{(0)} \\ \begin{array}{|c|} \hline \bullet \quad \bullet \\ \hline \end{array} = G_{zz}^{(0)} \end{array} \right.$$

$$P_{(1\mu)(1\nu)} = G_{\mu\nu} = \begin{array}{|c|} \hline \mu \quad \nu \\ \hline \end{array} = \begin{array}{|c|} \hline \mu \quad \nu \\ \hline \end{array} + \sum_{\gamma_1 \gamma_2} \begin{array}{|c|} \hline \mu \quad \gamma_1 \\ \hline \end{array} \begin{array}{|c|} \hline \gamma_1 \quad \gamma_2 \\ \hline \end{array} \begin{array}{|c|} \hline \gamma_2 \quad \nu \\ \hline \end{array}$$

b.

$$P_{(2\mu)(2\nu)} = V_{\mu\nu} = \begin{array}{|c|} \hline \mu \quad \nu \\ \hline \end{array} = \begin{array}{|c|} \hline \mu \quad \nu \\ \hline \end{array} + \sum_{\gamma_1 \gamma_2} \begin{array}{|c|} \hline \mu \quad \gamma_1 \\ \hline \end{array} \begin{array}{|c|} \hline \gamma_1 \quad \gamma_2 \\ \hline \end{array} \begin{array}{|c|} \hline \gamma_2 \quad \nu \\ \hline \end{array}$$

c.

$$P_{(1\mu)(2\nu)} = \begin{array}{|c|} \hline \mu \quad \nu \\ \hline \end{array} = \sum_{\gamma} \begin{array}{|c|} \hline \mu \quad \gamma \\ \hline \end{array} \begin{array}{|c|} \hline \gamma \quad \nu \\ \hline \end{array}$$

$$P_{(2\mu)(1\nu)} = \begin{array}{|c|} \hline \mu \quad \nu \\ \hline \end{array} = \sum_{\gamma} \begin{array}{|c|} \hline \mu \quad \gamma \\ \hline \end{array} \begin{array}{|c|} \hline \gamma \quad \nu \\ \hline \end{array}$$

Рис. 3.1: (а) Определение эффективных функций Грина $P_{(1\mu)(1\nu)} = G_{\mu\nu}$ через затравочные функции Грина $G_{\mu\nu}^{(0)}$. (б) Определение эффективных линий взаимодействия $P_{(2\mu)(2\nu)} = V_{\mu\nu}$. (с) Определение перекрестных членов $P_{(1\mu)(2\nu)}$, $P_{(2\mu)(1\nu)}$. Суммирование по γ означает суммирование по индексам и пространственным переменным пропагаторов, линий взаимодействия и вершин.

Обменное взаимодействие действует между соседними спинами и является изотропным в монослоях, $2I_{-+}^{(mon)} = 2I_{+-}^{(mon)} = I_{zz}^{(mon)} = I_0$, и между слоями, $2I_{-+}^{(lay)} = 2I_{+-}^{(lay)} = I_{zz}^{(lay)} = I_d$.

Так как мы рассматриваем спиновые волны в двумерных слоях и в пленках, содержащих такие слои, то необходимо сказать об ограничениях, налагаемых теоремой Мермина-Вагнера [64]. Теорема Мермина-Вагнера утверждает, что при конечных температурах непрерывная симметрия не может быть спонтанно нарушена в системах с короткодействующим взаимодействием и с размерностью ≤ 2 . В соответствии с этой теоремой двумерная спиновая система, описываемая моделью Гейзенберга с изотропным взаимодействием между спинами, не может находиться в ферромагнитном или в антиферромагнитном состоянии. Теорема обобщается на N -слойные пленочные структуры: при любых конечных температурах и при любом конечном количестве слоев в пленках должны отсутствовать любые ферромагнитные и антиферромагнитные фазовые переходы [65, 66]. Для случая модели Гейзенберга с гамильтонианом (3.1) теорема Мермина-Вагнера не применима – $O(3)$ симметрия вращения гамильтониана \mathcal{H} нарушена MDI и внешним магнитным полем H . Вследствие этого двумерные слои и пленки, рассматриваемые ниже, имеют отличный от нуля магнитный момент. Мы будем считать, что величина магнитного поля для пленок, рассматриваемых в этой главе, достаточна для насыщения и устранения доменной структуры.

Нормально намагниченные пленки

Допустим, x -, y -оси лежат в плоскости слоев, а z -ось перпендикулярна слоям. Внешнее магнитное поле H параллельно z -оси и перпендикулярно плоскости пленки. Тогда образ Фурье обменного взаимодействия относительно продольных пространственных переменных \vec{I}_{xy} имеет вид

$$\begin{aligned} \bar{I}(\vec{q}, 1_z - 1'_z) &= \sum_{\vec{I}_{xy} - \vec{I}'_{xy}} I(\vec{I}_{xy} - \vec{I}'_{xy}, 1_z - 1'_z) \exp[-i\vec{q}(\vec{I}_{xy} - \vec{I}'_{xy})] \\ &= \bar{I}(0, 1_z - 1'_z) + 2I_0[\cos(q_x a) + \cos(q_y a)]\delta_{1_z 1'_z}, \end{aligned} \quad (3.9)$$

где \vec{I}_{xy} , \vec{I}'_{xy} – позиции спинов в монослоях, 1_z , $1'_z$ – z -позиции слоев, $\vec{q} = (q_x, q_y)$ – продольный волновой вектор в монослоях, $I(0, 1_z - 1'_z)$ – обменное взаимодействие при $\vec{q} = 0$, которое равно I_d между спинами соседних слоев. Обменная часть взаимодействия $V_{\mu\nu}^{(0)} = V_{\mu\nu}^{(exch)} + V_{\mu\nu}^{(dip)}$ равна

$$V_{\mu\nu}^{(exch)}(\vec{q}, 1_z - 1'_z) = \beta \tilde{I}(\vec{q}, 1_z - 1'_z). \quad (3.10)$$

MDI взаимодействие $V_{\mu\nu}^{(dip)}$ определяется Фурье-образом уравнения (3.3)

$$\left(-q^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \Phi(\vec{q}, z - z') = S_a^{-1} \delta(z - z')$$

с решением

$$\Phi(\vec{q}, 1_z - 1'_z) = \Phi(\vec{q}, z - z')|_{z=1_z, z'=1'_z} = \frac{-1}{2qS_a} \exp(-q|1_z - 1'_z|), \quad (3.11)$$

где $S_a = a^2$, $q = |\vec{q}|$. Согласно (3.11) MDI взаимодействие имеет вид

$$V_{\mu\nu}^{(dip)}(\vec{q}, 1_z - 1'_z) = \frac{-2\pi\beta(g\mu_B)^2 q_\mu q_\nu}{qS_a} \exp(-q|1_z - 1'_z|), \quad (3.12)$$

где

$$\mu, \nu = \{-, +\} \quad q_- = \frac{1}{2}(q_x + iq_y) \quad q_+ = \frac{1}{2}(q_x - iq_y)$$

Принимая во внимание соотношения (3.10) и (3.12), из уравнения (3.8) получаем уравнения, описывающие спинволновые моды с волновым вектором \vec{q} в магнитных пленках, состоящих из N слоев

$$\begin{aligned} h_\mu^{(\lambda)}(\vec{q}, 1_z, \omega_m) - \sum_{\vec{1}'_z} \left[V_{\mu-}^{(0)}(\vec{q}, 1_z - 1'_z, \omega_m) G_{-+}^{(0)}(1'_z, 1'_z, \omega_m) h_+^{(\lambda)}(\vec{q}, 1'_z, \omega_m) + \right. \\ \left. + V_{\mu+}^{(0)}(\vec{q}, 1_z - 1'_z, \omega_m) G_{+-}^{(0)}(1'_z, 1'_z, \omega_m) h_-^{(\lambda)}(\vec{q}, 1'_z, \omega_m) \right] \Big|_{i\omega_m \rightarrow \omega + i\epsilon \text{sign}\omega} = 0, \end{aligned} \quad (3.13)$$

где

$$G_{\pm\pm}^{(0)}(1_z, 1'_z, \omega_m) = \frac{2B(p)\delta_{1_z 1'_z}}{p \pm i\beta\hbar\omega_m},$$

$\lambda = 1, \dots, N$ – номер моды, $V_{\mu\nu}^{(0)}(\vec{q}, 1_z - 1'_z, \omega_m) = V_{\mu\nu}^{(exch)}(\vec{q}, 1_z - 1'_z) + V_{\mu\nu}^{(dip)}(\vec{q}, 1_z - 1'_z)$, $\mu, \nu = \{-, +\}$. Собственные значения уравнения (3.13) определяют дисперсионные зависимости спиновых волн в пленках.

Касательно намагниченные пленки

Будем полагать, что в касательно намагниченных пленках x -, z -оси лежат в плоскости пленки, а y -ось перпендикулярна ее плоскости. Образ Фурье обменного взаимодействия относительно продольных переменных $\vec{1}_{xz}$ дается соотношением (3.9), в котором сделаны замены $\vec{1}_{xy} \rightarrow \vec{1}_{xz}$, $\vec{1}_z \rightarrow \vec{1}_y$ и $q_y \rightarrow q_z$. MDI взаимодействие определяется соотношениями

$$\begin{aligned} V_{\mu\nu}^{(dip)}(\vec{q}, 1_y - 1'_y) = \pi\beta(g\mu_B)^2 \left(q_x^2 \pm 2q_x \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Phi(\vec{q}, y - y') \Big|_{y=1_y, y'=1'_y} \\ V_{+-}^{(dip)}(\vec{q}, 1_y - 1'_y) = V_{-+}^{(dip)}(\vec{q}, 1_y - 1'_y) = \pi\beta(g\mu_B)^2 \left(q_x^2 - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Phi(\vec{q}, y - y') \Big|_{y=1_y, y'=1'_y}, \end{aligned} \quad (3.14)$$

где

$$\Phi(\vec{q}, y - y') = \frac{-1}{2qS_a} \exp(-q|y - y'|),$$

$q = (q_x^2 + q_z^2)^{1/2}$ – продольный волновой вектор. Принимая во внимание соотношение (3.9) с вышеупомянутыми заменами и соотношение (3.14), из уравнения (3.8) получаем уравнение, описывающее спиновые волны в касательно намагниченной пленке, аналогичное уравнению (3.13), в котором должна быть сделана замена $\vec{I}_z \rightarrow \vec{I}_y$. В следующих разделах мы найдем дисперсионные зависимости спиновых волн для случаев монослоя, двухслойной пленки и спектр спинволнового резонанса для N -слойной структуры.

3.3.2 Спиновые волны в магнитном монослое

Нормально намагниченные монослойные пленки

Дисперсионные зависимости спиновых волн, распространяющихся в нормально намагниченном монослое, определяются детерминантом системы уравнений (3.13) для функций $h_-^{(1)}$, $h_+^{(1)}$. Учитывая соотношения (3.10) и (3.12), находим

$$\omega^2(\vec{q}) = \Omega(\vec{q})[\Omega(\vec{q}) + 2\pi\gamma\sigma_m q], \quad (3.15)$$

где

$$\Omega(\vec{q}) = \gamma(H + H^{(m)}) + \frac{2B(p)I_0}{\hbar} [2 - \cos(q_x a) - \cos(q_y a)],$$

$\gamma = g\mu_B/\hbar$ – гиромагнитное отношение, $H^{(m)}$ – размагничивающее магнитное поле (3.6), $\sigma_m = g\mu_B B(p)/S_a$ – поверхностная плотность магнитного момента, $q = (q_x^2 + q_y^2)^{1/2}$. Как можно заметить из соотношения (3.15), спиновые волны в монослое имеют одномодовый характер.

В следующих разделах мы сравним дисперсионные зависимости (3.15) с дисперсионными зависимостями спиновых волн в толстых магнитных пленках. Для этого рассчитаем дисперсионные зависимости спиновых волн в монослое, который имеет параметры аналогичные параметрам YIG-пленок. Пленки YIG обладают намагниченностью $4\pi M = 4\pi g\mu_B B(p)/a^3 = 1750$ Ое и константу обменного взаимодействия $\alpha = B(p)I_0 a^2/\hbar\gamma 4\pi M = 3.2 \cdot 10^{-12}$ см² при комнатной температуре [42]. Магнитные параметры монослоя с $\langle\langle S^z \rangle\rangle_0 = B(p) = 1/2$ аналогичны параметрам YIG при постоянной решетке $a = 0.4$ нм и обменном взаимодействии между соседними спинами $I_0 = 0.085$ эВ. Рис.3.2 представляет дисперсионные зависимости (3.15) спиновых волн, распространяющихся в монослое. Волновой вектор \vec{q} параллелен x -оси ($q_x = q$, $q_y = 0$) и лежит в диапазоне $[0, \pi/a]$. Вычисления произведены при суммарном магнитном поле $H + H^{(m)} = 3$ кОе. Обменное взаимодействие

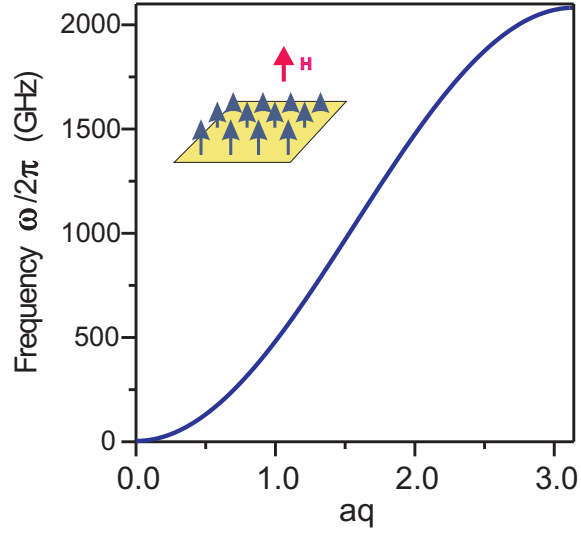


Рис. 3.2: Дисперсионная зависимость спиновых волн, распространяющихся в нормально намагниченном монослое с квадратичной кристаллической решеткой ($a = 0.4$ nm) в суммарном магнитном поле $H + H^{(m)} = 3$ кОе. Обменное взаимодействие $I_0 = 0.085$ eV.

дает основной вклад в дисперсию. Относительно слабое MDI взаимодействие является существенным при малых волновых векторах $q < q_0$, где

$$q_0 = \frac{\hbar\pi\gamma\sigma_m}{B(p)I_0a^2} = \frac{a}{4\alpha}.$$

При $q \rightarrow 0$ групповая скорость спиновой волны положительна $v = \pi\gamma\sigma_m$. Эти спиновые волны аналогичны прямым объемным магнитостатическим волнам, распространяющимся в магнитных пленках [42, 67–69].

Касательно намагниченные монослойные пленки

Дисперсионные зависимости спиновых волн в касательно намагниченных монослоях определяются детерминантом системы уравнений (3.13) для функций $h_-^{(1)}$, $h_+^{(1)}$, в которых сделана замена $\vec{1}_z \rightarrow \vec{1}_y$. Принимая во внимание соотношение (3.14), получаем

$$\omega^2(\vec{q}) = [\Omega(\vec{q}) + \Omega_M - 2\pi\gamma\sigma_m q] \cdot \left[\Omega(\vec{q}) + 2\pi\gamma\sigma_m \frac{q_x^2}{q} \right], \quad (3.16)$$

где

$$\Omega(\vec{q}) = \gamma H + \frac{2B(p)I_0}{\hbar} [2 - \cos(q_x a) - \cos(q_z a)],$$

$q = (q_x^2 + q_z^2)^{1/2}$, $\Omega_M = 4\pi\gamma\sigma_m/a$. Спиновые волны, распространяющиеся вдоль x -оси ($\vec{q} \perp \vec{H}$, $q = q_x, q_z = 0$) при $q \rightarrow 0$ имеют положительную групповую скорость

$$v = \frac{\pi\gamma\sigma_m\Omega_M}{[\Omega(0)(\Omega(0) + \Omega_M)]^{1/2}}$$

и, в этом случае, аналогичны поверхностным магнитостатическим спиновым волнам, распространяющимся в магнитных пленках [42, 67–69]. В противоположность этому, спиновые волны, распространяющиеся вдоль z -оси ($\vec{q} \parallel \vec{H}$, $q = q_z$, $q_x = 0$) при $q \rightarrow 0$ имеют отрицательную групповую скорость

$$v = -\frac{\pi\gamma\sigma_m\Omega(0)^{1/2}}{(\Omega(0) + \Omega_M)^{1/2}}$$

и обладают чертами обратных объемных магнитостатических волн. Эти обратные объемные волны распространяются в секторе $[-\theta, \theta]$, где $\sin \theta = \Omega(0)/(\Omega(0) + \Omega_M)$.

3.3.3 Спиновые волны в двухслойной магнитной пленке

Рассмотрим спиновые волны в нормально и касательно намагниченных пленках, состоящих из двух монослоев, имеющих квадратичную решетку с постоянной решетки a . Расстояние между слоями равно d и обменное взаимодействие между спинами слоев составляет I_d .

Нормально намагниченные пленки

Дисперсионные зависимости двух спинволновых мод в нормально намагниченной двухслойной магнитной пленке определяются собственными значениями системы уравнений (3.13) для функций $h_-^{(1)}$, $h_+^{(1)}$, $h_-^{(2)}$, $h_+^{(2)}$ и имеют вид

$$\begin{aligned} \omega^{(1)2}(\vec{q}) &= \Omega(\vec{q})[\Omega(\vec{q}) + 2\pi\gamma\sigma_m q(1 + \exp(-qd))] \\ \omega^{(2)2}(\vec{q}) &= \left(\Omega(\vec{q}) + \frac{2B(p)I_d}{\hbar} \right) \left[\Omega(\vec{q}) + \frac{2B(p)I_d}{\hbar} + 2\pi\gamma\sigma_m q(1 - \exp(-qd)) \right], \end{aligned} \quad (3.17)$$

где $q = (q_x^2 + q_y^2)^{1/2}$, $\Omega(\vec{q})$ определено в соотношении (3.15). Для первой моды спины, находящиеся на разных слоях, изменяют свою ориентацию синфазно. В этом случае первая спинволновая мода соответствует спиновой волне в монослое (3.15). При $q \rightarrow 0$ групповая скорость первой спинволновой моды $v = 2\pi\gamma\sigma_m$ в два раза выше групповой скорости волн в монослое. Для второй моды спины на разных слоях изменяются в противофазе и энергия этой моды с заданным волновым вектором q больше энергии первой спинволновой моды. При $q \rightarrow 0$ групповая скорость спиновой волны v стремится к нулю. Дисперсионные зависимости спиновых волн, определяемые соотношением (3.17) представлены на рис.3.3. Спиновая волна распространяется вдоль x -оси. Вычисления произведены при обменном

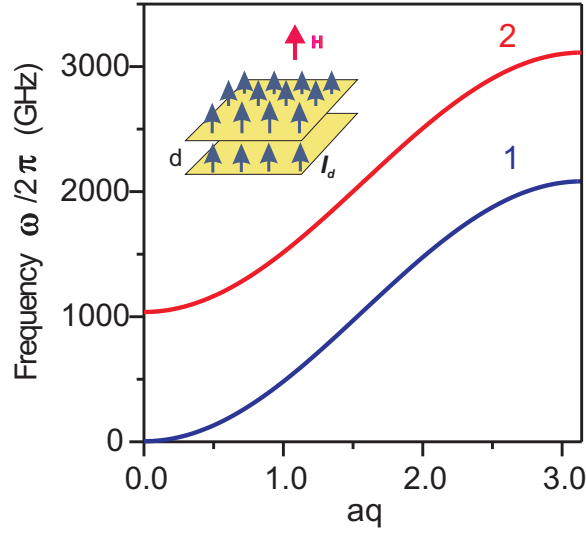


Рис. 3.3: Дисперсионные зависимости спиновых волн, распространяющихся в нормально намагниченной двухслойной пленке с квадратичной кристаллической решеткой слоев ($a = 0.4$ nm) в суммарном магнитном поле $H + H^{(m)} = 3$ кОе. Обменное взаимодействие $I_0 = I_d = 0.085$ eV. Расстояние между слоями d равно постоянной решетки a . 1, 2 – первая и вторая моды спиновых волн, соответственно.

взаимодействию $I_0 = I_d = 0.085$ eV, расстоянию между слоями $d = a = 0.4$ nm и суммарном магнитном поле $H + H^{(m)} = 3$ кОе.

Касательно намагниченные пленки

Дисперсионные зависимости спиновых волн в касательно намагниченных двухслойных пленках определяются собственными значениями системы уравнений (3.13) для функций $h_-^{(1)}, h_+^{(1)}, h_-^{(2)}, h_+^{(2)}$ при условии замены в уравнениях $\vec{1}_z \rightarrow \vec{1}_y$. Принимая во внимание соотношения (3.14), для спиновых волн, распространяющихся вдоль x -оси ($\vec{q} \perp \vec{H}, q = q_x, q_z = 0$), получаем

$$\begin{aligned} \omega^{(n)2}(q) = & \left[\Omega(q) + \frac{B(p)I_d}{\hbar} \right] \cdot \left[\Omega(q) + \Omega_M + \frac{B(p)I_d}{\hbar} \right] + \left(\frac{B(p)I_d}{\hbar} \right)^2 + Q[\Omega_M - Q(1 + 2 \exp(-2qd))] \\ & \pm \left\{ \left[\left(2\Omega(q) + \frac{2B(p)I_d}{\hbar} + \Omega_M \right) \frac{B(p)I_d}{\hbar} + Q \exp(-qd)(2Q - \Omega_M) \right]^2 \right. \\ & \left. + 4Q^2 \exp(-2qd) \left[Q^2 \exp(-2qd) - \left(\frac{B(p)I_d}{\hbar} \right)^2 \right] \right\}^{1/2}, \end{aligned} \quad (3.18)$$

где $Q = 2\pi\gamma\sigma_m q$, $n = 1, 2$ – номер моды, $\Omega(q)$ и Ω_M определены в соотношении (3.16). При $q \rightarrow 0$ групповая скорость первой моды

$$v = \frac{2\pi\gamma\sigma_m\Omega_M}{[\Omega(0)(\Omega(0) + \Omega_M)]^{1/2}}$$

в два раза больше групповой скорости спиновой волны, распространяющейся вдоль x -оси в монослое. Групповая скорость v второй моды стремится к нулю.

Для спиновых волн, распространяющихся вдоль z -оси ($\vec{q} \parallel \vec{H}$, $q = q_z$, $q_x = 0$) дисперсионные соотношения имеют вид

$$\omega^{(1)2}(q) = \Omega(q)\{\Omega(q) + \Omega_M - 2\pi\gamma\sigma_m q[1 + \exp(-qd)]\}$$

$$\omega^{(2)2}(q) = \left(\Omega(q) + \frac{2B(p)I_d}{\hbar}\right) \left\{ \Omega(q) + \Omega_M + \frac{2B(p)I_d}{\hbar} - 2\pi\gamma\sigma_m q[1 - \exp(-qd)] \right\}. \quad (3.19)$$

Для малых волновых векторов q групповая скорость первой моды отрицательна и при $q \rightarrow 0$ равна

$$v = -\frac{2\pi\gamma\sigma_m\Omega(0)^{1/2}}{(\Omega(0) + \Omega_M)^{1/2}}.$$

С уменьшением волнового вектора групповая скорость второй моды стремится к нулю.

3.3.4 Спинволновой резонанс в N -слойной структуре

В этом разделе мы рассмотрим спинволновой резонанс в структуре, состоящей из N одинаковых монослоев с обменным взаимодействием I_d между спинами слоев и расстоянием d между слоями. Спинволновой резонанс является предельным случаем спиновых волн, когда продольный волновой вектор спиновой волны стремится к нулю, $q \rightarrow 0$. В силу этого, МДИ член $V_{\mu\nu}^{(dip)}(\vec{q}, 1_z - 1'_z)$ в уравнениях (3.13) может быть опущен. Уравнения для функций $h_+^{(\lambda)}$ и $h_-^{(\lambda)}$ разделяются и собственные значения определяются нулевыми значениями детерминанта (для определенности мы написали детерминант $\mathcal{D}^{(+)}$ для уравнений с функциями $h_+^{(\lambda)}$)

$$\mathcal{D}^{(+)} = G^{(0)}(1) \dots G^{(0)}(N) \times$$

$$\times \det \begin{pmatrix} (G^{(0)-1}(1) - V^{(0)}(11)) & -V^{(0)}(12) & 0 & \vdots \\ -V^{(0)}(21) & (G^{(0)-1}(2) - V^{(0)}(22)) & -V^{(0)}(23) & \vdots \\ 0 & -V^{(0)}(32) & (G^{(0)-1}(3) - V^{(0)}(33)) & \vdots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix},$$

где $V^{(0)}(kj)$, $G^{(0)}(k)$ – сокращенное обозначение $V_{+-}^{(exch)}(\vec{q}, k_z - j_z, \omega_m)|_{\vec{q}=0}$ и $G_{-+}^{(0)}(k, k, \omega_m)$ при аналитическом продолжении $i\omega_m \rightarrow \omega + i\epsilon \text{sign}\omega$, соответственно. (k, j) – индексы слоев.

Учитывая, что спины внешних слоев ($k = 1, N$) взаимодействуют с одним внутренним слоем, спины внутренних слоев – с двумя слоями, и вводя в детерминанте $\mathcal{D}^{(+)}$ переменную для внутренних слоев

$$x = \frac{G^{(0)-1}(k) - V^{(0)}(kk)}{-V^{(0)}(jk)} = \frac{\hbar}{B(p)I_d}[\omega - \gamma(H + H^{(m)})] - 2 \quad (k \neq 1, N, \quad j = k \pm 1),$$

получим, что спектр спинволнового резонанса определяется корнями полинома

$$R_N(x) = \begin{vmatrix} (x+1) & 1 & 0 & 0 & \vdots & 0 & 0 \\ 1 & x & 1 & 0 & \vdots & 0 & 0 \\ 0 & 1 & x & 1 & \vdots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & x & \vdots & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \vdots & x & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \vdots & 1 & (x+1) \end{vmatrix}$$

$$= (x+1)^2 P_{N-2}(x) - 2(x+1)P_{N-3}(x) + P_{N-4}(x) = 0 \quad (N \geq 2),$$

где $P_{-2}(x) = -1$, $P_{-1}(x) = 0$, $P_0(x) = 1$, $P_N(x) = xP_{N-1}(x) - P_{N-2}(x)$. Полином $R_N(x)$ имеет N корней

$$x^{(n)} = -2 \cos\left(\frac{\pi n}{N}\right),$$

где $n = 0, 1, \dots, N-1$. Принимая во внимание форму корней $x^{(n)}$, можно ввести поперечный волновой вектор $q_z^{(n)} = \pi n/Nd$. Тогда спектр спинволнового резонанса запишется в виде

$$\omega^{(n)} = \gamma(H + H^{(m)}) + \frac{2B(p)I_d}{\hbar}[1 - \cos(q_z^{(n)}d)]. \quad (3.20)$$

Для первой моды ($n = 0$) спины слоев изменяют свою ориентацию синфазно. Для высшей моды ($n = N-1$) спины соседних слоев изменяют ориентацию в противофазе и энергия спинволнового резонанса имеет наибольшую величину. Рис.3.4 представляет спектр спинволнового резонанса в структуре с $N = 40$ слоями. При малых значениях поперечного волнового вектора частоты спинволнового резонанса имеют квадратичную зависимость от $q_z^{(n)}$.

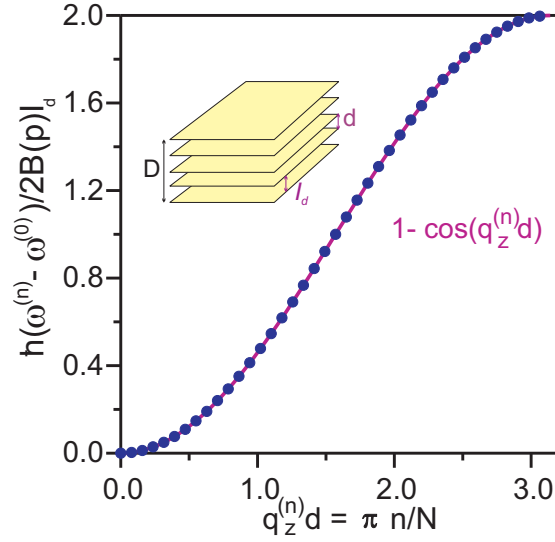


Рис. 3.4: Спектр спинволнового резонанса $\omega^{(n)}$ ($n = 0, 1, \dots, N - 1$) в структуре с $N = 40$ слоями. $q_z^{(n)}$ – поперечный волновой вектор, d – расстояние между слоями, I_d – обменное взаимодействие между спинами слоев.

3.4 Спиновые возбуждения в толстых магнитных пленках

3.4.1 Обобщенные уравнения Ландау-Лифшица, уравнения для магнитостатического потенциала и дисперсионные соотношения

Уравнения (3.8), (3.13) описывают спиновые возбуждения. Решение этих уравнений для магнитных образцов больших размеров и N -слойных магнитных пленок с $N \gg 1$ становится затруднительным из-за большого порядка детерминантов уравнений (3.8), (3.13). Для преодоления этой трудности и нахождения спинволнового спектра в этих образцах мы выведем уравнения Ландау-Лифшица [20, 36, 63, 109]. Дисперсионные соотношения спинволновых возбуждений определяются полюсами \mathcal{P} -матрицы, совпадающими с полюсами матрицы \mathcal{G} (3.7). В связи этим, дисперсионные соотношения могут быть получены из собственных значений уравнения (3.8). Так как взаимодействие между спинами является суммой обменного взаимодействия и MDI, мы можем найти собственные значения и функции уравнения (3.8) путем двухступенчатой процедуры. На первом этапе произведем суммирование диаграмм, учитывая обменное взаимодействие, и найдем матрицу $\mathcal{G}^{(1)} = \|\mathcal{G}_{\mu\nu}^{(1)}\|$

$$\mathcal{G}^{(1)} = \mathcal{G}^{(0)} + \mathcal{G}^{(0)}\mathcal{V}^{(\text{ex})}\mathcal{G}^{(1)}. \quad (3.21)$$

На втором этапе произведем суммирование диаграмм с линиями магнитного дипольного взаимодействия. Таким образом, получим уравнение для матрицы эффективных функ-

ций Грина \mathcal{G} в зависимости от матрицы $\mathcal{G}^{(1)}$

$$\mathcal{G} = \mathcal{G}^{(1)} + \mathcal{G}\mathcal{V}^{(\text{dip})}\mathcal{G}^{(1)}. \quad (3.22)$$

Решение уравнения (3.7), которое определяет матрицу \mathcal{G} , эквивалентно решению уравнений (3.21), (3.22). После проделанного двухступенчатого суммирования уравнение (3.8) на собственные функции $p_\mu^{(\lambda)} = h_\mu^{(\lambda)}$ запишется в более удобной форме

$$h_\mu^{(\lambda)}(\vec{1}, \omega_m) - \sum_{\substack{\rho, \sigma \\ \vec{1}' \vec{1}''}} V_{\mu\rho}^{(\text{dip})}(\vec{1} - \vec{1}', \omega_m) G_{\rho\sigma}^{(1)}(\vec{1}', \vec{1}'', \omega_m) h_\sigma^{(\lambda)}(\vec{1}'', \omega_m) = 0. \quad (3.23)$$

Решение уравнений (3.21), (3.23) дает дисперсионные соотношения спинволновых возбуждений. Эти уравнения могут быть преобразованы к обобщенным уравнениям Ландау-Лифшица и к уравнению для магнитоэлектрического потенциала.

Преобразуем матричное уравнение (3.21) к уравнениям, описывающим малые вариации плотности магнитного момента (или изменения намагниченности) m_ν [20, 36]. Для осуществления этого преобразования перейдем к запаздывающим функциям Грина. Изменения намагниченности m_ν под действием магнитного поля $h_\nu = \bar{h}_\nu$ MDI $\mathcal{V}^{(\text{dip})}$ даются запаздывающими функциями Грина, которые определяются аналитически продолженными значениями матрицы $\mathcal{G}^{(1)}$ [40]

$$m_\nu(\vec{1}, \omega) = \frac{\beta(g\mu_B)^2}{V_a} \sum_{\rho, \vec{1}'} G_{\nu\rho}^{(1)}(\vec{1}, \vec{1}', \omega_m) \Big|_{i\omega_m \rightarrow \omega - i\varepsilon} \bar{h}_\rho(\vec{1}', \omega). \quad (3.24)$$

Аналитическое продолжение $i\omega_m \rightarrow \omega - i\varepsilon$ определяет запаздывающие функции Грина. $\bar{h}_\rho(\vec{1}, \omega)$ – поле магнитного диполь-дипольного взаимодействия, действующего на спины. Умножая матричное уравнение (3.21) на $\mathcal{G}^{(0)-1}$ слева и на \bar{h}_ρ справа, после выполнения аналитического продолжения $i\omega_m \rightarrow \omega - i\varepsilon$ с учетом соотношения (3.24) получаем матричное уравнение (3.21) в форме системы уравнений

$$\sum_{\nu, \vec{1}'} [G_{\rho\nu}^{(0)-1}(\vec{1}, \vec{1}', \omega) - \beta I_{\rho\nu}(\vec{1} - \vec{1}')] m_\nu(\vec{1}', \omega) = \frac{\beta(g\mu_B)^2}{V_a} \bar{h}_\rho(\vec{1}, \omega). \quad (3.25)$$

Мы предполагаем, что обменное взаимодействие изотропно, $2I_{-+} = 2I_{+-} = I_{zz} = I$. После этого предположения уравнения (3.25) приобретут форму

$$\hat{E}_\pm m_\pm(\vec{1}, \omega) = 2\gamma M(\vec{1}) \bar{h}_\mp(\vec{1}, \omega) \quad (3.26)$$

$$\hat{E}_z m_z(\vec{1}, \omega) = \frac{B^{[1]}(p)}{B(p)} \gamma M(\vec{1}) \bar{h}_z(\vec{1}, \omega), \quad (3.27)$$

где $\gamma = g\mu_B/\hbar$ – гиромагнитное отношение; $M(\vec{1}) = g\mu_B B(p)/V_a$ – плотность магнитного момента в низкотемпературном приближении. Будем говорить, что операторы \hat{E}_\pm , \hat{E}_z :

$$\begin{aligned} \hat{E}_{\pm} m_{\pm}(\vec{1}, \omega) &= [\gamma(H(\vec{1}) + H^{(m)}(\vec{1})) \pm \omega] m_{\pm}(\vec{1}, \omega) + \\ &+ \frac{B(p)}{\hbar} \left[\sum_{\vec{1}'} I(\vec{1} - \vec{1}') \right] m_{\pm}(\vec{1}, \omega) - \frac{B(p)}{\hbar} \left[\sum_{\vec{1}'} I(\vec{1} - \vec{1}') m_{\pm}(\vec{1}', \omega) \right] \\ \hat{E}_z m_z(\vec{1}, \omega) &= \omega m_z(\vec{1}, \omega) - \frac{B^{[1]}(p)}{\hbar} \sum_{\vec{1}'} I(\vec{1} - \vec{1}') m_z(\vec{1}', \omega) \end{aligned}$$

являются операторами Ландау-Лифшица. Поле $H^{(m)}(\vec{1})$ (3.6) зависит от плотности магнитного момента $M(\vec{1})$. При переходе к Фурье-образу обменного взаимодействия по решеточным переменным $\bar{I}(\vec{k}) = \sum_{\vec{1}} I(\vec{1}) \exp(-i\vec{k}\vec{1})$ операторы Ландау-Лифшица приобретут вид

$$\begin{aligned} \hat{E}_{\pm} m_{\pm}(\vec{1}, \omega) &= [\gamma(H(\vec{1}) + H^{(m)}(\vec{1})) \pm \omega] m_{\pm}(\vec{1}, \omega) + \\ &+ \frac{B(p)}{\hbar V_b} \sum_{\vec{1}'} \int_{V_b} [\bar{I}(0) - \bar{I}(\vec{k})] \exp[i\vec{k}(\vec{1} - \vec{1}')] m_{\pm}(\vec{1}', \omega) d^3k \\ \hat{E}_z m_z(\vec{1}, \omega) &= \omega m_z(\vec{1}, \omega) - \frac{B^{[1]}(p)}{\hbar V_b} \sum_{\vec{1}'} \int_{V_b} \bar{I}(\vec{k}) \exp[i\vec{k}(\vec{1} - \vec{1}')] m_z(\vec{1}', \omega) d^3k, \end{aligned}$$

где $V_b = (2\pi)^3/V_a$ – объем первой зоны Бриллюэна. При ограничении разложения Фурье-образа обменного взаимодействия первыми членами, $\bar{I}(\vec{k}) = \bar{I}(0) - wk^2$, оператор \hat{E}_{\pm} будет иметь форму

$$\begin{aligned} \hat{E}_{\pm} m_{\pm}(\vec{1}, \omega) &= [\gamma(H(\vec{1}) + H^{(m)}(\vec{1})) \pm \omega] m_{\pm}(\vec{1}, \omega) + \\ &+ \frac{4\pi\gamma\alpha M(\vec{1})}{V_b} \sum_{\vec{1}'} \int_{V_b} k^2 \exp[i\vec{k}(\vec{1} - \vec{1}')] m_{\pm}(\vec{1}', \omega) d^3k, \end{aligned}$$

где $\alpha = wV_a/4\pi(g\mu_B)^2$ – широко известная константа обменного взаимодействия. Если масштаб изменений намагниченности $m_{\nu}(\vec{1}, \omega)$ и размер образца много больше постоянной решетки a , то сумма по решеточным переменным $\sum_{\vec{1}}$ в \hat{E}_{\pm} , \hat{E}_z может быть заменена интегралом по объему образца $V_a^{-1} \int d^3r$ и операторы \hat{E}_{\pm} , \hat{E}_z являются псевдодифференциальными операторами второго порядка [41].

Уравнения (3.26), (3.27) имеют форму обобщенных уравнений Ландау-Лифшица [42, 43]. Решения m_{\pm} уравнений (3.26) описывают вращение магнитного момента. Они зависят от температуры, поскольку фактор $\beta = 1/kT$ входит в аргумент функции Бриллюэна $B(p)$, через которую выражается плотность магнитного момента $M(\vec{1})$. Уравнение (3.27) описывает продольные изменения намагниченности, происходящие под влиянием поля \bar{h}_z . При низких температурах производная функции Бриллюэна $B^{[1]}(p)$ стремится к 0 и продольные изменения намагниченности m_z становятся пренебрежимо малыми.

Из формы магнитного дипольного взаимодействия в (3.2) следует, что поле $h_\nu = \bar{h}_\nu$ в уравнениях (3.23), (3.24) является магнитостатическим, т.е. выражается через магнитостатический потенциал φ : $\bar{h}_\nu = -\nabla_\nu \varphi$. Преобразуем уравнение (3.23) в уравнение для магнитостатического потенциала $\varphi(\vec{r}, \omega)$. Принимая во внимание формулу (3.24) и явную форму MDI в (3.2), выполняя дифференцирование ∇_μ , аналитическое продолжение $i\omega_m \rightarrow \omega - i\varepsilon$ и суммирование в уравнении (3.23) по индексу μ , получим уравнение, выраженное в переменных φ, m_ν

$$-\Delta\varphi(\vec{r}, \omega) + 4\pi\nabla_\nu m_\nu(\vec{1}, \omega)|_{\vec{1} \rightarrow \vec{r}} = 0. \quad (3.28)$$

Уравнение (3.28) дает условия непрерывности нормальной составляющей индукции $\vec{b} = -\nabla\varphi + 4\pi\vec{m}$ на границах пленки

$$(\vec{b}, \vec{n})|_{+\partial V} = (\vec{b}, \vec{n})|_{-\partial V}, \quad (3.29)$$

где \vec{n} – нормаль к границе ∂V , $+\partial V$ и $-\partial V$ обозначают разные стороны границы. Таким образом, приходим к выводу, что с учетом уравнений Ландау-Лифшица (3.26), (3.27), дисперсионные соотношения спинволновых возбуждений даются собственными значениями уравнения (3.28).

Рассмотрим спиновую систему при низких температурах. В этом случае диаграммы, содержащие блоки с изолированными частями, могут быть опущены, так как производные функции Бриллюэна $B_S^{[n]}(p)$ в (3.5) стремятся к 0 экспоненциально с понижением температуры и вклад этих диаграмм в эффективные функции Грина становится незначительным. Вследствие этого, из уравнения (3.27) получаем, что $m_z \rightarrow 0$ и это уравнение можно опустить. В этом случае для нахождения дисперсионных соотношений спинволновых возбуждений мы должны решить уравнения (3.26), (3.28). Уравнения (3.26) являются псевдодифференциальными и их разрешимость определяется существованием параметриков \hat{E}_\pm^{-1} для операторов Ландау-Лифшица $\hat{E}_\pm(\vec{r}, \omega)$ [41]. Параметриками являются обратные псевдодифференциальные операторы по модулю бесконечно сглаживающего оператора (порядка $-\infty$) и могут быть определены методами символического исчисления. Параметрикусы \hat{E}_\pm^{-1} существуют на функциональном пространстве \mathcal{N} , ортогональном нулевым собственным векторам операторов \hat{E}_\pm или собственным пространствам $\text{Ker } \hat{E}_\pm = \sum_j C_\pm^j m_\pm^{(0)j}(\vec{r}, \omega)$, где $m_\pm^{(0)j}(\vec{r}, \omega)$ – решения уравнений $\hat{E}_\pm(\vec{r}, \omega)m_\pm^{(0)j}(\vec{r}, \omega) = 0$. Отбрасывание нулевых собственных решений $m_\pm^{(0)j}$ эквивалентно требованию, что $m_\pm(\vec{1}, \omega) = 0$ в соотношении (3.24) при нулевых значениях магнитного поля $h_\pm(\vec{1}, \omega)$, т.е. не существуют спиновые возбуждения с $m_\pm(\vec{1}, \omega) \neq 0$ и $h_\pm(\vec{1}, \omega) = 0$. Таким образом, мы приходим к выводу, что для существования оператора \hat{E}_\pm^{-1} и разрешимости уравнений (3.26) необходимо выполнение условий ортогональности функций $m_\pm(\vec{r}, \omega)$ к собственным функциям $m_\pm^{(0)j}(\vec{r}, \omega)$

$$\int_V m_{\pm}^{(0)j}(\vec{r}, \omega) m_{\pm}(\vec{r}, \omega) d^3r = 0, \quad (3.30)$$

где V – объем образца. Учитывая уравнение (3.26) и условие существования параметриков \hat{E}_{\pm}^{-1} на пространстве \mathcal{N} (условия ортогональности (3.30)), из уравнения (3.28) получаем окончательное уравнение для магнитостатического потенциала φ

$$\{\Delta + 8\pi[\nabla_+ \hat{E}_+^{-1}(\vec{r}, \omega) \gamma M(\vec{r}) \nabla_- + \nabla_- \hat{E}_-^{-1}(\vec{r}, \omega) \gamma M(\vec{r}) \nabla_+]\} \varphi(\vec{r}, \omega) = 0. \quad (3.31)$$

Уравнение (3.31) дает дисперсионные соотношения спинволновых возбуждений и собственные функции $\varphi^{(\lambda)}(\vec{r}, \omega)$ в ЭФГВ-приближении для образца произвольной формы при низких температурах.

В качестве примера рассмотрим ферромагнитную пленку с кубической решеткой и толщиной $D = 2d \gg a$. Для нормально намагниченной ($\vec{M} \parallel Oz$) однородной по толщине $z \in [-d, d]$ ферромагнитной пленки спектральный параметр собственных функций λ состоит из номера моды j и волнового вектора \vec{q} и решениями уравнения (3.31) являются функции [44]:

$$\varphi^{(j, \vec{q})}(x, y, z) = (2\pi)^{-1} \varphi^{(j)}(z) \exp(iq_x x + iq_y y) \quad (3.32)$$

$$\varphi^{(j)}(z) = f^{(j)-1/2} \begin{cases} \cos[q_z^{(j)} z + \pi(j-1)/2], & z \in [-d, d] \\ (-1)^{j-1} q_z^{(j)} \exp[q(d-z)]/q_0^{(j)}, & z \geq d \\ q_z^{(j)} \exp[q(d+z)]/q_0^{(j)}, & z \leq -d \end{cases}$$

где $j = 1, 2, 3, \dots$ – номер моды, $q_0^{(j)2} = q^2 + q_z^{(j)2}$, \vec{q} – двумерный волновой вектор, находящийся в плоскости пленки, $q^2 = q_x^2 + q_y^2$, $f^{(j)} = d + q/q_0^{(j)2}$. Поперечный волновой вектор $q_z^{(j)}$ связан с вектором $q = |\vec{q}|$ соотношением

$$2 \operatorname{ctg} 2q_z^{(j)} d = \frac{q_z^{(j)}}{q} - \frac{q}{q_z^{(j)}}. \quad (3.33)$$

Для $q \ll q_z^{(j)}$ приближенными решениями уравнения (3.33) являются

$$j = 1 : \quad q_z^{(j)} = \sqrt{\frac{q}{d}} + \frac{q^{3/2} d^{1/2}}{2} + O(q^2)$$

$$j > 1 : \quad q_z^{(j)} = \frac{\pi(j-1)}{2d} + \frac{2q}{\pi(j-1)} + O(q^2).$$

Собственные функции $\varphi^{(j)}(z)$ образуют полное множество ортогональных функций на интервале $[-d, d]$. Собственные значения уравнения (3.31), соответствующие $\varphi^{(j)}(z)$, определяют дисперсионные соотношения спиновых волн

$$\omega^{(j)2}(\vec{q}) = \Omega^{(j)}(\Omega^{(j)} + \Omega_M q^2 / q_0^{(j)2}), \quad (3.34)$$

где $\Omega^{(j)} = \gamma(H - 4\pi M + 4\pi\alpha M q_0^{(j)2})$, $\Omega_M = 4\pi\gamma M$, $q_0^{(j)} = (q^2 + q_z^{(j)2})^{1/2}$ – функция от q задаваемая уравнением (3.33). Дифференцирование дисперсионных соотношений (3.34) по q дает групповую скорость спинволновых мод

$$v^{(j)}(\vec{q}) = \frac{d\omega^{(j)}}{dq} = \frac{\Omega_M[\alpha q_0^{(j)2}(1+qd)(2\Omega^{(j)}q_0^{(j)2} + \Omega_M q^2) + \Omega^{(j)}qq_z^{(j)2}d]}{\omega^{(j)}q_0^{(j)4}f^{(j)}}. \quad (3.35)$$

Для $q \ll q_z^{(j)}$ групповая скорость первой моды есть

$$v^{(1)}(\vec{q}) = \Omega_M \left(\frac{\alpha}{d} + \frac{d}{2} \right). \quad (3.36)$$

Дисперсионные кривые первых одиннадцати спинволновых мод, распространяющихся в магнитной пленке толщиной $D = 2d = 0.5 \mu\text{m}$ с $4\pi M = 1750 \text{ Oe}$ и $\alpha = 3.2 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$ показаны на Рис. 3.5. Внешнее магнитное поле H равно 3500 Oe .

В представлении функций $\varphi^{(j,\vec{q})}(\vec{r})$ (3.32) при низких температурах элементы \mathcal{P} -матрицы (2.39) даются соотношениями

$$\begin{aligned} P_{AB}^{(1)}(j, j', \vec{q}, \vec{q}', \omega_m) &= \int \int \varphi^{(j,\vec{q})*}(\vec{r}) P_{AB}^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}', \omega_m) \varphi^{(j',\vec{q}')} d^3r d^3r' \\ &= F^{(j)} \bar{P}_{AB}(j, \vec{q}, \omega_m) \delta_{jj'} \delta(\vec{q} - \vec{q}'), \end{aligned} \quad (3.37)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{P}_{(1-)(1+)}(j, \vec{q}, \omega_m) &= 2\rho V_a^2 (\Omega^{(j)} + 2\eta_{-+}^{(j)} + i\omega_m) \\ \bar{P}_{(1+)(1+)}(j, \vec{q}, \omega_m) &= -4\rho V_a^2 \eta_{--}^{(j)} \\ \bar{P}_{(1-)(1-)}(j, \vec{q}, \omega_m) &= -4\rho V_a^2 \eta_{++}^{(j)} \\ \bar{P}_{(1z)(1\nu)}(j, \vec{q}, \omega_m) &= \bar{P}_{(1\nu)(1z)}(j, \vec{q}, \omega_m) = \bar{P}_{(1z)(2\nu)}(j, \vec{q}, \omega_m) = \\ &= \bar{P}_{(2\nu)(1z)}(j, \vec{q}, \omega_m) = 0 \quad (\nu = -, +, z) \\ \bar{P}_{(1-)(2-)}(j, \vec{q}, \omega_m) &= \bar{P}_{(1+)(2+)}(j, \vec{q}, -\omega_m) = \\ &= \left(\frac{B(p)}{\hbar} \tilde{I}(\vec{q}_0^{(j)}) - 2\eta_{-+}^{(j)} \right) (\Omega^{(j)} + i\omega_m) + \frac{2B(p)}{\hbar} \tilde{I}(\vec{q}_0^{(j)}) \eta_{-+}^{(j)} \\ \bar{P}_{(1-)(2+)}(j, \vec{q}, \omega_m) &= -2\eta_{++}^{(j)} (\bar{p} + i\omega_m) \\ \bar{P}_{(1+)(2-)}(j, \vec{q}, \omega_m) &= -2\eta_{--}^{(j)} (\bar{p} - i\omega_m) \\ \bar{P}_{(1\pm)(2z)}(j, \vec{q}, \omega_m) &= -2\eta_{\mp z}^{(j)} (\Omega^{(j)} \mp i\omega_m) \\ \bar{P}_{(2-)(2-)}(j, \vec{q}, \omega_m) &= -\rho^{-1} \eta_{--}^{(j)} (\bar{p}^2 + \omega_m^2) \\ \bar{P}_{(2+)(2+)}(j, \vec{q}, \omega_m) &= -\rho^{-1} \eta_{++}^{(j)} (\bar{p}^2 + \omega_m^2) \\ \bar{P}_{(2-)(2+)}(j, \vec{q}, \omega_m) &= \frac{1}{2} \rho^{-1} (\bar{p} + i\omega_m) \left[\left(\frac{B(p)}{\hbar} \tilde{I}(\vec{q}_0^{(j)}) - 2\eta_{-+}^{(j)} \right) (\Omega^{(j)} - i\omega_m) + \frac{2B(p)}{\hbar} \tilde{I}(\vec{q}_0^{(j)}) \eta_{-+}^{(j)} \right] \\ \bar{P}_{(2\pm)(2z)}(j, \vec{q}, \omega_m) &= -\rho^{-1} \eta_{\pm z}^{(j)} (\bar{p} \mp i\omega_m) (\Omega^{(j)} \pm i\omega_m) \\ \bar{P}_{(2z)(2z)}(j, \vec{q}, \omega_m) &= F^{(j)-1} \beta V_a I(\vec{q}_0^{(j)}) - \rho^{-1} \eta_{zz}^{(j)} (\Omega^{(j)2} + i\omega_m^2) \end{aligned}$$

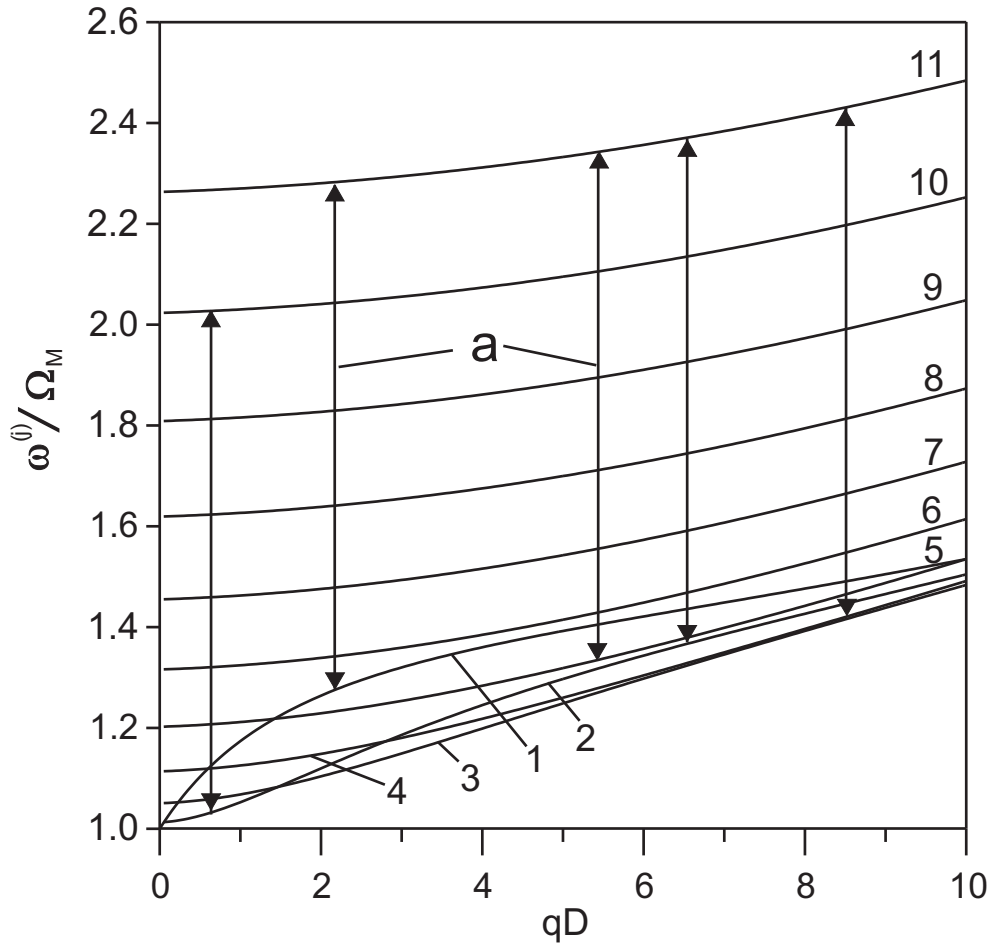


Рис. 3.5: Дисперсионные кривые первых одиннадцати спинволновых мод, распространяющихся в нормально намагниченной пленке толщиной $D = 0.5 \mu\text{m}$ с $4\pi M = 1750 \text{ Oe}$, $\alpha = 3.2 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$ во внешнем магнитном поле $H = 3500 \text{ Oe}$. а - Переходы между термически возбужденными спинволновыми модами с номерами i и k в процессе слияния $\omega^{(j)}(0) + \omega^{(k)}(\vec{q}) = \omega^{(i)}(\vec{q})$ с длинноволновым участком первой моды ($j = 1$). Слияние j -моды с термически возбужденной k -модой образует i -моду.

$$F^{(j)} = (\omega^{(j)2} + \omega_m^2)^{-1}, \quad \rho = \frac{B(p)}{\beta \hbar V_a}, \quad \bar{p} = \gamma H_z^{(e)}$$

$$\eta_{\mu\nu}^{(j)} = \frac{\Omega_M q_\mu q_\nu}{q_0^{(j)2}} \quad (\mu, \nu = -, +, z)$$

$$q_\pm = \frac{1}{2}(q_x \mp i q_y), \quad \tilde{I}(\vec{q}_0^{(j)}) = \tilde{I}(0) - w q_0^{(j)2}.$$

Помимо этого, выполняются соотношения симметрии $\bar{P}_{(a\mu)(b\nu)}(j, \vec{q}, \omega_m) = \bar{P}_{(b\nu)(a\mu)}(j, \vec{q}, -\omega_m)$.

3.4.2 Обменные граничные условия

В случае, когда масштаб изменений намагниченности $m_\nu(\vec{l}, \omega)$ и размер образца много больше постоянной решетки, в объеме V ферромагнитного образца операторы Ландау-Лифшица могут быть сведены к псевдодифференциальной форме порядка 2 [41]

$$\hat{E}_\pm m_\pm(\vec{r}, \omega) = [\gamma(H(\vec{r}) + H^{(m)}(\vec{r})) \pm \omega] m_\pm(\vec{r}, \omega) + \frac{4\pi\gamma\alpha M(\vec{r})}{(2\pi)^3} \int_V \int_{V_b} q^2 \exp[i\vec{q}(\vec{r} - \vec{r}')] m_\pm(\vec{r}', \omega) d^3q d^3r', \quad (3.38)$$

В [42, 43, 45–53, 103] псевдодифференциальные операторы Ландау-Лифшица сводятся к дифференциальным операторам относительно пространственных переменных

$$\hat{E}_\pm(\vec{r}, \omega) = \gamma[H(\vec{r}) + H^{(m)}(\vec{r}) - 4\pi\alpha M(\vec{r})\Delta] \pm \omega. \quad (3.39)$$

Эта редукция не является корректной. Для решения уравнений Ландау-Лифшица с дифференциальными операторами (3.39) применяются обменные граничные условия

$$\frac{\partial m_\nu}{\partial \vec{n}} + \xi_i m_\nu|_{\partial V} = 0,$$

где \vec{n} – внутренняя нормаль к границе ∂V и ξ_i – параметр закрепления. Для случая нормально намагниченной однородной пленки поперечный волновой вектор $q_z^{(j)}$ задается обменными граничными условиями [42, 46]

$$\text{ctg } 2q_z^{(j)} d = \frac{q_z^{(j)2} - \xi_1 \xi_2}{q_z^{(j)} (\xi_1 + \xi_2)}, \quad (3.40)$$

где ξ_1, ξ_2 – параметры закрепления на нижней и верхней поверхностях пленки.

Дисперсионные соотношения спиновых волн определяются решением уравнений (3.28) и (3.26) с операторами $\hat{E}_\pm(\vec{r}, \omega)$ (3.39) и обменными граничными условиями. Частота j -моды является функцией \vec{q} и представляется выражением $\omega^{(j)2}(\vec{q}) = \Omega^{(j)}[\Omega^{(j)} + \Omega_M q^2 / (q_z^{(j)2} + q^2)]$ (3.34), где, в свою очередь, в общем случае, $q_z^{(j)}$ зависит от \vec{q} и номера моды j . Для случая модели с обменными граничными условиями волновой вектор $q_z^{(j)}$ спиновой волны

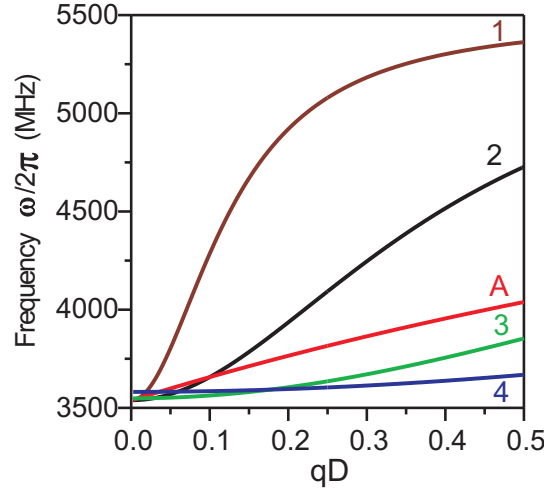


Рис. 3.6: Дисперсионная зависимость для первой спинволновой моды, распространяющейся в пленке YIG толщиной $D = 0.5 \mu\text{m}$ с $4\pi M = 1750 \text{ Oe}$, $\alpha = 3.2 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$ в магнитном поле $H = 3000 \text{ Oe}$. Кривая A вычислена на основе соотношения (3.33) для случая операторов Ландау-Лифшица в псевдодифференциальной форме (3.38). Кривые 1 - 4 вычислены для случая операторов Ландау-Лифшица в дифференциальной форме (3.39) с использованием соотношения (3.40) с разными параметрами закрепления $\xi = \xi_1 = \xi_2$. (1) $\xi D = 0.01$, (2) 0.1, (3) 1, (4) 10.

определяется из соотношения (3.40), которое отлично от соотношения (3.33) и при подстановке в функцию $\omega^{(j)}(\vec{q})$ дает другое дисперсионное соотношение, чем то, которое определяется (3.34). Наибольшее различие наблюдается для первой моды: при $q \rightarrow 0$ групповая скорость первой моды, на которую наложены обменные граничные условия, стремится к 0, в противоположность соотношению (3.36).

Дисперсионная зависимость (3.34) для первой спинволновой моды, распространяющейся в пленке YIG толщиной $D = 0.5 \mu\text{m}$ с $4\pi M = 1750 \text{ Oe}$, $\alpha = 3.2 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$ в магнитном поле $H = 3000 \text{ Oe}$ представлена на Рис.3.6 для продольного волнового вектора $q_z^{(1)}$ (3.33) для случая операторов Ландау-Лифшица в псевдодифференциальной форме (3.38) и для продольного волнового вектора $q_z^{(1)}$ (3.40) с разными параметрами закрепления $\xi = \xi_1 = \xi_2$ для случая операторов Ландау-Лифшица в дифференциальной форме (3.39). Можно видеть, что не существует такого параметра ξ , при котором зависимость A, вычисленная на основе соотношения (3.33), совпадала бы с какой-либо зависимостью, полученной с использованием обменных граничных условий.

Возникающее противоречие можно также увидеть в несводимости модели с обменными граничными условиями к безобменной модели. Решение уравнений (3.28) и (3.26) с операторами $\hat{E}_{\pm}(\vec{r}, \omega)$ (3.39) с обменными граничными условиями не стремится к решению уравнений (3.26), (3.28) в безобменном приближении ($\alpha = 0$). В безобменном приближении

поперечный волновой вектор $q_z^{(j)}$ определяется соотношением (3.33) [42]. В противоположность этому, в случае обменных граничных условий $q_z^{(j)}$ определяется соотношением (3.40) и не стремится к решению уравнения (3.33), когда $\alpha \rightarrow 0$. Это приводит к различным дисперсионным соотношениям $\omega^{(j)}(\vec{q})$ при $\alpha = 0$.

Более того, в случае обменных граничных условий обратные операторы $\hat{E}_{\pm}^{-1}(\vec{r}, \omega)$ должны быть определены на функциональных пространствах, которые неортогональны к собственным векторам операторов \hat{E}_{\pm} , т.е. к собственным пространствам $\text{Ker } \hat{E}_{\pm} = \sum_j C_{\pm}^j m_{\pm}^{(0)j}(\vec{r}, \omega)$. Следствием этого является то, что обменные граничные условия приводят к $C_{\pm}^j \neq 0$, что, в свою очередь, приводит к существованию спиновых возбуждений только с изменением магнитного момента m_{\pm} при $h_{\pm} = 0$, что противоречит соотношению (3.24). Суммируя вышеизложенное, приходим к выводу, что сведение операторов Ландау-Лифшица к дифференциальным и использование обменных граничных условий является ошибочным.

3.5 Релаксация спин-волновых мод в толстых магнитных пленках

Релаксация спин-волновых мод описывается следующим приближением \mathcal{P} -матрицы – однопетлевым приближением. Так как каждая сумма по \vec{q} , $q_z^{(j)}$ пропорциональна V_a/R_{int}^3 , где R_{int} – радиус взаимодействия между спинами, то диаграммы, содержащие n петель, дают поправки к функциям Грина $G_{\mu\nu}$ в уравнении (3.7) и к \mathcal{P} -матрице в уравнении (2.39), пропорциональные $(V_a/R_{int}^3)^n$ [7, 8]. Для $V_a/R_{int}^3 \ll 1$ однопетлевые диаграммы дают наибольший вклад в $G_{\mu\nu}$ и \mathcal{P} . Они соответствуют трех-магнонным процессам, индуцируемым MDI. Обменное взаимодействие в силу его изотропности не вносит поправок в однопетлевом приближении. Поправки к спинволновому спектру и релаксация определяются однопетлевыми собственно-энергетическими вставками в \mathcal{P} -матрицу (3.37). Аналитические выражения собственно-энергетических диаграмм задают собственно-энергетическую матрицу $\hat{\Sigma} = \|\Sigma_{AB}\|$. Затухание возбуждений определяется мнимой частью полюса сформированной матрицы $\mathcal{P}^{(\Sigma)} = \|\mathcal{P}_{AB}^{(\Sigma)}\|$ с однопетлевыми вставками при аналитическом продолжении (2.32). Матрица $\mathcal{P}^{(\Sigma)}$ связана с $\mathcal{P}^{(1)}$ -матрицей уравнением Дайсона

$$P_{AB}^{(\Sigma)}(j, j', \vec{q}, \vec{q}', \omega_m) = P_{AB}^{(1)}(j, j', \vec{q}, \vec{q}', \omega_m) + \frac{1}{V_a^2} \sum_{j_1, j_2, C, D} \int \int P_{AC}^{(\Sigma)}(j, j_1, \vec{q}, \vec{q}_1, \omega_m) \times \\ \times \Sigma_{CD}(j_1, j_2, \vec{q}_1, \vec{q}_2, \omega_m) P_{DB}^{(1)}(j_2, j', \vec{q}_2, \vec{q}', \omega_m) d^2 \vec{q}_1 d^2 \vec{q}_2. \quad (3.41)$$

Множитель V_a^{-2} в уравнении (3.41) появляется в результате перехода от решеточных переменных \vec{l} к непрерывным переменным \vec{r} .

Мы будем рассматривать релаксацию длинноволновых спиновых волн при низких температурах в нормально намагниченной ферромагнитной пленке. Поскольку производные функции Бриллюэна $B_S^{[n]}(p)$ (3.5) стремятся к 0 экспоненциально с уменьшением температуры, то диаграммы, содержащие блоки с изолированными частями, могут быть опущены [7]. Отсюда следует, что ненулевые элементы $\hat{\Sigma}$ -матрицы описываются однопетлевыми диаграммами с двумя s -вершинами (Рис. 3.7)

$$\hat{\Sigma} = \begin{pmatrix} \Sigma_{(1-)(1-)} & \Sigma_{(1-)(1+)} & 0 & \vdots & 0 & 0 & \Sigma_{(1-)(2z)} \\ \Sigma_{(1+)(1-)} & \Sigma_{(1+)(1+)} & 0 & \vdots & 0 & 0 & \Sigma_{(1+)(2z)} \\ 0 & 0 & 0 & \vdots & 0 & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \vdots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \vdots & 0 & 0 & 0 \\ \Sigma_{(2z)(1-)} & \Sigma_{(2z)(1+)} & 0 & \vdots & 0 & 0 & \Sigma_{(2z)(2z)} \end{pmatrix}.$$

Если в рассматриваемом частотном диапазоне дисперсионная кривая спинволновой моды j не пересекается с дисперсионными кривыми других мод, то из уравнения (3.41) следует, что полюс матрицы $\mathcal{P}^{(\Sigma)}$ определяется уравнением

$$\det[1 - \sum_D \bar{\Sigma}_{CD}(j, j, \vec{q}, \omega_m) F^{(j)} \bar{P}_{DB}(j, \vec{q}, \omega_m)]|_{i\omega_m \rightarrow \omega + i\varepsilon \text{ sign } \omega} = 0, \quad (3.42)$$

где регулярная часть $\bar{\Sigma}_{CD}$ связана с Σ_{CD} соотношением $\bar{\Sigma}_{CD}(j, j', \vec{q}, \vec{q}', \omega_m) = \bar{\Sigma}_{CD}(j, j', \vec{q}, \omega_m) V_a \delta(\vec{q} - \vec{q}')$. $F^{(j)}$, \bar{P}_{DB} задаются соотношениями (3.37). Осуществляя полиномиальное разложение детерминанта (3.42) относительно $\bar{\Sigma}_{CD}$, отбрасывая в разложении высшие порядки и удерживая линейные члены по $\bar{\Sigma}_{CD}$, получаем, что для длинноволновых спиновых волн члены с $\bar{\Sigma}_{(1+)(1-)}$, которые определяются диаграммами Рис. 3.7а, дают основной вклад в полюсную сингулярность $\mathcal{P}^{(\Sigma)}$ -матрицы. В этом случае уравнение (3.42) упрощается

$$1 - \bar{\Sigma}_{(1+)(1-)}(j, j, \vec{q}, \omega_m) F^{(j)} \bar{P}_{(1-)(1+)}(j, \vec{q}, \omega_m)|_{i\omega_m \rightarrow \omega + i\varepsilon \text{ sign } \omega} = 0$$

Подставляя $F^{(j)}$, $\bar{P}_{(1-)(1+)}$ в соответствии с (3.37), находим соотношение между обратным временем затухания спиновой волны $\delta\omega^{(j)}$ и мнимой частью $\bar{\Sigma}_{(1+)(1-)}$

$$\delta\omega^{(j)}(\vec{q}) = \frac{2B(p)V_a}{\hbar\beta} \text{Im } \bar{\Sigma}_{(1+)(1-)}(j, j, \vec{q}, \omega_m)|_{i\omega_m \rightarrow \omega + i\varepsilon \text{ sign } \omega}$$

Аналитические выражения для диаграмм элементов $\bar{\Sigma}_{(1+)(1-)}$ собственно-энергетической матрицы определяются правилами диаграммной техники (2.31)

$$\bar{\Sigma}_{(1+)(1-)}(j, j, \vec{q}, \omega_m) = \frac{1}{4B(p)} \sum_{n,i,k} \int F^{(i)} F^{(k)} \times$$

(a)

$$\sum_{\substack{(1\mu)(1\nu) \\ (\mu,\nu = +,-)}} = \frac{1}{2B} \begin{array}{c} \text{---} \bullet \text{---} \bullet \text{---} \\ \text{---} \curvearrowright \text{---} \\ \text{---} \bullet \text{---} \bullet \text{---} \end{array} + \frac{1}{(2B)^2} \begin{array}{c} \text{---} \bullet \text{---} \bullet \text{---} \\ \text{---} \curvearrowright \text{---} \\ \text{---} \bullet \text{---} \bullet \text{---} \end{array}$$

(b)

$$\sum_{(1\nu)(2z)} = \frac{1}{(2B)^2} \begin{array}{c} \text{---} \bullet \text{---} \bullet \text{---} \\ \text{---} \curvearrowright \text{---} \\ \text{---} \bullet \text{---} \bullet \text{---} \end{array}$$

(c)

$$\sum_{(2z)(1\nu)} = \frac{1}{(2B)^2} \begin{array}{c} \text{---} \bullet \text{---} \bullet \text{---} \\ \text{---} \curvearrowright \text{---} \\ \text{---} \bullet \text{---} \bullet \text{---} \end{array}$$

(d)

$$\sum_{(2z)(2z)} = \frac{1}{(2B)^2} \left(\begin{array}{c} \text{---} \bullet \text{---} \bullet \text{---} \\ \text{---} \curvearrowright \text{---} \\ \text{---} \bullet \text{---} \bullet \text{---} \end{array} - \begin{array}{c} \text{---} \bullet \text{---} \bullet \text{---} \\ \text{---} \curvearrowright \text{---} \\ \text{---} \bullet \text{---} \bullet \text{---} \end{array} - 2B \begin{array}{c} \text{---} \bullet \text{---} \bullet \text{---} \\ \text{---} \curvearrowright \text{---} \\ \text{---} \bullet \text{---} \bullet \text{---} \end{array} + 4B^3 \begin{array}{c} \text{---} \bullet \text{---} \bullet \text{---} \\ \text{---} \curvearrowright \text{---} \\ \text{---} \bullet \text{---} \bullet \text{---} \end{array} \right)$$

Рис. 3.7: Собственно-энергетические диаграммы Σ_{AB} в однопетлевом приближении при низких температурах. Вторая и третья диаграммы в (d) необходимы для проведения частичного суммирования и замены в первой диаграмме затравочных пропагаторов на эффективные функции Грина.

$$\begin{aligned} & \times [\bar{P}_{(1-)(1+)}(i, -\vec{q}_1, -\omega_n) \bar{P}_{(2z)(2z)}(k, \vec{q} - \vec{q}_1, \omega_m - \omega_n) + \\ & + \frac{1}{8B(p)} \bar{P}_{(1-)(2z)}(i, \vec{q}_1, \omega_n) \bar{P}_{(2z)(1+)}(k, \vec{q} - \vec{q}_1, \omega_m - \omega_n)] \bar{N}^2(j, \vec{q}; i, \vec{q}_1; k, \vec{q} - \vec{q}_1) d^2 q_1, \end{aligned}$$

где множитель \bar{N} возникает в φ -представлении (3.32) от совпадения пространственных переменных несвязных частей в блоках

$$\begin{aligned} \bar{N}(j, \vec{q}; i, \vec{q}_1; k, \vec{q} - \vec{q}_1) &= \frac{\Xi_{jik}}{2\pi V_a [f^{(j)}(\vec{q}) f^{(i)}(\vec{q}_1) f^{(k)}(\vec{q} - \vec{q}_1)]^{1/2}}, \\ \Xi_{jik} &= \sum_{\sigma_i, \sigma_k = \pm 1} \frac{\sin(q_z^{(j)} + \sigma_i q_z^{(i)} + \sigma_k q_z^{(k)}) d}{q_z^{(j)} + \sigma_i q_z^{(i)} + \sigma_k q_z^{(k)}} \cos[\pi(j + \sigma_i i + \sigma_k k - 3)/2]. \end{aligned}$$

Суммируя по частотам ω_n и осуществляя аналитическое продолжение, для $\beta\hbar\omega^{(p)} \ll 1$ ($p = j, i, k$) получаем окончательное выражение затухания спинволновой моды j

$$\begin{aligned} \Delta^{(j)}(\vec{q}) &= \frac{\delta\omega^{(j)}(\vec{q})}{\omega^{(j)}} = \frac{V_a}{16\pi\beta\hbar f^{(j)}} \sum_{i,k,s} \int \frac{\Xi_{jik}^2}{f^{(i)} f^{(k)} \omega^{(i)2} \omega^{(k)2} |v^{(i)} - v^{(k)}|} \times \\ & \times \left[\left(\Omega^{(i)} + 2\eta_{-+}^{(i)} + \omega^{(i)} \right) \Omega^{(k)} \eta_{zz}^{(k)} \eta_{-+}^{(k)} + \left(\Omega^{(k)} + 2\eta_{-+}^{(k)} - \omega^{(k)} \right) \Omega^{(i)} \eta_{zz}^{(i)} \eta_{-+}^{(i)} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{16B(p)} \left(\Omega^{(i)} + \omega^{(i)} \right) \left(\Omega^{(k)} - \omega^{(k)} \right) \left(\eta_{+z}^{(i)} \eta_{-z}^{(k)} + \eta_{-z}^{(i)} \eta_{+z}^{(k)} \right) \right] \delta(\vec{q}_1 - \vec{q}^{(s)}) d^2 q_1, \end{aligned} \quad (3.43)$$

где $\vec{q}^{(s)}$ – решение уравнения

$$\omega^{(j)}(\vec{q}) = \omega^{(i)}(\vec{q}^{(s)}) - \omega^{(k)}(\vec{q} - \vec{q}^{(s)}); \quad (3.44)$$

$v^{(i)} = v^{(i)}(\vec{q}_1)$, $v^{(k)} = v^{(k)}(\vec{q} - \vec{q}_1)$ – групповые скорости i - и k -мод, задаваемые соотношением (3.35), соответственно, при волновых векторах \vec{q}_1 и $\vec{q} - \vec{q}_1$. Значения $q_z^{(i)}$, $q_0^{(i)}$, $\omega^{(i)}$, $\Omega^{(i)}$, $\eta_{\mu\nu}^{(i)}$, $f^{(i)}$ вычислены при волновом векторе \vec{q}_1 , а значения $q_z^{(k)}$, $q_0^{(k)}$, $\omega^{(k)}$, $\Omega^{(k)}$, $\eta_{\mu\nu}^{(k)}$, $f^{(k)}$ – при волновом векторе $\vec{q} - \vec{q}_1$.

Выражение (3.43) описывает релаксацию длинноволновой j -моды спиновой волны, вызванную неупругим рассеянием на термически возбужденных спинволновых модах. Релаксация осуществляется через процесс слияния j -моды с k -модой и образования i -моды. Процесс слияния вызывается MDI и сопровождается переходами между термически возбужденными i и k -модами (Рис. 3.5). Численный расчет дает, что процесс слияния с термически возбужденными спинволновыми модами с малыми индексами более эффективен. Из явной формы Ξ_{jik} следует, что процесс слияния имеет место, если сумма индексов мод $j + i + k$ является нечетным числом. Слияние трех мод, вызываемое MDI, является доминирующим релаксационным механизмом в чистом YIG, $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$, CdCr_2Se_4 , EuO [42, 43, 54–59]. Затухание $\Delta^{(j)}$ растет прямо пропорционально температуре. Линейная температурная зависимость $\Delta^{(j)}$ характерна для всех трех-магнонных процессов слияния

и независит от формы образца. Это находится в согласии с линейной температурной зависимостью ΔH , наблюдаемой в YIG и $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$ [55, 57].

Из соотношения (3.43) следует, что затухание может рассматриваться как сумма парциальных членов: $\Delta^{(j)} = \sum_{i,k} \Delta_{(i,k)}^{(j)}$. Парциальные члены $\Delta_{(i,k)}^{(j)}$ определяются переходами $i - k$ между i - и k -модами. Переход происходит, если уравнение (3.44) имеет по крайней мере одно решение $\vec{q}^{(s)}$ для данного \vec{q} . На Рис. 3.8 представлены частотные зависимости коэффициента затухания $\Delta^{(1)}$ и парциальные члены $\Delta_{(i,k)}^{(1)}$, дающие наибольший вклад в $\Delta^{(1)}$. Вычисления проделаны для нормально намагниченной пленки YIG толщиной $D = 0.8 \mu\text{m}$ при $H = 3000 \text{ Oe}$. Можно заметить, что пики на частотной зависимости $\Delta^{(1)}$ происходят от особых точек парциальных членов. К примеру, для перехода 16-8 ($i = 16, k = 8$) частота $\omega^{(1)}/2\pi$ в диапазоне [3537.5 - 3647.4 МГц] меньше, чем $(\omega^{(i)}(\vec{q}^{(s)}) - \omega^{(k)}(\vec{q} - \vec{q}^{(s)}))/2\pi$ для любых $\vec{q}^{(s)}$, уравнение (3.44) не имеет решений и перехода не происходит. При частоте $\omega^{(1)}/2\pi = 3647.4 \text{ МГц}$ уравнение (3.44) имеет одно решение $|\vec{q}^{(s)}| = 29.66/D$ и переход 16-8 начинает давать вклад в $\Delta^{(1)}$. На частотах $\omega^{(1)}/2\pi > 3647.4 \text{ МГц}$ уравнение (3.44) имеет два решения и осуществляются два перехода между модами 16 и 8.

Проанализируем изменения коэффициента затухания (3.43) в зависимости от изменений толщины пленки, приложенного магнитного поля H и индекса моды j . Расчеты выполнены для пленки YIG с намагниченностью $4\pi M = 1750 \text{ Oe}$, константой обменного взаимодействия $\alpha = 3.2 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$ при температуре $T = 300 \text{ K}$. В процессах слияния будут учтены 120 термически возбужденных спинволновых мод.

1. Затухание спинволновых мод в зависимости от толщины.

Вычисления проведены для первой спинволновой моды ($j=1$), распространяющейся в пленке YIG, нормально намагниченной полем $H = 3000 \text{ Oe}$. Как видно из исследования частотных зависимостей коэффициента затухания $\Delta^{(1)}$ при разных толщинах D , затухание уменьшается с увеличением толщины пленки (Рис. 3.9). При $D \rightarrow \infty$ затухание $\Delta^{(1)}$ стремится к 0. С увеличением толщины D плотность дисперсионных кривых мод на плоскости (ω, q) увеличивается и частотные интервалы между кривыми уменьшаются (Рис. 3.5). Это приводит к увеличению плотности пиков на частотной зависимости затухания при больших толщинах D . Одновременно с этим для толстых пленок уменьшается высота пиков и частотные зависимости затухания сглаживаются.

2. Затухание спинволновых мод в зависимости от приложенного магнитного поля.

Рис. 3.10 показывает затухание $\Delta^{(1)}$ первой спинволновой моды в зависимости от продольного волнового вектора q , нормализованного на толщину пленки D . В данном случае зависимость от q является более удобной, чем частотная зависимость, так как в соответствии с (3.34) частота $\omega^{(j)}$ зависит от магнитного поля H и, следовательно, область определения частотных зависимостей различна при разных полях. В то же время, область определения зависимостей затухания от q совпадает. Частота $\omega^{(j)}$ может быть легко вы-

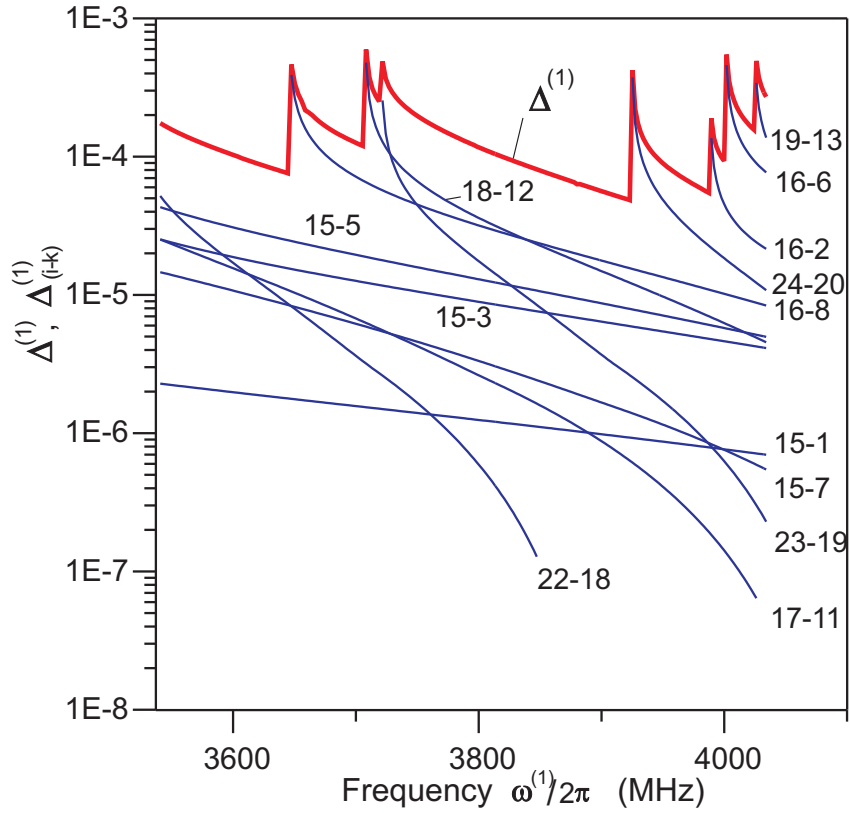


Рис. 3.8: Коэффициент затухания $\Delta^{(1)} = \sum_{i,k} \Delta_{(i,k)}^{(1)}$ и парциальные члены $\Delta_{(i,k)}^{(1)}$ для первой спинволновой моды, распространяющейся в нормально намагниченной пленке YIG толщиной $D = 0.8 \mu\text{m}$ с намагниченностью $4\pi M = 1750 \text{ Oe}$, константой обменного взаимодействия $\alpha = 3.2 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$ при $H = 3000 \text{ Oe}$, $T = 300 \text{ K}$. Парциальные члены $\Delta_{(i,k)}^{(1)}$ определяются переходами $i - k$ между i - и k -модами.

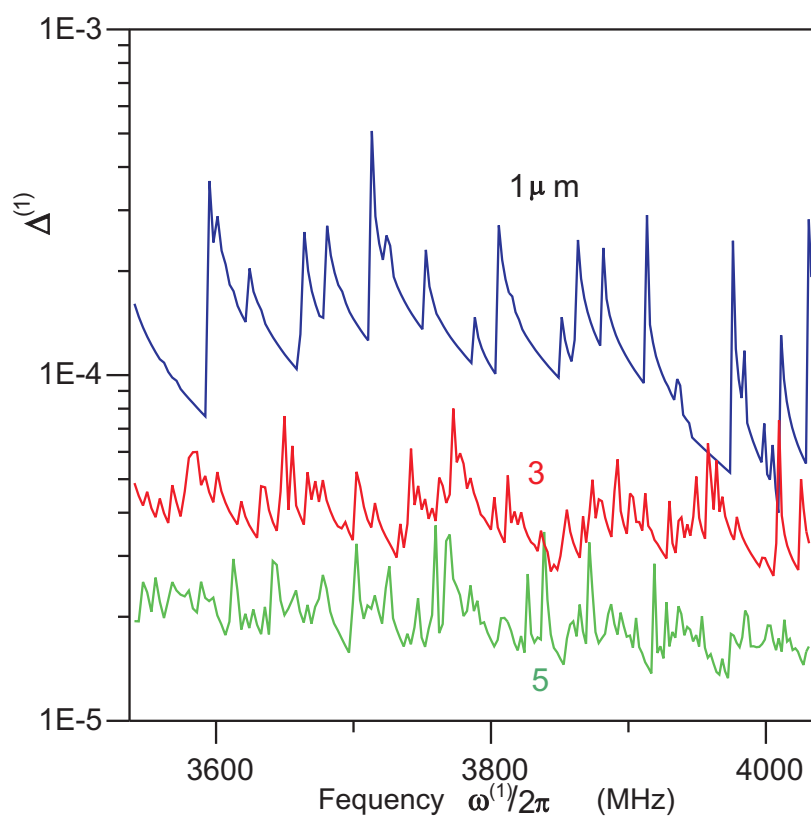


Рис. 3.9: Коэффициент затухания $\Delta^{(1)}$ первой спинволновой моды, распространяющейся в пленке YIG с намагниченностью $4\pi M = 1750$ Oe, константой обменного взаимодействия $\alpha = 3.2 \cdot 10^{-12}$ см² в нормально подмагничивающем поле $H = 3000$ Oe при $T = 300$ K с толщинами $D = 1, 3$ и 5 μm .

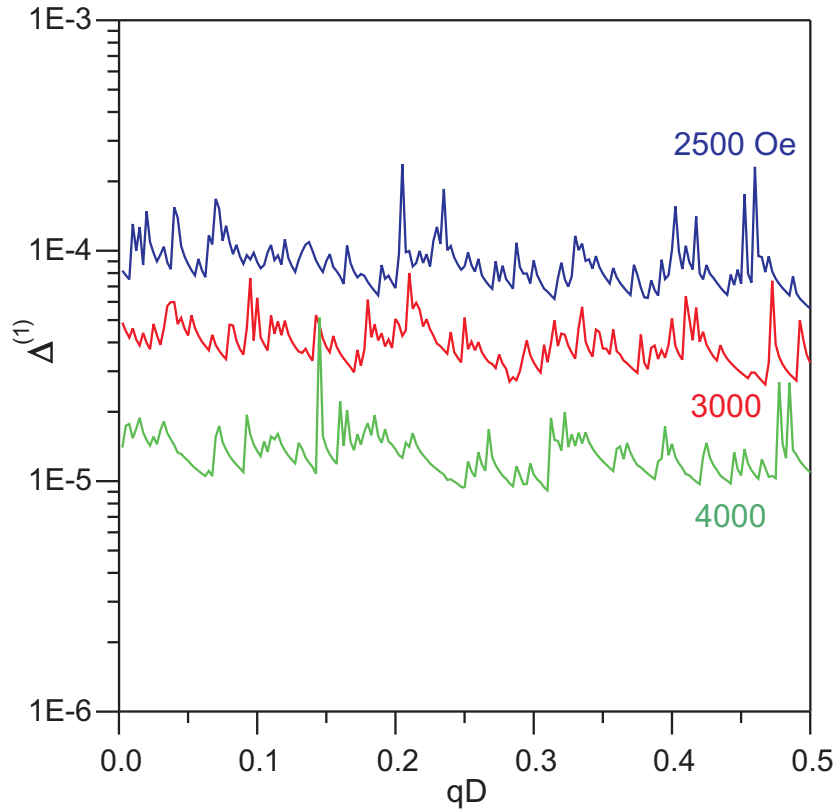


Рис. 3.10: Коэффициент затухания $\Delta^{(1)}$ первой спинволновой моды, распространяющейся в пленке YIG толщиной $3 \mu\text{m}$ с намагниченностью $4\pi M = 1750 \text{ Oe}$, константой обменного взаимодействия $\alpha = 3.2 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$ при $T = 300 \text{ K}$ при разных значениях приложенных магнитных полей H (2500, 3000 и 4000 Oe).

ражена через q – для заданного H частота $\omega^{(j)}$ j -моды является однозначно определенной функцией от волнового вектора q . Зависимости были определены для пленки толщиной $D = 3 \mu\text{m}$ при разных магнитных полях H . Коэффициент затухания $\Delta^{(1)}$ уменьшается с увеличением приложенного магнитного поля H .

3. Затухание спинволновых мод в зависимости от номера моды.

Расчеты были произведены для пленки YIG толщиной $D = 3 \mu\text{m}$ в магнитном поле $H = 3000 \text{ Oe}$ (Рис. 3.11). Найдено, что для первой моды значение коэффициента затухания $\Delta^{(1)}$ меньше, чем значения $\Delta^{(j)}$ для мод с номером $j \geq 2$. Этот эффект может быть объяснен различным перекрытием волновых функций (3.32) трех мод в процессах слияния.

Коэффициент затухания (3.43), обусловленный процессами слияния, вызванными MDI, дает значения, соответствующие экспериментальным данным. Для однородных пленок YIG экспериментальные величины затухания $\Delta^{(j)}$ имеют порядок 10^{-4} при $T = 300 \text{ K}$ [42, 43]. Эти величины соответствуют значениям $\Delta^{(j)}$, представленным на Рис. 3.8-3.11. Если MDI не учитывается, то затухание определяется обменным взаимодействием в двухпетлевом приближении и является крайне малым. Используя соотношения, выведенные в [7],

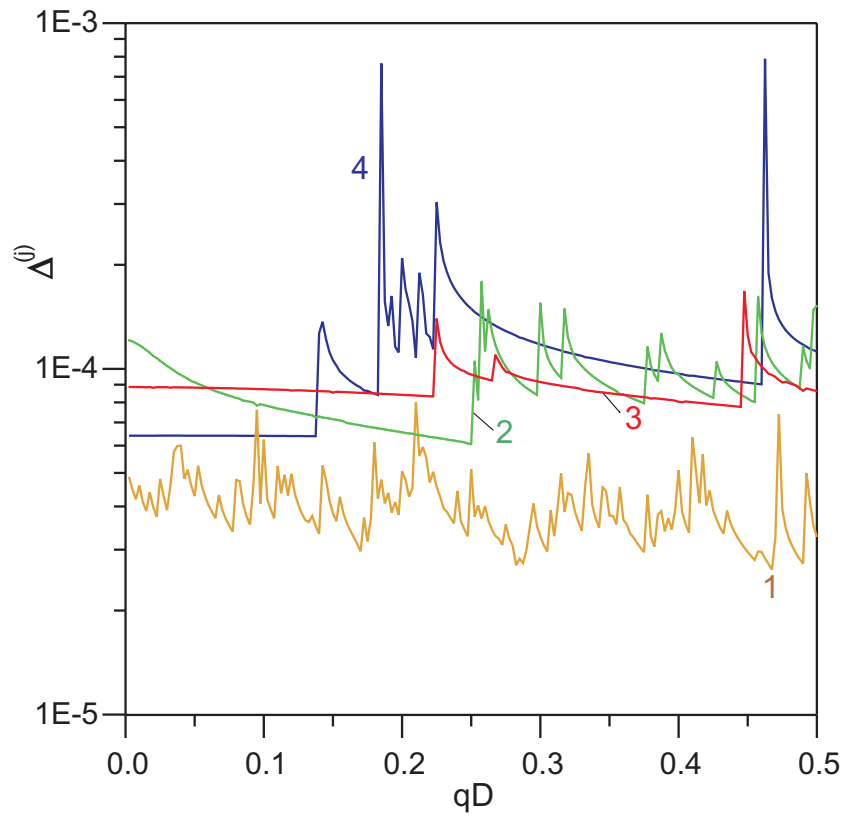


Рис. 3.11: Коэффициент затухания $\Delta^{(j)}$ спинволновых мод с разным номером j , распространяющихся в пленке YIG толщиной $D = 3 \mu\text{m}$ с намагниченностью $4\pi M = 1750 \text{ Oe}$, константой обменного взаимодействия $\alpha = 3.2 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$ в поле $H = 3000 \text{ Oe}$ при $T = 300 \text{ K}$. $j = 1 - 4$.

можно найти, что в случае пленки YIG толщиной $D = 3 \mu\text{m}$ при $qD = 0.25$ и $H = 3000 \text{ Oe}$ двухпетлевые диаграммы с обменным взаимодействием дают затухание $\Delta^{(1)}$ порядка 10^{-7} .

Необходимо отметить, что в пленках в процессах трех-магнонного рассеяния выполняется закон сохранения продольных волновых векторов \vec{q} , но не выполняется закон сохранения поперечных волновых векторов q_z . Невыполнение закона сохранения q_z приводит к эффективному затуханию однородной прецессии ($\vec{q} = 0$), также определяемой соотношением (3.43). Предыдущие теоретические исследования спинволновой релаксации при малых векторах \vec{q} были выполнены для бесконечных или ограниченных с одной стороны ферромагнетиков [56, 60–62]. Для этих ферромагнетиков в процессах трех-магнонного рассеяния выполняются законы сохранения энергии и волновых векторов. Следствием этого является то, что трех-магнонные процессы не вносят вклад в затухание и существует расхождение с экспериментом, который проводится на образцах конечной формы. Это расхождение между теоретическими и экспериментальными результатами устраняется в рамках развитой модели спинволновой релаксации в ферромагнитных образцах ограниченной формы. Следует отметить, что аналогично случаю бесконечных ферромагнетиков резкое падение затухания при малых волновых векторах, определяемой трех-магнонными процессами, было получено в [77] в рамках микроскопической теории дипольно-обменных спиновых волн для ультратонких пленок EuO и Fe. По всей видимости, уменьшение вызвано тем, что MDI в [77] не перенормировано. В противоположность этому, в вышеприведенной модели проведена перенормировка функций Грина и взаимодействий как элементов \mathcal{P} -матрицы, найдены эффективные пропагаторы и взаимодействия и данное уменьшение устраняется.

3.6 Релаксация спиновых волн в наноразмерных магнитных пленках

3.6.1 Слабозатухающие спиновые волны в наноразмерных ферромагнитных пленках

Согласно предыдущему разделу в модели Гейзенберга с обменным и магнитным дипольным взаимодействиями главный вклад в релаксацию спиновых волн с длиной волны $\lambda = 2\pi/q \gg D$, где q – волновой вектор спиновой волны, D – толщина пленки, вносит магнитное дипольное взаимодействие. Релаксация определяется двумя однопетлевыми диаграммами, представленными на Рис. 3.7а. Они дают наибольший вклад в коэффициент затухания $\Delta^{(j)}$ (соотношение (3.43)). Процесс релаксации происходит через слияние спинволновой j -моды с термически возбужденной k -модой. В результате образуется i -мода. При этом, в однородной пленке сумма $j + i + k$ должна быть нечетным числом и дол-

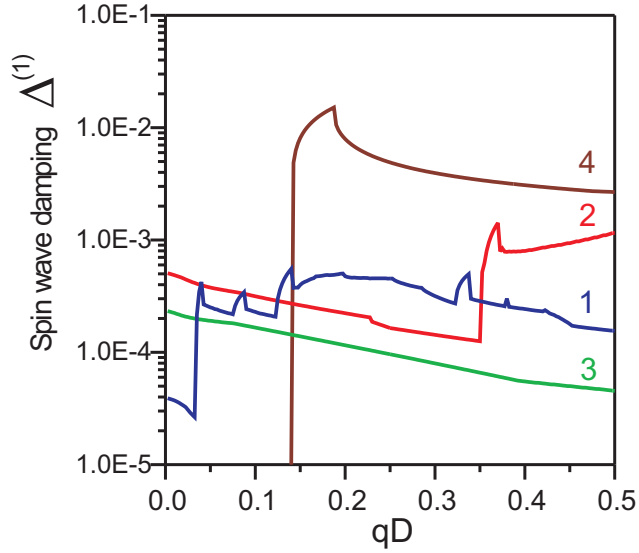


Рис. 3.12: Коэффициент затухания $\Delta^{(1)} = \delta\omega^{(1)}/\omega^{(1)}$ первой спинволновой моды нормально намагниченной пленки YIG с намагниченностью $4\pi M = 1750$ Ое и константой обменного взаимодействия $\alpha = 3.2 \cdot 10^{-12}$ см² при $H = 3000$ Ое, $T = 300$ К при разных толщинах пленки D . (1) $D = 500$ нм, (2) 300 нм, (3) 200 нм, (4) 120 нм.

жен выполняться закон сохранения энергии (частот) (3.44). Если дисперсионные кривые спинволновых мод $\omega(\vec{q})$ находятся далеко друг от друга, что наблюдается в тонких ферромагнитных пленках, а возбуждаемая j -мода обладает энергией меньшей энергетического промежутка между модами, то закон сохранения (3.44) не будет соблюдаться и процесс слияния будет запрещен. В этом случае однопетлевые диаграммы на Рис. 3.7 не дают вклада в затухание спинволновой j -моды и следующим отличным от нуля приближением будут двухпетлевые диаграммы. Вклад в коэффициент затухания $\Delta^{(j)}$ от двухпетлевых диаграмм в $10^2 - 10^3$ меньше вклада, определяемого однопетлевыми диаграммами и представленным соотношением (3.43).

На Рис.3.12 показан коэффициент затухания $\Delta^{(1)}$ первой моды в зависимости от продольного волнового вектора q , нормализованного на толщину пленки D при разных значениях толщины. Вычисления выполнены для нормально намагниченной пленки YIG с намагниченностью $4\pi M = 1750$ Ое и константой обменного взаимодействия $\alpha = 3.2 \cdot 10^{-12}$ см² при $H = 3000$ Ое и $T = 300$ К. Можно видеть, что для пленки YIG с толщиной $D = 120$ нм в области $qD < 0.14$ коэффициент затухания $\Delta^{(1)}$ равен нулю из-за отсутствия переходов между модами. Таким образом, в тонких ферромагнитных пленках, при условии, что запрещен процесс слияния мод и не выполняется закон сохранения (3.44), будут наблюдаться слабозатухающие спиновые волны.

Рассмотрим более подробно условия существования слабозатухающих спиновых волн на примере первой моды ($j = 1$) с волновым вектором $q \rightarrow 0$ ($q \ll 2\pi/D$), распространяю-

щейся в перпендикулярно намагниченной пленке. Так как наименьшими энергетическими промежутками между дисперсионными кривыми обладают моды с малыми i, k , то при условии нечетности суммы $j + i + k$, наименьшей энергией перехода в процессе слияния $j + k \rightarrow i$ будет иметь переход с $i = 3$ и $k = 1$. Определим при каких толщинах ферромагнитной пленки будет нарушаться закон сохранения

$$\omega^{(1)}(0) = \omega^{(3)}(\vec{q}^{(s)}) - \omega^{(1)}(\vec{q}^{(s)}). \quad (3.45)$$

где $\vec{q}^{(s)}$ – волновой вектор образовавшейся моды с номером $i = 3$ и моды с $k = 1$, с которой происходит слияние. Учитывая, что согласно (3.34) частота моды n ($n = j, i, k$) с волновым вектором \vec{q} равна

$$\omega^{(n)2}(\vec{q}) = \Omega^{(n)} \left(\Omega^{(n)} + \Omega_M \frac{q^2}{q_z^{(n)2} + q^2} \right),$$

где $\Omega^{(n)} = \gamma(H - 4\pi M + 4\pi\alpha M(q_z^{(n)2} + q^2))$, $\Omega_M = 4\pi\gamma M$, γ – гиромагнитное отношение, α – коэффициент обменного взаимодействия, H – внешнее магнитное поле, $q_z^{(n)}$ является корнем уравнения

$$2 \operatorname{ctg} q_z^{(n)} D = \frac{q_z^{(n)}}{q} - \frac{q}{q_z^{(n)}},$$

перепишем закон сохранения (3.45) в виде

$$\begin{aligned} G + \left\{ [G + \xi (Q_z^{(1)2} + Q^2)] \left[G + \xi (Q_z^{(1)2} + Q^2) + \frac{Q^2}{Q_z^{(1)2} + Q^2} \right] \right\}^{1/2} = \\ = \left\{ [G + \xi (Q_z^{(3)2} + Q^2)] \left[G + \xi (Q_z^{(3)2} + Q^2) + \frac{Q^2}{Q_z^{(3)2} + Q^2} \right] \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (3.46)$$

В соотношении (3.46) $G = H/4\pi M - 1$, $\xi = \alpha/D^2$, $Q = q^{(s)} D$, $Q_z^{(n)} = q_z^{(n)} D$ ($n = 1, 3$) и $Q_z^{(n)}$ определяется из уравнения

$$2 \operatorname{ctg} Q_z^{(n)} = \frac{Q_z^{(n)}}{Q} - \frac{Q}{Q_z^{(n)}}.$$

Закон сохранения (3.45) будет нарушаться в том случае, если при заданных G, ξ уравнение (3.46) не имеет решений Q в интервале $[0, +\infty)$. Это условие будет выполняться при значениях ξ , больших значений функции $\xi_0(G)$. Функция $\xi_0(G)$, разграничивающая область существования решений уравнения (3.46) и область без решений, где существует слабозатухающая спинволновая первая мода, определена в результате численного решения уравнения (3.46) и показана на Рис. 3.13.

В качестве примера конкретной структуры, в которой могут распространяться слабозатухающие спиновые волны, рассмотрим пленку железо-иттриевого граната (YIG) с

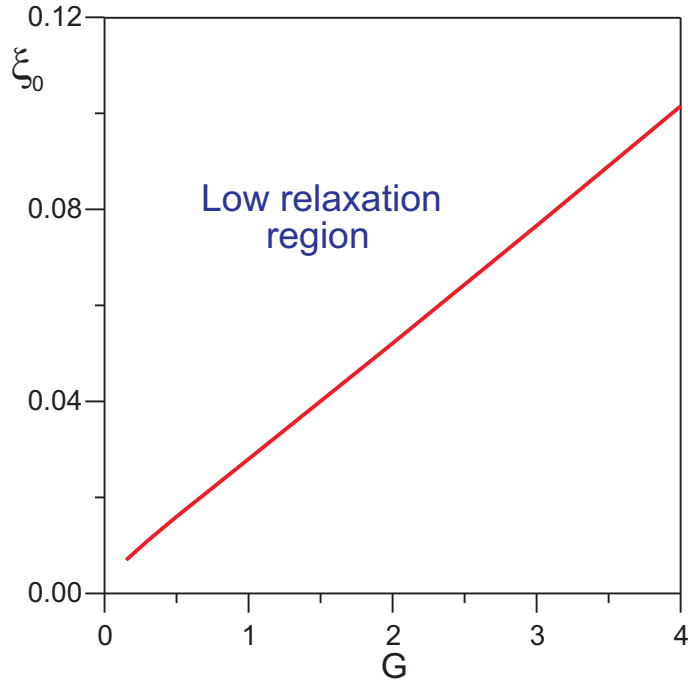


Рис. 3.13: Функция $\xi_0(G)$, разграничивающая область существования решений уравнения (3.46) и область без решений, где существует слабозатухающая спинволновая первая мода с малым значением волнового вектора q ($q \rightarrow 0$).

намагниченностью $4\pi M = 1750$ Ое, коэффициентом обменного взаимодействия $\alpha = 3.2 \cdot 10^{-12}$ см² и гироманнитным отношением $\gamma = 2\pi \cdot 2.83$ МГц/Ое. Частота f первой спинволновой моды с малым волновым вектором ($q \ll 2\pi/D$) связана с переменной G соотношением

$$f = \frac{\omega^{(1)}(0)}{2\pi} = \frac{4\pi\gamma M \cdot G}{2\pi}.$$

Толщина пленки D_0 , ниже которой в пленке наблюдается слабозатухающая первая мода, выражается через переменную ξ_0

$$D_0 = \left(\frac{\alpha}{\xi_0} \right)^{1/2}.$$

Зависимость $D_0(f)$, ограничивающая область существования слабозатухающих спиновых волн, вычислена на основе функции $\xi_0(G)$ и представлена на Рис. 3.14. При толщине $D < D_0$ в пленке YIG будут существовать слабозатухающие спиновые волны.

3.6.2 Релаксация спиновых волн в наноразмерных пленках

Каково затухание в области существования слабозатухающих спиновых волн в тонких магнитных пленках? Рассмотрим четырех-волновые процессы в нормально намагниченном монослое, имеющем квадратичную решетку с постоянной решетки a при малых

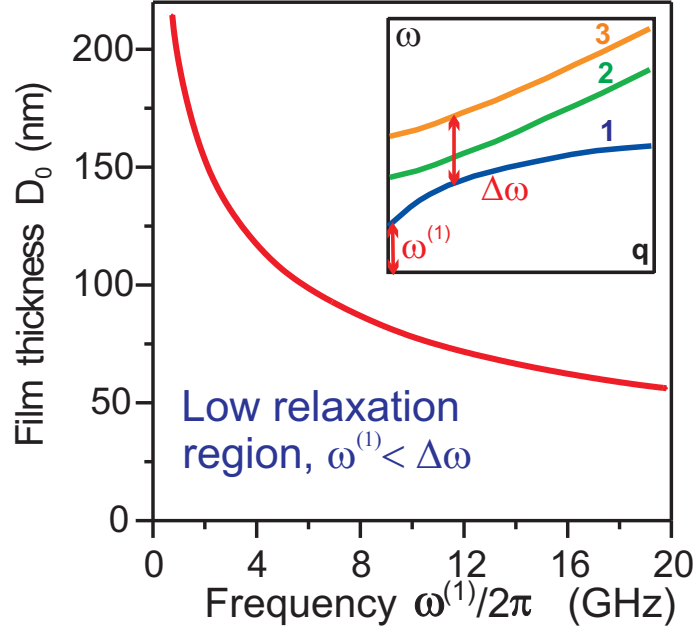


Рис. 3.14: Зависимость толщины пленки YIG D_0 от частоты $f = \omega^{(1)}(\vec{q})/2\pi$ первой спин-волновой моды при волновом векторе $\vec{q} \rightarrow 0$, ограничивающая область существования слабозатухающих спиновых волн. При толщине $D < D_0$ в пленке YIG наблюдается слабозатухающая первая мода.

продольных волновых векторах $\vec{q} = (q_x, q_y)$ и малых температурах. Так как свойство изотропии обменного взаимодействия уже не является препятствием в участии этого взаимодействия в четырех-волновых процессах и величина обменного взаимодействия значительно превышает величину MDI, то в диаграммах будем учитывать только обменное взаимодействие. Предположим, что обменное взаимодействие действует только между соседними спинами и равно I_0 . Для вычисления собственно-энергетических вставок в эффективные функции Грина в двух-кольцевом приближении применим лестничное разложение (Рис. 3.15). При малых волновых векторах затравочная Γ_0 -вершина (Рис. 3.15а) равна

$$\begin{aligned} \Gamma_0(1, 2; 3, 4) &\equiv \Gamma_0(\vec{k}, \vec{s} + \vec{q} - \vec{k}; \vec{q}, \vec{s}) \\ &= \beta[\tilde{I}(\vec{k} - \vec{q}) + \tilde{I}(\vec{k} - \vec{s}) - \tilde{I}(\vec{s}) - \tilde{I}(\vec{q})] = 2\beta I_0 a^2(\vec{q}, \vec{s}), \end{aligned}$$

где 1, 2; 3, 4 – сокращенное обозначение 2-мерных волновых векторов, являющихся переменными Γ_0 -вершины; $|\vec{k}|, |\vec{q}|, |\vec{s}| \ll a^{-1}$;

$$\begin{aligned} \tilde{I}(\vec{q}) &= \sum_{\vec{l}_{xy} - \vec{l}'_{xy}} I(\vec{l}_{xy} - \vec{l}'_{xy}) \exp[-i\vec{q}(\vec{l}_{xy} - \vec{l}'_{xy})] \\ &= 2I_0[\cos(q_x a) + \cos(q_y a)]. \end{aligned}$$

Γ -вершина в лестничном разложении (Рис. 3.15b) определяется соотношением

$$\begin{aligned} \Gamma(1, 2; 3, 4) \equiv & \Gamma(\vec{k}, \omega_1, \vec{s} + \vec{q} - \vec{k}, \omega_3 + \omega_4 - \omega_1; \vec{q}, \omega_3, \vec{s}, \omega_4) = \Gamma_0(\vec{k}, \vec{s} + \vec{q} - \vec{k}; \vec{q}, \vec{s}) + \\ & + \frac{1}{8B^2(p)S_b} \sum_{\omega_m^{(q)}} \int \Gamma_0(\vec{k}, \vec{s} + \vec{q} - \vec{k}; \vec{q}', \vec{s} + \vec{q} - \vec{q}') G_{-+}(\vec{q}', \omega_m^{(q)}) G_{-+}(\vec{s} + \vec{q} - \vec{q}', \omega_3 + \omega_4 - \omega_m^{(q)}) \times \\ & \times \Gamma(\vec{q}', \omega_m^{(q)}, \vec{s} + \vec{q} - \vec{q}', \omega_3 + \omega_4 - \omega_m^{(q)}; \vec{q}, \omega_3, \vec{s}, \omega_4) d^2 q', \end{aligned}$$

где

$$G_{-+}(\vec{q}, \omega_m) = \frac{2B(p)}{\beta \hbar (\omega(\vec{q}) - i\omega_m)}$$

эффе́ктивная функция Грина, определяемая \mathcal{P} -матрицей (3.7), $\omega(\vec{q})$ – частота спиновой волны в монослое (3.15), S_b – объем 2-мерной первой зоны Бриллюэна. Коэффициент $1/8B^2(p)$ появился благодаря тому факту, что в диаграммах внутри блоков была произведена замена затравочных функций Грина на эффективные. Собственно-энергетические вставки определяются диаграммами (Рис. 3.15c)

$$\begin{aligned} \Pi(\vec{q}, \omega_m^{(q)}) = & \frac{1}{2S_b} \sum_{\omega_n^{(k)}} \int \Gamma_0(\vec{q}, \vec{k}; \vec{q}, \vec{k}) G_{-+}(\vec{k}, \omega_n^{(k)}) d^2 k + \\ & + \frac{1}{16B^2(p)S_b^2} \sum_{\omega_n^{(k)}, \omega_l^{(s)}} \int \int \Gamma_0(\vec{q}, \vec{s} + \vec{k} - \vec{q}; \vec{s}, \vec{k}) G_{-+}(-\vec{s} - \vec{k} + \vec{q}, -\omega_n^{(k)} - \omega_l^{(s)} + \omega_m^{(q)}) \times \\ & \times G_{-+}(\vec{k}, \omega_n^{(k)}) G_{-+}(\vec{s}, \omega_l^{(s)}) \Gamma(\vec{s}, \omega_l^{(s)}, \vec{k}, \omega_n^{(k)}; \vec{q}, \omega_m^{(q)}, \vec{s} + \vec{k} - \vec{q}, \omega_n^{(k)} + \omega_l^{(s)} - \omega_m^{(q)}) d^2 k d^2 s. \quad (3.47) \end{aligned}$$

Коэффициент затухания спиновых волн выражается через мнимую часть собственно-энергетической вставки $\Pi(\vec{q}, \omega_m^{(q)})$

$$\Delta(\vec{q}) = \frac{\delta\omega(\vec{q})}{\omega(\vec{q})} = \frac{\text{Im} \Pi(\vec{q}, \omega_m^{(q)})}{\beta\omega} \Big|_{i\omega_m \rightarrow \omega + i\varepsilon \text{ sign } \omega}. \quad (3.48)$$

Учитывая $\Pi(\vec{q}, \omega_m^{(q)})$ в борновском приближении, а именно, делая замену $\Gamma \rightarrow \Gamma_0$ в соотношении (3.47), интегрируя по \vec{k} , \vec{s} и суммируя по частотным переменным $\omega_n^{(k)}$ и $\omega_l^{(s)}$ в (3.47), (3.48), при $\hbar\omega(\vec{q}) < kT$ получаем

$$\Delta(\vec{q}) = \frac{C(qa)^2 (kT)^2}{16\pi B^2(p) I_0 \varepsilon^{(0)}},$$

a.

$$\Gamma_0(1,2;3,4) = \text{Diagram } \Gamma_0 = \text{Diagram 1} + \text{Diagram 2} + \text{Diagram 3} + \text{Diagram 4}$$

b.

$$\Gamma(1,2;3,4) = \text{Diagram } \Gamma = \text{Diagram } \Gamma_0 + \frac{1}{8B(p)^2} \text{Diagram with } \Gamma_0 \text{ and } \Gamma$$

c.

$$\Pi(q, \omega^{(q)}) = \frac{1}{2} \text{Diagram } \Gamma_0 + \frac{1}{16B(p)^2} \text{Diagram with } \Gamma_0 \text{ and } \Gamma$$

Рис. 3.15: (а) Затравочная Γ_0 -вершина. (б) Лестничное разложение. (с) Собственно-энергетические вставки.

где $C = 1.12$, k – постоянная Больцмана, $\varepsilon^{(0)} = \hbar\gamma(H + H^{(m)})$ – зеемановская энергия. Для оценки затухания вычислим $\Delta(\vec{q})$ для спиновых волн с длиной волны $\lambda = 5 \mu\text{m}$, распространяющихся в монослое с постоянной решетки $a = 0.4 \text{ nm}$ при обменном взаимодействии между ближайшими спинами $I_0 = 0.085 \text{ eV}$, $B(p) = 1/2$ при температуре $T = 300 \text{ K}$. Принимая во внимание, что $q = 2\pi/\lambda$, для $\varepsilon^{(0)}/h = 10 \text{ GHz}$ получаем $\Delta(\vec{q}) = 4.28 \cdot 10^{-6}$. Таким образом, затухание спиновых волн с малыми волновыми векторами является действительно малой величиной.

3.7 Приборы на основе наноразмерных магнитных пленок

Согласно вышеизложенному спиновые возмущения в наноразмерных пленках могут иметь малое затухание. Это свойство может быть использовано в спинволновых приборах. Мы рассмотрим спинволновые фильтры на основе наноразмерных магнитных пленок и полевою транзисторную структуру с наноразмерной пленкой под затвором.

3.7.1 Спинволновые фильтры

Используя тонкие магнитные пленки, мы получаем возможность создавать спинволновые приборы малых размеров и интегрировать их в полупроводниковые интегральные схемы. На Рис. 3.16а представлен перестраиваемый спинволновой фильтр на пьезоэлектрической подложке. Переменный ток СВЧ диапазона, протекающий по микрополосковой антенне шириной w , возбуждает спиновую волну в магнитной пленке. Волновой вектор спиновой волны определяется шириной антенны и лежит в диапазоне $[0, 2\pi/w]$. Когда спиновая волна приходит на вторую антенну, переменное магнитное поле волны индуцирует ток той же частоты в этой антенне. Волновой импеданс фильтра зависит от ширины антенны, ширины микрополосков, диэлектрической постоянной пленки и толщины слоя между микрополосковой структурой и металлической контактной плоскостью на подложке. Для уменьшения решеточного несоответствия и достижения желательной величины импеданса могут быть применены буферные слои между магнитной пленкой и металлической контактной плоскостью. Перестройка фильтра осуществляется изменением постоянной решетки пьезоэлектрической подложки. При подаче напряжения U изменяется постоянная решетки подложки и, как результат этого изменения, изменяется постоянная решетки магнитной пленки. Сжатие и расширение решетки приводит к изменению магнитной анизотропии $H^{(a)}$ магнитной пленки [54]. При наличии анизотропии мы должны сделать замену $H \rightarrow H + H^{(a)}$ в спиновом пропагаторе (3.4), в функциях Грина (3.7), в частотах $\Omega(\vec{q})$ в (3.15), (3.17) и в уравнениях Ландау-Лифшица (3.26), (3.27). Частота ω спиновых волн меняется.

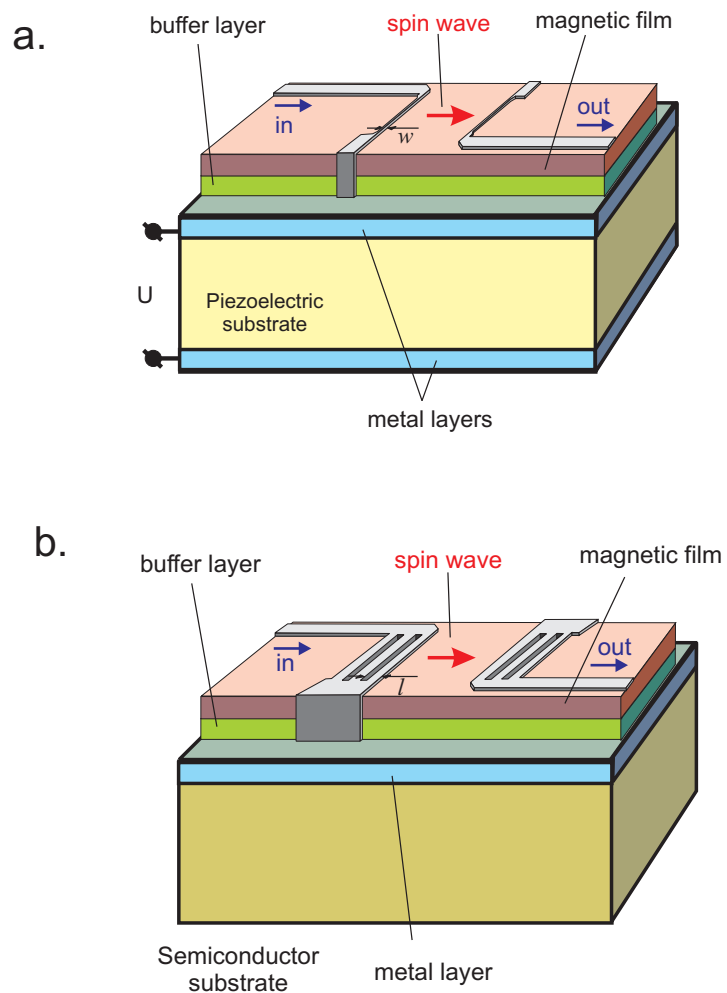


Рис. 3.16: (а). Спинволновой фильтр на основе наноразмерной магнитной пленки на пьезоэлектрической подложке. (б). Спинволновой фильтр на наноразмерной магнитной пленке на полупроводниковой подложке.

Узкополосные фильтры могут быть созданы на базе периодических антенных структур (Рис. 3.16b). Эти антенны генерируют спиновые волны с волновыми векторами $q = 2\pi/l$, где l – период антенной структуры. Фильтры с периодической антенной структурой являются более селективными по сравнению с фильтрами с простыми антеннами. Ширина полосы пропускания этого фильтра дается соотношением

$$\Delta\omega = \left. \frac{\partial\omega(q)}{\partial q} \right|_{q_0} \cdot \frac{2\pi}{lN_1N_2}$$

где $\omega(q)$ – частота (3.15), (3.17) или (3.34), $q_0 = 2\pi/l$, N_1, N_2 – число периодов передающей и приемной антенн, соответственно. Тонкие магнитные пленки, применяемые в вышеописанных фильтрах, могут быть гранатовыми, шпинельными или гексаферритовыми пленками. Они могут быть получены лазерным или ионно-лучевым распылением с последующим отжигом. В [70] описан полосно-пропускающий спинволновой фильтр, работающий в частотном диапазоне 5 – 7 GHz, который был создан на базе субмикронных пленок YIG, полученных лазерным распылением на подложку $Gd_3Ga_5O_{12}$. В случае, когда спинволновой фильтр должен быть интегрирован в полупроводниковую интегральную схему, полупроводник должен выдерживать процедуру отжига без ухудшения его свойств. Для этих целей может быть применен Si или GaN.

3.7.2 Полевая транзисторная структура с наноразмерной магнитной пленкой

Из соотношений (3.17), (3.20) и Рис. 3.3, 3.4 можно заметить, что в тонких магнитных пленках спинволновые резонансы с достаточно малыми номерами возбуждаются на высоких частотах. Если обменное взаимодействие между слоями I_d составляет 0.05-0.1 eV (гранатовые, шпинельные и гексаферритовые пленки [54, 351]), частоты спинволновых резонансов лежат в Гигагерцевой и Терагерцевой областях. Расстояния между спинволновыми резонансами больше для тонких пленок, чем для толстых. Так как в тонких пленках спинволновой резонанс (3.20) на данной частоте имеет меньший номер n и меньшее число полупериодов по толщине пленки по сравнению с резонансом с такой же частотой в толстой пленке, высокочастотные резонансы легче возбудить в тонкой пленке. Это свойство может быть использовано в полевой транзисторной структуре (FET). На Рис. 3.17 тонкая диэлектрическая магнитная пленка расположена под затвором. Приложенное к затвору напряжение СВЧ диапазона генерирует электромагнитное поле, которое возбуждает спинволновые резонансы. Для увеличения магнитной составляющей электромагнитного поля и увеличения амплитуды резонансов может быть применен слой мультиферроика между затворным контактом и магнитной пленкой. Магнитное поле индуцированных спинволновых резонансов взаимодействует со спинами электронов, распространяющихся в канале,

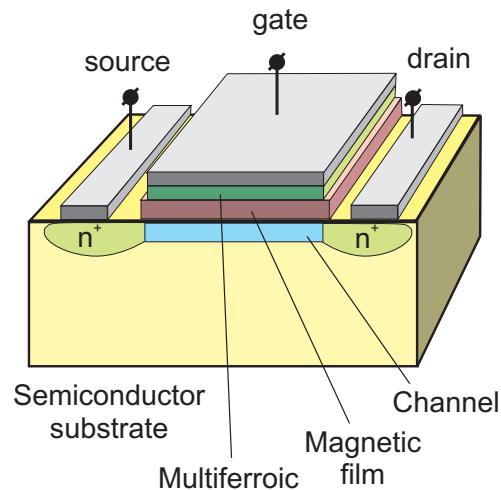


Рис. 3.17: Полевая транзисторная структура с наноразмерной магнитной пленкой под затвором.

и модулирует ток транзистора. Таким образом, существование спинволновых резонансов в затворной цепи может рассматриваться как наличие фильтра. Выбирая определенный спинволновой резонанс, можно создать FET-структуру, работающую на желательной частоте Гигагерцевой или Терагерцевой частотной области.

3.8 Выводы

В данной главе получены следующие результаты.

(1) Выведено диаграммное разложение для спиновой системы, описываемой моделью Гейзенберга с обменным и магнитным дипольным взаимодействиями с внутренней динамической группой Ли $Spin(3)$. Найдены дисперсионные зависимости спиновых волн в магнитном монослое, в структуре с двумя слоями и спектр спинволнового резонанса в N -слойной структуре.

(2) Найдено, что для модели Гейзенберга нахождение полюсов \mathcal{P} -матрицы эквивалентно совместному решению обобщенных уравнений Ландау-Лифшица и уравнения для магнитостатического потенциала. Обобщенные уравнения Ландау-Лифшица имеют псевдодифференциальную форму. Собственные значения уравнения для магнитостатического потенциала определяют спинволновой спектр. Благодаря дальнодействующему характеру, относительно слабое магнитное дипольное взаимодействие (MDI) трансформирует спинволновой спектр в спектр дискретных мод, зависящий от размерности и формы образца. Найдено, что сведение операторов Ландау-Лифшица к дифференциальным и использование обменных граничных условий является ошибочным.

(3) В рамках рассматриваемой модели Гейзенберга с обменным и магнитным дипольным взаимодействиями в толстых пленках MDI дает главный вклад в релаксацию длинноволновых спиновых волн и однородной прецессии по сравнению с обменным взаимодействием. Благодаря MDI, затухание спиновых волн определяется диаграммами в однокольцевом приближении, которое соответствует распаду и слиянию двух спиновых волн. Обменное взаимодействие дает нетривиальный вклад в затухание только в двухкольцевом приближении и этот вклад является малым. Вычислено затухание спиновых волн, определяемое MDI в однокольцевом приближении при низких температурах для нормально намагниченной ферромагнитной пленки. Найдено, что релаксация длинноволновой спинволновой j -моды осуществляется через слияние j -моды с термически возбужденной k -модой и образование i -моды. Процесс слияния имеет место, если сумма индексов мод $j + i + k$ равна нечетному числу. Затухание уменьшается с увеличением толщины пленки и величины магнитного поля и растет пропорционально с увеличением температуры. Затухание мод с большими индексами выше величины затухания первой спинволновой моды. Рассматриваемый процесс слияния, индуцируемый MDI является доминирующим в релаксационном механизме в чистом YIG, $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$, CdCr_2Se_4 , EuO .

(4) В ферромагнитных пленках наноразмерной толщины, при условии, что запрещен процесс слияния спинволновых мод, будут наблюдаться слабозатухающие спиновые волны. В тонких магнитных пленках энергия этих спиновых волн меньше интервала энергий между модами, в силу чего запрещены трех-волновые процессы и четырех-волновые процессы являются доминирующими. В результате этого обменное взаимодействие играет главную роль в релаксации. Найдено, что коэффициент затухания спиновых волн, распространяющихся в магнитном монослое, квадратично зависит от температуры и имеет малую величину при малых волновых векторах.

(5) Малое затухание спиновых волн в наноразмерных магнитных пленках позволяет создавать перестраиваемые высокочастотные спинволновые фильтры СВЧ диапазона. Возбуждение спинволновых резонансов в магнитной пленке, расположенной под затвором полевого транзистора (ФЕТ-структура) дает возможность конструировать приборы, обладающие функцией фильтрации и усиления в Гигагерцевом и Терагерцевом диапазонах.

Глава 4

Спинволновые возбуждения в структурах с ферромагнитными наночастицами

4.1 Постановка задачи и краткое содержание 4 главы

В 4 главе будут получены и исследованы свойства спиновых волн, распространяющихся в структурах с ферромагнитными наночастицами. В 3 главе были рассмотрены спиновые возбуждения и их релаксация в диэлектрических ферромагнитных пленочных структурах в рамках модели Гейзенберга с обменным и магнитным дипольным взаимодействиями. Коэффициент релаксации таких спиновых систем, обусловленный собственными процессами, имеет малые величины. Спиновые возбуждения в структурах с наночастицами (гранулированных структурах) значительно отличаются от спиновых возбуждений, рассмотренных в главе 3. Во-первых, гранулированные структуры обладают аномально большим коэффициентом релаксации. Описанию спинволновых возбуждений магнитных наночастиц и спин-поляризационного механизма релаксации, объясняющего большие величины коэффициента релаксации, посвящен раздел 4.2. Во-вторых, спины наночастиц, в общем случае, частично разупорядочены. Спиновая разупорядоченность приводит к существенному изменению дисперсионных кривых спиновых волн и к появлению дополнительных ветвей. Этот вопрос рассмотрен в разделе 4.3, где рассмотрены коллективные возбуждения ферромагнитных наночастиц в нанокompозитах. При выводе зависимостей использованы обобщенные уравнения Ландау-Лифшица, полученные в 3 главе. В-третьих, гранулированные структуры с металлическими ферромагнитными наночастицами обладают отличной от нуля проводимостью. Генерация вихревых токов в проводящих структурах, расположенных в области распространения спиновых волн, приводит к изменению их дисперсионных характеристик. Вывод дисперсионных зависимостей спиновых возбуж-

дений с окружающими переменными электромагнитными полями проведен в разделе 4.4. В разделе 4.5 рассмотрены факторы, влияющие на спиновую волну: проводимость и неоднородность магнитных параметров по толщине магнитной пленки и наличие проводящего слоя вблизи гранулированной структуры, магнитные характеристики которого отличны от исследуемой магнитной пленки. Анализ главных факторов, влияющих на дисперсию спиновых волн, показал, что они по-разному изменяют форму дисперсионных кривых, что дает возможность определения магнитных и электрических характеристик магнитных наноструктур. Решение задачи определения этих характеристик из дисперсионных зависимостей (метод спинволновой спектроскопии) дано в разделе 4.6. В разделе 4.7 представлены экспериментальные зависимости. Выводы главы 4 даны в разделе 4.8.

4.2 Спинволновые возбуждения ферромагнитных наночастиц и спин-поляризационный механизм релаксации

В этом разделе будут исследованы спинволновые возбуждения ферромагнитных наночастиц и спин-поляризационный механизм релаксации в гранулированных структурах, содержащих металлические ферромагнитные наночастицы (гранулы) в изолирующей аморфной матрице [121]. Будут получены уравнения, описывающие спинволновые возбуждения одиночной гранулы, и рассмотрен спин-поляризационный механизм релаксации. Спин-поляризационная релаксация значительно превышает собственную релаксацию модели Гейзенберга с обменным и магнитным дипольным взаимодействиями, исследованную в главе 3. Благодаря этому механизму гранулированные структуры обладают аномально большой шириной линий ΔH ФМР.

4.2.1 Оценка затухания спинволновых возбуждений гранулированной пленки, состоящей из магнитных наночастиц

Оценим затухание спинволновых возбуждений гранулированной пленки, состоящей из магнитных наночастиц в диэлектрической матрице SiO_2 на основе формул, определяющих коэффициент релаксации спиновых волн в рамках модели Гейзенберга, выведенных в главе 3. Вычисления проведем для нормально намагниченной пленки толщиной $3 \mu\text{m}$, содержащей 30 at.% ($x_a = 0.3$) частиц Co с размерами 3 nm в магнитном поле 4 kOe. Связь между атомной x_a и объемной x_v концентрациями гранул определяется соотношением

$$x_v = \frac{v_{Co}x_a}{v_{Co}x_a + v_{mat}(1 - x_a)}, \quad (4.1)$$

$$\Sigma_{(1+)(1-)}(j, j, q, \omega_m) = \frac{1}{2B} \begin{array}{c} \curvearrowright \\ \text{---} \\ \curvearrowleft \end{array} \begin{array}{c} q, j, \omega_m \\ q, j, \omega_m \end{array} + \frac{1}{(2B)^2} \begin{array}{c} \curvearrowright \\ \text{---} \\ \curvearrowright \end{array} \begin{array}{c} q, j, \omega_m \\ q, j, \omega_m \end{array}$$

Рис. 4.1: Собственно-энергетические вставки в эффективные функции Грина в однокольцевом приближении. B – функция Бриллюэна.

где $v_{Co} = 6.62$ и $v_{mat} = 26.6$ – молекулярные объемы вещества гранулы Co и диэлектрической матрицы SiO_2 , соответственно. Из соотношения (4.1) следует, что для 30 at.% частиц Co в SiO_2 $x_v = 0.1$. Учитывая, что намагниченность Co $4\pi M = 17.8$ kOe [42], намагниченность пленки составит: $4\pi M_f = 4\pi M x_v = 1.78$ kOe. Среднее расстояние между гранулами, которое определяется объемной концентрацией x_v , равно 6.2 nm. Из-за столь большого расстояния при расчетах релаксации мы можем ограничиться магнитным дипольным взаимодействием между гранулами. Тогда коэффициент затухания $\Delta^{(1)}$ для первой моды определится двумя диаграммами (Рис. 4.1) и формулой (3.37). Оценка коэффициента затухания при комнатной температуре дает значение $\Delta^{(1)}$ порядка $2 \cdot 10^{-5}$, что значительно меньше величины затухания, наблюдаемого в эксперименте (0.1 - 1) [91, 92, 94, 122, 123, 125]. Таким образом, магнитное дипольное взаимодействие между гранулами не может объяснить anomalously высокие значения релаксации спиновых возбуждений, наблюдаемые в гранулированных структурах с магнитными наночастицами. Anomalously высокие значения релаксации объяснены ниже на основе модели спин-поляризационной релаксации. В этой модели учитывается взаимодействие спинов гранул с электронами на обменно-расщепленных локализованных уровнях дефектов и примесей в диэлектрической матрице. Спин-поляризационная релаксация значительно превышает собственную релаксацию спинволновых возбуждений в модели Гейзенберга с обменным и магнитным дипольным взаимодействиями.

4.2.2 Вывод уравнения, описывающего спинволновые возбуждения ферромагнитной наночастицы

Рассмотрим взаимодействие спина ферромагнитной гранулы с электронами матрицы в рамках $s-d$ -обменной модели [7, 121]. Будем предполагать, что d -система образована локализованными электронами гранулы и ее спиновые возбуждения описываются моделью Гейзенберга. Размер гранул предполагается достаточно большим для того, чтобы гранула находилась в ферромагнитном состоянии. Например, d -системой может быть ансамбль спинов $3d$ -электронов Co гранулы, в случае структур с кобальтовыми наночастицами с размерами большими 1 nm. В качестве s -системы будем рассматривать локализованные электроны матрицы. s - и d -системы связаны между собой обменным взаимодействием J .

Будем полагать $J > 0$. Взаимодействием между электронами s -системы между собой пренебрегаем. При этих предположениях гамильтониан $s - d$ -обменной модели запишется в виде

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_s^{(0)} + \mathcal{H}_d^{(0)} + \mathcal{H}_d^{(int)} + \mathcal{H}_{sd}$$

где

$$\mathcal{H}_s^{(0)} = \sum_{p,\lambda,\nu} \bar{\varepsilon}_\lambda^{(p)} a_{\lambda\nu}^{(p)+} a_{\lambda\nu}^{(p)}, \quad (4.2)$$

гамильтониан невзаимодействующих между собой электронов s -системы в кристаллической решетке матрицы. $a_{\lambda\nu}^{(p)+}$, $a_{\lambda\nu}^{(p)}$ – операторы рождения и уничтожения электрона на энергетическом уровне λ одночастичного состояния p со спином ν , удовлетворяющие коммутационным соотношениям $\{a_{\lambda\nu}^{(p)+}, a_{\lambda'\nu'}^{(p')}\} = \delta_{pp'} \delta_{\lambda\lambda'} \delta_{\nu\nu'}$. Суммирование в (4.2) проводится по одночастичным состояниям p , уровням λ и спину электрона $\nu = \uparrow, \downarrow$. Уравнение, определяющее волновую функцию $\varphi_\lambda^{(p)} \equiv |p, \lambda\rangle$ и спектр энергий $\bar{\varepsilon}_\lambda^{(p)}$ одночастичного состояния p , в свою очередь определяется гамильтонианом одночастичного состояния $\mathcal{H}^{(p)}$

$$(\mathcal{H}^{(p)} - \bar{\varepsilon}_\lambda^{(p)})\varphi_\lambda^{(p)} = 0. \quad (4.3)$$

Члены

$$\mathcal{H}_d^{(0)} = -g\mu_B H \sum_{\vec{1}} S_{\vec{1}}^z, \quad (4.4)$$

$$\mathcal{H}_d^{(int)} = -\frac{1}{2} \sum_{\vec{1} \neq \vec{1}'} I(\vec{1} - \vec{1}') (S_{\vec{1}}^z S_{\vec{1}'}^z + S_{\vec{1}}^- S_{\vec{1}'}^+) \quad (4.5)$$

описывают взаимодействие спинов S d -системы с внешним магнитным полем H и обменное взаимодействие между спинами гранулы. g и μ_B являются, соответственно, фактором Ланде и магнетоном Бора. Суммирование в (4.4), (4.5) проводится по всем узлам кристаллической решетки гранулы $\vec{1}$, $\vec{1}'$.

$$\mathcal{H}_{sd} = - \sum_{\vec{1}} \int J(\vec{r} - \vec{1}) \{ \psi_\uparrow^+(\vec{r}) \psi_\downarrow(\vec{r}) S_{\vec{1}}^- + \psi_\downarrow^+(\vec{r}) \psi_\uparrow(\vec{r}) S_{\vec{1}}^+ + (\psi_\uparrow^+(\vec{r}) \psi_\uparrow(\vec{r}) - \psi_\downarrow^+(\vec{r}) \psi_\downarrow(\vec{r})) S_{\vec{1}}^z \} d^3 \vec{r} \quad (4.6)$$

– гамильтониан взаимодействия s - и d -систем. $\psi_\nu(\vec{r}) = \sum_{p,\lambda} \varphi_\lambda^{(p)}(\vec{r}) a_{\lambda\nu}^{(p)}$ – вторично квантованная волновая функция электрона в s -системе. Суммирование и интегрирование в (4.6) проводятся, соответственно, по узлам кристаллической решетки гранулы $\vec{1}$ и положениям электрона \vec{r} в матрице.

Для нахождения энергий и затухания спиновых возбуждений гранулы введем в рассмотрение температурные гриновские функции для электронов матрицы и спинов гранулы

$$G_{\nu\nu'}(\vec{r}\tau; \vec{r}'\tau') = \langle \sigma(\beta) \rangle_0^{-1} \langle \mathbf{T} \psi_\nu^+(\vec{r}\tau) \psi_{\nu'}(\vec{r}'\tau') \sigma(\beta) \rangle_0$$

$$K_{dd}^{\alpha\alpha'}(\vec{1}\tau; \vec{1}'\tau') = \langle \sigma(\beta) \rangle_0^{-1} \langle \mathbf{T} S_{\vec{1}}^\alpha(\tau) S_{\vec{1}'}^{\alpha'}(\tau') \sigma(\beta) \rangle_0$$

$$K_{ds}^{\alpha\alpha'}(\vec{1}\tau; \vec{r}'\tau') = \langle \sigma(\beta) \rangle_0^{-1} \langle \mathbf{T} S_{\vec{1}}^\alpha(\tau) \psi^+(\vec{r}'\tau') s^{\alpha'} \psi(\vec{r}'\tau') \sigma(\beta) \rangle_0 \quad (4.7)$$

$$K_{sd}^{\alpha\alpha'}(\vec{r}\tau; \vec{1}'\tau') = \langle \sigma(\beta) \rangle_0^{-1} \langle \mathbf{T} \psi^+(\vec{r}\tau) s^\alpha \psi(\vec{r}\tau) S_{\vec{1}'}^{\alpha'}(\tau') \sigma(\beta) \rangle_0$$

$$K_{ss}^{\alpha\alpha'}(\vec{r}\tau; \vec{r}'\tau') = \langle \sigma(\beta) \rangle_0^{-1} \langle \mathbf{T} \psi^+(\vec{r}\tau) s^\alpha \psi(\vec{r}\tau) \psi^+(\vec{r}'\tau') s^{\alpha'} \psi(\vec{r}'\tau') \sigma(\beta) \rangle_0$$

где $\sigma(\beta) = \mathbf{T} \exp \left\{ \int_0^\beta [\mathcal{H}_d^{(int)}(\tau) + \mathcal{H}_{sd}(\tau)] d\tau \right\}$ – температурная матрица рассеяния, \mathbf{T} – оператор упорядочивания по времени, $\beta = 1/kT$, T – температура. Все операторы в (4.7) взяты в представлении взаимодействия, т.е. $A(\tau) = \exp[(\mathcal{H}_s^{(0)} + \mathcal{H}_d^{(0)})\tau] A \exp[-(\mathcal{H}_s^{(0)} + \mathcal{H}_d^{(0)})\tau]$. В функциях Грина K_{ds} , K_{sd} , K_{ss} s^α является векторным оператором, составленным из матриц Паули, и

$$\psi(\vec{r}\tau) = \begin{pmatrix} \psi_\uparrow(\vec{r}\tau) \\ \psi_\downarrow(\vec{r}\tau) \end{pmatrix}.$$

Индексы $\nu, \nu' = \{\uparrow, \downarrow\}$ нумеруют спин электрона матрицы. Индексы $\alpha, \alpha' = \{+, -, z\}$ являются индексами спиновых операторов, описывающих спины гранулы. Статистическое усреднение в $\langle \dots \rangle_0$ определяется гамильтонианом $\mathcal{H}_s^{(0)} + \mathcal{H}_d^{(0)}$.

Диаграммная техника для функций Грина (4.7) описана в [7] и является частным случаем диаграммной техники, развитой в главе 2. Рассмотрим приближения диаграммного разложения для функций Грина $G_{\nu\nu'}$ и K_{dd}^{-+} . В приближении самосогласованного поля в представлении собственных функций $\varphi_\lambda^{(p)}$ гамильтониана $\mathcal{H}_s^{(0)}$ после преобразования Фурье по переменным $\tau - \tau'$ электронная функция Грина будет равна

$$G_{p,p',\lambda,\lambda',\nu,\nu'}^{(0)}(\omega_n) = \frac{\delta_{pp'} \delta_{\lambda\lambda'} \delta_{\nu\nu'}}{\beta(i\hbar\omega_n - \varepsilon_{\lambda,\nu}^{(p)})} \equiv G_{p,\lambda,\nu}^{(0)}(\omega_n) \delta_{pp'} \delta_{\lambda\lambda'} \delta_{\nu\nu'} \quad (4.8)$$

где $\hbar\omega_n = (2n + 1)\pi/\beta$, n – целое число,

$$\varepsilon_{\lambda,\nu}^{(p)} = \bar{\varepsilon}_\lambda^{(p)} \mp \left(\frac{1}{2} g\mu_B H + \sum_{\vec{1}} \langle S_{\vec{1}}^z \rangle_0 \int \varphi_\lambda^{(p)*}(\vec{r}) J(\vec{r} - \vec{1}) \varphi_\lambda^{(p)}(\vec{r}) d^3\vec{r} \right) \quad (4.9)$$

$\bar{\varepsilon}_\lambda^{(p)}$ в (4.9) есть энергия электрона, определяемая уравнением (4.3) и отсчитанная от уровня Ферми в отсутствие обменного взаимодействия. Верхний знак берется для $\nu = \uparrow$, а нижний – для $\nu = \downarrow$. $s - d$ -обменное взаимодействие расщепляет электронный уровень на два.

Спиновая функция Грина после преобразования Фурье по $\tau - \tau'$ в приближении самосогласованного поля имеет вид ([7] и глава 2)

$$K_{dd}^{(0)-+}(\vec{1}, \vec{1}', \omega_n) = K^{(0)}(\vec{1}, \omega_n) \delta_{\vec{1}\vec{1}'} \quad (4.10)$$

где

$$K^{(0)}(\vec{1}, \omega_n) = \frac{2\langle S_{\vec{1}}^z \rangle_0}{y - i\beta\hbar\omega_n};$$

$$y = \beta[g\mu_B H + \sum_{\vec{1}'} I(\vec{1} - \vec{1}') \langle S_{\vec{1}'}^z \rangle_0 + \int J(\vec{r} - \vec{1}) \langle (\psi_{\uparrow}^+(\vec{r})\psi_{\uparrow}(\vec{r}) - \psi_{\downarrow}^+(\vec{r})\psi_{\downarrow}(\vec{r})) \rangle_0 d^3\vec{r}].$$

Величина y пропорциональна сумме магнитного поля и величине молекулярного поля, действующего на спин в узле $\vec{1}$ со стороны других спинов гранулы и электронов матрицы, $\hbar\omega_n = 2n\pi/\beta$, $\langle S_{\vec{1}}^z \rangle_0 = SB_S(Sy)$, B_S – функция Бриллюэна для спина S .

Приближение самосогласованного поля (4.8), (4.10) для функций Грина является нулевым приближением разложения по обратному радиусу обменного взаимодействия. Этим затравочным функциям Грина сопоставляются направленные линии (Рис. 4.2а). Следующие приближения для функций Грина получаются из уравнения Дайсона, которое для спиновых функций (4.7)

$$\hat{K}^{\alpha\alpha'} = \begin{pmatrix} K_{dd}^{\alpha\alpha'} & K_{ds}^{\alpha\alpha'} \\ K_{sd}^{\alpha\alpha'} & K_{ss}^{\alpha\alpha'} \end{pmatrix}$$

имеет вид

$$\hat{K}^{\alpha\alpha'} = \hat{\Sigma}^{\alpha\alpha'} + \hat{\Sigma}^{\alpha\alpha'} \hat{V} \hat{K}^{\alpha\alpha'} \quad (4.11)$$

где

$$\hat{V} = \begin{pmatrix} V_{dd} & V_{ds} \\ V_{sd} & V_{ss} \end{pmatrix} = \beta \begin{pmatrix} \frac{1}{2}I(\vec{1} - \vec{1}') & J(\vec{1} - \vec{r}) \\ J(\vec{r} - \vec{1}) & 0 \end{pmatrix};$$

$$J(\vec{1} - \vec{r}) = J(\vec{r} - \vec{1});$$

$$\hat{\Sigma}^{\alpha\alpha'} = \begin{pmatrix} \Sigma_{dd}^{\alpha\alpha'}(\vec{1}\tau; \vec{1}'\tau') & \Sigma_{ds}^{\alpha\alpha'}(\vec{1}\tau; \vec{r}'\tau') \\ \Sigma_{sd}^{\alpha\alpha'}(\vec{r}\tau; \vec{1}'\tau') & \Sigma_{ss}^{\alpha\alpha'}(\vec{r}\tau; \vec{r}'\tau') \end{pmatrix}$$

есть собственная энергетическая часть, которая описывается диаграммами, не разрезаемыми по линии взаимодействия. В соответствии с индексами диаграммы $\hat{\Sigma}^{\alpha\alpha'}$ имеют внешние спиновые вершины d -системы или внешние электронные вершины s -системы. По внутренним переменным $\vec{1}$, \vec{r} рядом стоящих матриц $\hat{\Sigma}^{\alpha\alpha'}$, \hat{V} , $\hat{K}^{\alpha\alpha'}$ в (4.11) предполагается, соответственно, суммирование и интегрирование.

a. $G_{p,\lambda,\downarrow}^{(0)}(\omega_n) = \left(\begin{array}{c} \text{---} \blacktriangleright \text{---} \\ \text{---} \blacktriangleleft \text{---} \end{array} \right)$

$K_{dd}^{(0)+}(\vec{1}, \vec{1}', \omega_n) = \vec{1} \left(\text{---} \blackrightarrow \text{---} \right) \vec{1}'$

$\beta J(p, \lambda, \vec{1}) = p, \lambda \text{---} \text{wavy} \text{---} \vec{1}$

$\frac{1}{2} \beta I(\vec{1} - \vec{1}') = \vec{1} \text{---} \text{dotted} \text{---} \vec{1}'$

b. $\Sigma_{dd}^{(0)+}(\vec{1}, \vec{1}', \omega_n) = \vec{1} \left(\text{---} \blackrightarrow \text{---} \right) \vec{1}'$

$\Sigma_{ss}^{(1)+}(p, p', \lambda, \lambda', \omega_n) = p, \lambda \left(\text{---} \blacktriangleright \text{---} \blacktriangleleft \text{---} \right) p', \lambda'$

c. $K_{dd}^{(1)+}(\vec{1}, \vec{1}', \omega_n) \equiv \left(\text{---} \blackrightarrow \text{---} \right) = \left(\text{---} \blackrightarrow \text{---} \right) +$

$+ \left(\text{---} \blackrightarrow \text{---} \right) \text{---} \text{dotted} \text{---} \left(\text{---} \blackrightarrow \text{---} \right) + \left(\text{---} \blackrightarrow \text{---} \right) \text{---} \text{wavy} \text{---} \left(\text{---} \blacktriangleright \text{---} \blacktriangleleft \text{---} \right) \text{---} \text{wavy} \text{---} \left(\text{---} \blackrightarrow \text{---} \right)$

Рис. 4.2: (a) Затравочные функции Грина и линии взаимодействия. (b) Собственно-энергетические диаграммы, отвечающие введению спиновых волн и спин-поляризационных возбуждений. (c) Уравнение, описывающее спиновые возбуждения.

Для получения приближения первого порядка по обратному радиусу обменного взаимодействия в $\hat{\Sigma}$ необходимо взять диаграммы, содержащие не более одной петли ([7] и глава 2). Ограничимся безпетлевыми диаграммами в $\hat{\Sigma}$ по взаимодействию I и однопетлевыми диаграммами по обменному взаимодействию J . Эти приближения отвечают введению спиновых волн в грануле и коллективным возбуждениям спина гранулы и электронов матрицы (спин-поляризационным возбуждениям). Для $\alpha = -$, $\alpha' = +$ соответствующие затравочные линии взаимодействия и собственно-энергетические диаграммы показаны на (Рис. 4.2а,б) в представлении собственных функций $\varphi_\lambda^{(p)}(\vec{r})$ уравнения (4.3). $s-d$ -обменное взаимодействие в представлении $\varphi_\lambda^{(p)}(\vec{r})$ взято в приближении

$$J(p, \lambda, \vec{1}) = \int \varphi_\lambda^{(p)*}(\vec{r}) J(\vec{r} - \vec{1}) \varphi_\lambda^{(p)}(\vec{r}) d^3\vec{r}$$

При этом мы пренебрегаем переходами между уровнями (p, λ) и (p', λ') , которые $s-d$ -обменное взаимодействие может индуцировать благодаря членам $\int \varphi_{\lambda'}^{(p')*}(\vec{r}) J(\vec{r} - \vec{1}) \varphi_\lambda^{(p)}(\vec{r}) d^3\vec{r}$ с $\lambda \neq \lambda'$, $p \neq p'$.

Уравнение Дайсона (4.11) в выбранном приближении для $\alpha = -$, $\alpha' = +$ запишется в виде

$$\begin{aligned} K_{dd}^{(1)-+} &= \Sigma_{dd}^{(0)-+} + \Sigma_{dd}^{(0)-+} V_{dd} K_{dd}^{(1)-+} + \Sigma_{dd}^{(0)-+} V_{ds} K_{sd}^{(1)-+} \\ K_{sd}^{(1)-+} &= \Sigma_{ss}^{(1)-+} V_{sd} K_{dd}^{(1)-+} \end{aligned} \quad (4.12)$$

$$K_{ds}^{(1)-+} = \Sigma_{dd}^{(0)-+} V_{dd} K_{ds}^{(1)-+} + \Sigma_{dd}^{(0)-+} V_{ds} K_{ss}^{(1)-+}$$

$$K_{ss}^{(1)-+} = \Sigma_{ss}^{(1)-+} + \Sigma_{ss}^{(1)-+} V_{sd} K_{ds}^{(1)-+}$$

При отличном от нуля взаимодействии V_{sd} , V_{ds} происходит поляризация спинов s -системы со стороны d -системы и, наоборот, электроны s -системы влияют на спины d -системы. Из (4.12) получаем интегральное уравнение для спиновой функции Грина, описывающее спиновые возбуждения гранулированной структуры (Рис. 4.2с)

$$\begin{aligned} K_{dd}^{(1)-+}(\vec{1}, \vec{1}', \omega_n) &= \Sigma_{dd}^{(0)-+}(\vec{1}, \vec{1}', \omega_n) + \sum_{\vec{2}, \vec{3}} \Sigma_{dd}^{(0)-+}(\vec{1}, \vec{2}, \omega_n) \times \\ &\times \left[\frac{1}{2} \beta I (\vec{2} - \vec{3}) + \beta^2 \sum_{p, p', \lambda, \lambda'} J(p, \lambda, \vec{2}) \Sigma_{ss}^{(1)-+}(p, p', \lambda, \lambda', \omega_n) J(p', \lambda', \vec{3}) \right] K_{dd}^{(1)-+}(\vec{3}, \vec{1}', \omega_n) \end{aligned} \quad (4.13)$$

где

$$\Sigma_{dd}^{(0)-+}(\vec{1}, \vec{2}, \omega_n) = K_{dd}^{(0)-+}(\vec{1}, \vec{2}, \omega_n)$$

$$\begin{aligned}
\Sigma_{ss}^{(1)-+}(p, p', \lambda, \lambda', \omega_n) &= -\delta_{pp'}\delta_{\lambda\lambda'} \sum_m G_{p,\lambda,\downarrow}^{(0)}(\omega_m) G_{p,\lambda,\uparrow}^{(0)}(\omega_m - \omega_n) = \\
&= -\delta_{pp'}\delta_{\lambda\lambda'} \frac{n_F(\varepsilon_{\lambda,\uparrow}^{(p)}) - n_F(\varepsilon_{\lambda,\downarrow}^{(p)})}{\beta(i\hbar\omega_n - \varepsilon_{\lambda,\downarrow}^{(p)} + \varepsilon_{\lambda,\uparrow}^{(p)})} \\
n_F(x) &= (e^x + 1)^{-1}
\end{aligned}$$

4.2.3 Спинволновые возбуждения гранул и спин-поляризационные возбуждения

Исследуем решения уравнения (4.13) для случая, когда обменное взаимодействие между спинами гранулы значительно больше обменного взаимодействия между спином гранулы и электронами матрицы $I \gg J$. В этом случае спектр спиновых возбуждений разбивается на две части: спинволновые возбуждения гранул и коллективные возбуждения спина гранулы и электронов матрицы – спин-поляризационные возбуждения. При спин-поляризационных возбуждениях вместе с изменением ориентации спина гранулы меняется поляризация близлежащих локализованных электронов матрицы.

Спинволновые возбуждения гранул

Пренебрежем взаимодействием J и заменим суммирование по узлам кристаллической решетки гранулы интегрированием. Тогда уравнение (4.13) после перехода в $I(\vec{r} - r')$ к Фурье-образу по пространственным переменным примет вид интегрального уравнения

$$K_{dd}^{(1)-+}(\vec{r}, \vec{r}', \omega_n) = K^{(0)}(\vec{r}, \omega_n)\delta(\vec{r} - \vec{r}') + AK_{dd}^{(1)-+}(\vec{r}, \vec{r}', \omega_n) \quad (4.14)$$

где

$$AK_{dd}^{(1)-+}(\vec{r}, \vec{r}', \omega_n) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \int a(\vec{r}, \vec{r}'', \vec{q}, \omega_n) \exp[i\vec{q}(\vec{r} - \vec{r}'')] K_{dd}^{(1)-+}(\vec{r}'', \vec{r}', \omega_n) d^3r'' d^3\vec{q},$$

$a(\vec{r}, \vec{r}'', \vec{q}, \omega_n) = \frac{1}{2}\beta K^{(0)}(\vec{r}, \omega_n) I(\vec{q})\theta(\vec{r})\theta(\vec{r}'')$, $I(\vec{q})$ – Фурье-образ взаимодействия $I(\vec{r} - \vec{r}'')$, $\theta(\vec{r}) = 1$ в объеме гранулы и $\theta(\vec{r}) = 0$ вне гранулы. Так как обменное взаимодействие между спинами гранулы имеет малый радиус, в Фурье-образе можно ограничиться членами разложения второго порядка по q

$$I(\vec{q}) = I(0) - \kappa q^2$$

В этом приближении в уравнении (4.14) интегральный оператор A является псевдодифференциальным оператором второго порядка [41] и уравнение (4.14) сводится к краевой задаче. Спектр спиновых волн определяется полюсами спиновой функции Грина при

аналитическом продолжении $i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta \text{sign } \omega$ ($\delta \rightarrow +0$). Это эквивалентно решению задачи на собственные значения – нахождению функций распределения спиновых колебаний $\chi(\vec{r}, \vec{q})$ на грануле

$$(1 - A)\chi(\vec{r}, \vec{q}) = 0. \quad (4.15)$$

В предположении, что средняя намагниченность в грануле одинакова по всему объему, $\langle S_{\vec{r}}^z \rangle_0 = \langle S^z \rangle_0$, уравнение (4.15) в объеме гранулы примет вид

$$[-\hbar\omega + g\mu_B H - \kappa \langle S^z \rangle_0 \sum_{i=1}^3 \partial^2 / \partial r_i^2] \chi(r, \vec{q}) = 0.$$

Собственные значения (4.15) определяют спектр энергий стоячих спиновых волн на грануле

$$\varepsilon_{sw}(\vec{q}) = g\mu_B H + \langle S^z \rangle_0 \kappa q^2, \quad (4.16)$$

где $q^2 \propto (\pi \vec{k} / d)^2$, d – размер гранулы, $\vec{k} = (k_1, k_2, k_3)$ – целочисленный вектор ($k_i = 0, 1, 2, \dots$). Спектр спиновых волн (4.16) ограничивается сверху энергией возбуждения стонеровской пары электронов в грануле.

Спин-поляризационные возбуждения

Теперь рассмотрим уравнение (4.13) с членом, содержащим $\Sigma_{ss}^{(1)-+}$ и J , который определяет взаимодействие спинов гранулы с электронами матрицы

$$K_{dd}^{(1)-+}(\vec{r}, \vec{r}', \omega_n) = K^{(0)}(\vec{r}, \omega_n) \delta(\vec{r} - \vec{r}') + (A + B) K_{dd}^{(1)-+}(\vec{r}, \vec{r}', \omega_n), \quad (4.17)$$

где

$$BK_{dd}^{(1)-+}(\vec{r}, \vec{r}', \omega_n) = \beta^2 K^{(0)}(\vec{r}, \omega_n) \theta(\vec{r}) \sum_{p, \lambda} \frac{1}{V_a} \int_V J(p, \lambda, \vec{r}) \times \\ \times \Sigma_{ss}^{(1)-+}(p, p, \lambda, \lambda, \omega_n) J(p, \lambda, \vec{r}'') K_{dd}^{(1)-+}(\vec{r}'', \vec{r}', \omega_n) d^3 r'',$$

V_a – объем элементарной ячейки гранулы. Интегрирование ведется по объему гранулы V .

Так как псевдодифференциальный оператор A эллиптический на грануле и $J \ll I$, то мы можем разделить уравнение (4.17) на A [41] и найти первые члены разложения по B/A . С учетом собственных функций уравнения (4.15) в первом приближении по B/A спектр спиновых возбуждений после аналитического продолжения $i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta \text{sign } \omega$ определится соотношением

$$\int_V \chi^*(\vec{r}, \vec{q}) (1 - A - B) \chi(\vec{r}, \vec{q}) d^3 \vec{r} = 0$$

Пренебрегая зависимостью $\langle S_1^z \rangle_0$ от пространственной переменной, получим

$$\hbar\omega = \varepsilon_{sw}(\vec{q}) + 2 \sum_{p,\lambda} m_\lambda^{(p)} \left\{ J(p, \lambda, \vec{q}) + \frac{2\langle S^z \rangle_0}{\hbar\omega - E_\lambda^{(p)}} |J(p, \lambda, \vec{q})|^2 \right\}, \quad (4.18)$$

где $m_\lambda^{(p)} = \frac{1}{2}[n_F(\varepsilon_{\lambda,\uparrow}^{(p)}) - n_F(\varepsilon_{\lambda,\downarrow}^{(p)})]$ – среднее значение спина электрона на уровне λ локализованного состояния p , $J(p, \lambda, \vec{q}) = \int_V J(p, \lambda, \vec{r}) \chi(\vec{r}, \vec{q}) d^3\vec{r}$, $E_\lambda^{(p)} = \varepsilon_{\lambda,\downarrow}^{(p)} - \varepsilon_{\lambda,\uparrow}^{(p)} = g\mu_B H + 2 \sum_{\vec{1}} J(p, \lambda, \vec{1}) \langle S_1^z \rangle_0$.

Если ограничится N уровнями (p, λ) , то уравнение (4.18) при фиксированном значении $\varepsilon_{sw}(\vec{q})$ будет иметь $N + 1$ корней. Функция $K_{dd}^{(1)-+}$ в (4.12) приобретает N дополнительных полюсных особенностей, соответствующих одночастичным коллективным возбуждениям d - и s -систем. Такие же полюсные особенности появляются у функций $K_{sd}^{(1)-+}$, $K_{ds}^{(1)-+}$ и $K_{ss}^{(1)-+}$. При $E_\lambda^{(p)} \ll kT$ среднее значение спина электрона меньше значений спина гранулы $m_\lambda^{(p)} \ll \langle S^z \rangle_0$ и N значений корней уравнения (4.18) будут близки к величинам расщепления уровней (p, λ)

$$\hbar\omega_\lambda^{(p)}(\vec{q}) = E_\lambda^{(p)} + O(m_\lambda^{(p)}/\langle S^z \rangle_0).$$

При $\omega \rightarrow \omega_\lambda^{(p)}(\vec{q})$ изменение направлений спинов гранулы $\langle S^z \rangle_0$ будет сопровождаться переходом электрона между двумя спиновыми подуровнями (p, λ, \uparrow) и (p, λ, \downarrow) в матрице и изменением поляризации уровня (p, λ) . Это дает основание назвать такие возбуждения спин-поляризационными возбуждениями. Верхняя граница полосы частот спин-поляризационных возбуждений определяется величиной $s - d$ -обменного взаимодействия между спинами гранулы и электроном на уровне (p, λ) , когда электрон в локализованном состоянии p находится вблизи границы гранулы ∂V

$$0 < \hbar\omega_\lambda^{(p)}(\vec{q}) - g\mu_B H < 2 \sum_{\vec{1}} J(p, \lambda, \vec{1}) \langle S_1^z \rangle_0 |_{\partial V}. \quad (4.19)$$

4.2.4 Спин-поляризационная релаксация

Исследуем релаксацию спиновых возбуждений гранулированной структуры. Запишем уравнение (4.17) для $K_{dd}^{(1)-+}(\vec{r}, \vec{r}', \omega_n)$ в представлении функций спиновых колебаний гранулы $\chi(\vec{r}, \vec{q})$. Тогда затухание спиновых возбуждений γ определится мнимой частью полюса функции Грина

$$K_{dd}^{(1)-+}(\vec{q}, \omega_n) \delta(\vec{q} - \vec{q}') = \int_V \int_V \chi^*(\vec{r}, \vec{q}) K_{dd}^{(1)-+}(\vec{r}, \vec{r}', \omega_n) \chi(\vec{r}', \vec{q}') d^3\vec{r} d^3\vec{r}',$$

которая при аналитическом продолжении $i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta \operatorname{sign} \omega$, равна

$$\text{Im} \int_V \chi^*(\vec{r}, \vec{q})(1 - A - B)\chi(\vec{r}, \vec{q}) d^3\vec{r} |_{i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta \text{sign } \omega}.$$

Учитывая явный вид операторов A и B , получаем

$$\begin{aligned} \hbar\gamma(\omega, \vec{q}) &= 2\beta \langle S^z \rangle_0 \sum_{p,\lambda} |J(p, \lambda, \vec{q})|^2 \text{Im} \Sigma_{ss}^{(1)-+}(p, p, \lambda, \lambda, \omega_n) |_{i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta \text{sign } \omega} = \\ &= 4\pi \langle S^z \rangle_0 \sum_{p,\lambda} |J(p, \lambda, \vec{q})|^2 m_\lambda^{(p)} \delta(\hbar\omega - E_\lambda^{(p)}). \end{aligned} \quad (4.20)$$

Рассмотрим релаксацию однородных спиновых возбуждений гранул, т.е. релаксацию при малых q . В этом случае в силу условия $J \ll I$ затухание спиновых возбуждений гранул определится спин-поляризационными возбуждениями, в которых одновременно изменяется направление спина гранулы и электрон в матрице переходит с одного спинового подуровня расщепленного состояния (p, λ) на другой спиновый подуровень в переворотом спина. Электронными состояниями могут являться глубоко лежащие по энергии локализованные электронные состояния в матрице (Рис. 4.3а) или состояния, которые образуются в результате термической активации электрона из гранулы в зону проводимости матрицы (Рис. 4.3б). Исходя из этого, исследуем релаксацию спиновых возбуждений в этих двух случаях.

Релаксация, определяемая электронными переходами между подуровнями глубоко лежащих локализованных состояний в матрице

Для нахождения конкретной формулы, описывающей релаксацию в гранулированной структуре, сделаем ряд допущений.

(1). Допустим, что энергетическое распределение и пространственное положение локализованных состояний p в гранулированной структуре можно характеризовать плотностью энергетических уровней в единице объема на интервал энергии $\bar{g}(\bar{\varepsilon}_\lambda^{(p)}, \vec{r})$. Введение плотности позволяет перейти от релаксации спиновых возбуждений гранулы (4.20) к релаксации спиновых возбуждений гранулированной структуры с усреднением по всем гранулам. При этом суммирование по p и λ в (4.20) заменяется интегрированием по объему матрицы и по энергиям уровней локализованных состояний с весом $\bar{g}(\varepsilon, \vec{r})$. Благодаря наличию множителя $m_\lambda^{(p)}$ в (4.20), основной вклад в релаксацию вносят локализованные состояния с энергиями в полосе $2kT$ вблизи уровня Ферми. Мы будем полагать, что в полосе $2kT$ энергетические уровни распределены равномерно и пространственное распределение является однородным, т.е. плотность $\bar{g}(\varepsilon, \vec{r}) = \bar{g} = \text{const}$.

(2). Обменное взаимодействие в соотношении (4.20) определяется интегрированием по грануле V и интегрированием по объему матрицы

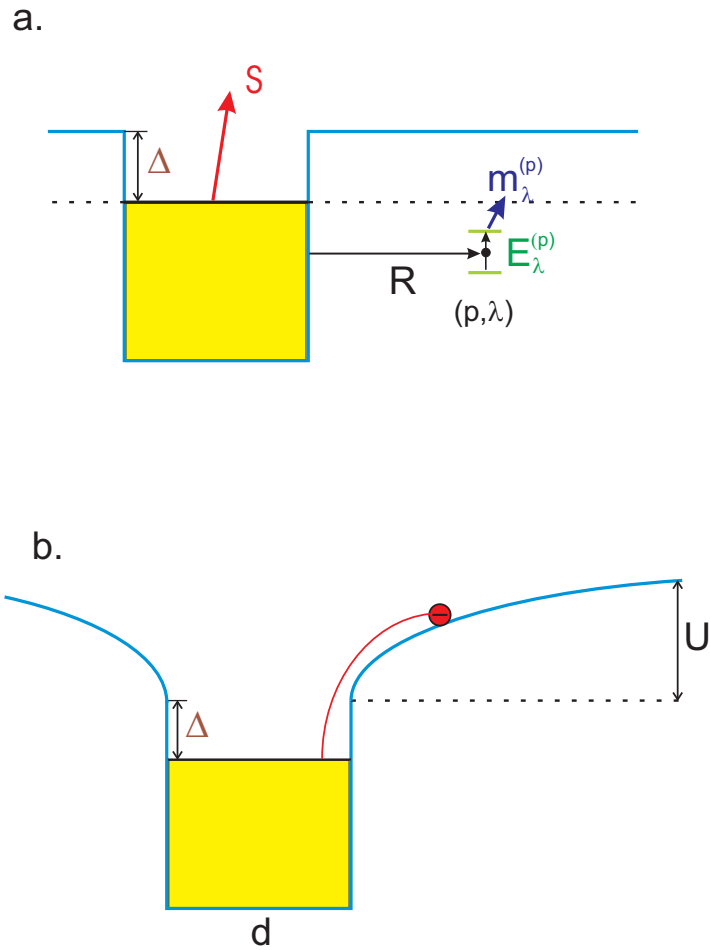


Рис. 4.3: (а) Расположение глубоко лежащего по энергии локализованного состояния относительно гранулы. $m_\lambda^{(p)}$ – среднее значение спина электрона на уровне λ локализованного состояния p , S – спин гранулы, d – размер гранулы. (б) Изменение энергетической структуры при активации электрона из гранулы.

$$J(p, \lambda, \vec{q}) = \int_V d^3\vec{r}' \int d^3\vec{r} \varphi_\lambda^{(p)*}(\vec{r}) J(\vec{r} - \vec{r}') \varphi_\lambda^{(p)}(\vec{r}) \chi(\vec{r}', \vec{q}). \quad (4.21)$$

Если волновые функции $\varphi_\lambda^{(p)}$ локализованных состояний являются водородоподобными [131], то, учитывая короткодействующий характер взаимодействия $J(\vec{r} - \vec{r}')$, функции $J(p, \lambda, \vec{q})$ при $\vec{q} \rightarrow 0$ будут экспоненциально спадать с расстоянием

$$J(p, \lambda, \vec{q}) = J_0 \exp(-\xi_\lambda^{(p)} R),$$

где $\xi_\lambda^{(p)}$ – обратный радиус взаимодействия спина гранулы с локализованным состоянием (p, λ) , R – расстояние от центра водородоподобного состояния p до границы гранулы. При усреднении по всем энергетическим уровням локализованных состояний N будем полагать, что $J(p, \lambda, \vec{q})$ имеет экспоненциальный спад с расстоянием со средним обратным радиусом $\xi = N^{-1} \sum_{p,\lambda} \xi_\lambda^{(p)}$.

(3). Будем рассматривать случай, когда расстояние между гранулами $l \gg \xi^{-1}$. Это даст возможность не учитывать взаимодействие между гранулами и верхний предел интегрирования по пространственной переменной в матрице положить равным бесконечности. Будем считать, что разность между дном зоны проводимости матрицы и уровнем Ферми металлической частицы $\Delta \gg kT$ (Рис. 4.3а). Поэтому верхний предел интегрирования по энергии локализованных состояний также можно положить равным бесконечности. В этом случае локализованные состояния с энергиями в полосе $2kT$ вблизи уровня Ферми будем называть глубоко лежащими состояниями.

С учетом вышеизложенных допущений затухание спиновых возбуждений в гранулированной структуре в диапазоне частот $0 < \hbar\omega - g\mu_B H < 2J_0 \langle S^z \rangle_0$ будет равно

$$\begin{aligned} \hbar\gamma(\omega) = 2\pi \langle S^z \rangle_0 \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \int_0^{\infty} dr 4\pi r^2 \bar{g} J_0^2 \exp(-2\xi r) \left\{ \frac{1}{\exp[\beta(\varepsilon - E/2)] + 1} - \right. \\ \left. - \frac{1}{\exp[\beta(\varepsilon + E/2)] + 1} \right\} \delta(\hbar\omega - E) = \frac{2\pi^2 \bar{g} (\hbar\omega - g\mu_B H) \hbar\omega}{\xi^3 \langle S^z \rangle_0} \ln^2 \frac{2J_0 \langle S^z \rangle_0}{\hbar\omega - g\mu_B H}, \end{aligned} \quad (4.22)$$

где $E = 2\langle S^z \rangle_0 J_0 \exp(-\xi r) + g\mu_B H$.

При $\hbar\omega < g\mu_B H$ и $\hbar\omega > g\mu_B H + 2\langle S^z \rangle_0 J_0$ затухание равно нулю. Максимальное отношение затухания к частоте будет наблюдаться при $\hbar\omega = g\mu_B H + 2\exp(-2)\langle S^z \rangle_0 J_0$:

$$\max \frac{\gamma}{\omega} = \frac{16\pi^2 \bar{g} J_0}{\exp(2)\xi^3}.$$

Из соотношения (4.22) видно, что коэффициент релаксации, определяемый электронными переходами между подуровнями глубоко лежащих локализованных состояний в матрице с переворотом спина, не зависит от температуры.

Релаксация, определяемая переходами между подуровнями при термической активации электрона из гранулы

Рассмотрим энергетическую структуру гранулы в матрице в случае, когда уровень Ферми металлической гранулы лежит ниже дна зоны проводимости матрицы на величину энергии Δ . При термической активации электрон преодолевает энергию Δ и гранула приобретает заряд, равный количеству электронов, покинувших гранулу. Допустим, что гранула имеет форму сферы с диаметром d . Тогда удаление Z электронов из гранулы приведет к понижению энергии гранулы на $U = Ze^2/2C$ (Рис. 4.3b), где e – заряд электрона, $C = \tilde{\epsilon}d/2$ – электрическая емкость гранулы в матрице с диэлектрической проницаемостью $\tilde{\epsilon}$. Часть термически активированных электронов не удаляется на бесконечно большое расстояние от гранулы и формирует электронную "шубу" гранулы. Волновые функции электронной шубы определяются кулоновским полем гранулы и мы будем их считать водородоподобными. Так как обменное взаимодействие приближенно имеет контактный характер $J(\vec{r}-\vec{1}) \propto \delta(\vec{r}-\vec{1})$, из всех уровней (p, λ) шубы будем учитывать только водородоподобные s -состояния [131]

$$\varphi_n(\vec{r}) = \pi^{-1/2} \left(\frac{Z}{n} \right)^{3/2} F(-n+1, 2, 2Z\rho/n) \exp(-Z\rho/n),$$

где $\rho = me^2|\vec{r}|/\hbar^2$, m – масса электрона, F – вырожденная гипергеометрическая функция, индекс (p, λ) сводится к индексу n . Функция $J(p, \lambda, \vec{q}) = J(n, \vec{q})$ в (4.20), (4.21) определяется интегрированием по грануле и по объему матрицы. Для водородоподобных s -состояний при больших значениях n и $\vec{q} \rightarrow 0$ основной член взаимодействия будет иметь вид

$$J(n, 0) = \frac{J_0 Z^3}{\pi n^3} + O(n^{-4}). \quad (4.23)$$

Заменяя в (4.20) суммирование интегрированием, учитывая соотношение (4.23) с точностью до членов $O(n^{-4})$ и то, что $E_\lambda^{(p)} = E_n = \varepsilon_{n,\downarrow} - \varepsilon_{n,\uparrow} = g\mu_B H + 2J(n, 0)\langle S^z \rangle_0$, мы можем записать коэффициент затухания спиновых возбуждений (4.20) при $\hbar\omega > g\mu_B H$ в виде

$$\begin{aligned} \hbar\gamma(\omega) &= \frac{\pi(\hbar\omega - g\mu_B H)^2}{2\langle S^z \rangle_0} \sum_n \left\{ \frac{1}{\exp[\beta(\Delta + f_n)] + 1} - \frac{1}{\exp[\beta(\Delta + f_n + \hbar\omega)] + 1} \right\} \delta(\hbar\omega - E_n) = \\ &= \frac{\pi^{2/3} J_0 Z [\exp(\beta\hbar\omega) - 1]}{3[\exp(-\beta(\Delta + f)) + 1][\exp(\beta(\Delta + f + \hbar\omega)) + 1]} \left(\frac{\hbar\omega - g\mu_B H}{2J_0 \langle S^z \rangle_0} \right)^{2/3}, \end{aligned} \quad (4.24)$$

где $f_n = U - \zeta/n^2$ – энергия электрона при активации в состоянии n , отсчитанная от дна зоны проводимости вблизи границы гранулы, $\zeta = mZ^2 e^4 / 2\hbar^2$,

$$f = U - \frac{\zeta}{Z^2} \left[\frac{\pi(\hbar\omega - g\mu_B H)}{2J_0 \langle S^z \rangle_0} \right]^{2/3}.$$

При вычислении соотношения (4.24) учитывались такие n , чтобы энергия f_n и, соответственно, f были положительными величинами. $\hbar\omega = g\mu_B H$ или $f = U$ определяет нижнюю границу релаксации. При $\hbar\omega < g\mu_B H$ затухание равно нулю. Верхняя граница затухания определяется соотношением $f = 0$:

$$\hbar\omega \leq g\mu_B H + \left(\frac{U}{\zeta}\right)^{3/2} \frac{Z^3 J_0 \langle S^z \rangle_0}{\pi}.$$

Из соотношения (4.24) видно, что коэффициент релаксации γ имеет сильную зависимость от температуры.

4.2.5 Модель тонкого сферического поглощающего слоя при спин-поляризационной релаксации

Согласно предыдущему разделу релаксация спиновых возбуждений гранул сопровождается переходом неспаренного электрона между обменно-расщепленными уровнями на локализованных состояниях (дефектах, примесях) в матрице, которые расположены на расстоянии Δr от границы гранулы, и изменением его спиновой поляризации. На частотах СВЧ диапазона для случая $\langle S \rangle_0 \gg 1$ обменно расщепленные уровни электронов локализованных состояний (p, λ) в матрице, которые участвуют в спин-поляризационной релаксации, имеют величину расщепления равную энергии СВЧ кванта $\hbar\omega$ и, вследствие этого, расположены далеко от гранул по сравнению с радиусом взаимодействия спина гранулы с локализованным состоянием $\xi_\lambda^{(p)-1}$ (Рис. 4.3а). Расстояние $\Delta r = R - r$, на котором расположены локализованные состояния от границы гранулы (R – расстояние от центра гранулы, r – радиус гранулы), можно выразить через отношение обменной энергии около границы гранулы к энергии $\hbar\omega$: $\Delta r = \xi_\lambda^{(p)-1} \ln(J_0 \langle S \rangle_0 / \hbar\omega)$. Для $J_0 \gg \hbar\omega$ расстояние Δr может быть достаточно большим по сравнению с $\xi_\lambda^{(p)-1}$. На Рис. 4.4 эти уровни, определяющие релаксацию гранулы A , находятся от этой гранулы на расстоянии R от ее центра и не могут находиться ближе этого расстояния относительно соседних гранул. При увеличении концентрации гранул x увеличивается обменное расщепление уровней локализованных состояний, проистекающее от соседних гранул, и эти состояния уже не вносят вклад в спин-поляризационную релаксацию возбуждений с данной частотой ω . Это приводит к уменьшению магнитно активных уровней в матрице, приходящихся на одну гранулу. Поэтому происходит уменьшение коэффициента затухания $\gamma(\omega)$ с ростом концентрации магнитных гранул.

Для описания этой концентрационной зависимости релаксации может быть предложена модель тонкого сферического поглощающего слоя. Эта модель является упрощенной, в которой мы будем предполагать, что гранулы являются сферическими и локализованные состояния, принимающие участие в релаксации, расположены на сферическом слое с тол-

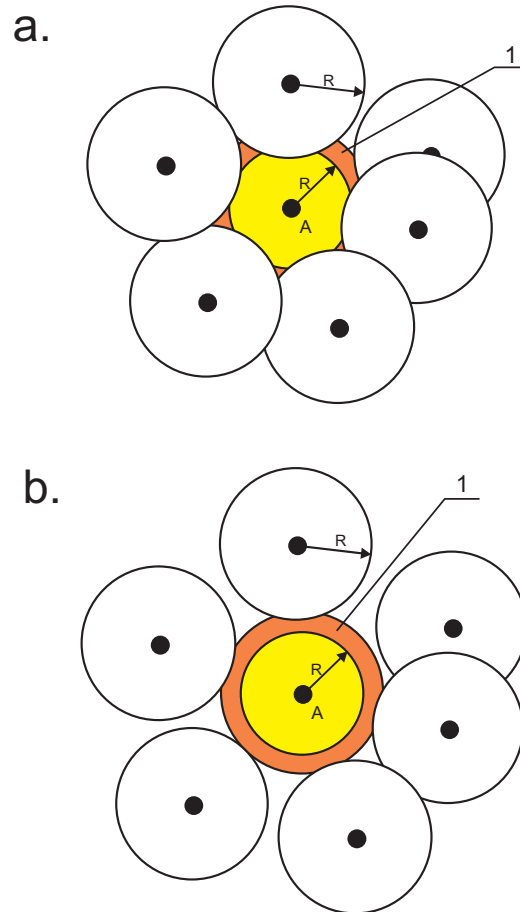


Рис. 4.4: Области магнитно активных уровней (1) в матрице, приходящихся на гранулу A и вносящих вклад в спин-поляризационную релаксацию возбуждений с частотой ω в случае больших (а) и малых (б) концентраций гранул. R – расстояние от центра гранулы до магнитно активного локализованного состояния.

щиной много меньшей чем расстояние до границы гранулы Δr . Зададимся количеством соседей n , окружающих гранулу A (Рис. 4.4). Тогда, если при данной объемной концентрации гранул x_v участок сферического слоя будет расположен дальше расстояния R до центра соседней гранулы, то будем считать, что он вносит свой вклад в релаксацию спиновых возбуждений гранулы A . В противном случае, этот участок не принимает роли в релаксации.

Программа расчета реализована на Fortran Power Station 4.0. При этом связь между атомной x_a и объемной x_v концентрациями гранул учитывалась формулой

$$x_v = \frac{v_{gr}x_a}{v_{gr}x_a + v_{mat}(100 - x_a)},$$

где v_{gr} и v_{mat} – молекулярные объемы вещества гранулы и диэлектрической матрицы, соответственно. На Рис. 4.5 представлены концентрационные зависимости коэффициента релаксации спиновых возбуждений гранулы, нормированной на величину релаксации одиночной гранулы (без влияния соседей), для структуры SiO_2 с наночастицами Co . Кривые приведены для концентраций Co x_a меньших порога перколяции, который наблюдается при 60 at.%. Анализ зависимостей показывает, что увеличение расстояния $\Delta r = R - r$ от гранулы до локализованных состояний в матрице ($R = 1.5 \cdot r$ и $R = 1.8 \cdot r$) приводит к сдвигу кривых в сторону меньших x_a . Максимальная величина релаксации и плато на зависимостях начинают наблюдаться при малых концентрациях гранул. Уменьшение количества соседей n приводит к уменьшению наклона концентрационных зависимостей затухания.

4.2.6 Экспериментальное проявление спин-поляризационной релаксации

При спин-поляризационной релаксации в гранулированных структурах изменение направления спина гранулы сопровождается переходом электрона между двумя подуровнями расщепленного локализованного состояния в матрице и изменением поляризации этого локализованного состояния. Локализованными состояниями могут быть инородные включения или дефекты аморфной матрицы, которые сильно связаны с ее фононной системой. Спин-поляризационная релаксация имеет следующие особенности, которые отличают ее от других релаксационных механизмов: (1) высокие значения коэффициента затухания спиновых возбуждений, (2) увеличение коэффициента затухания с понижением концентрации магнитных гранул, (3) характерная температурная зависимость релаксации, которая определяется разностью между уровнем Ферми гранулы и дном зоны проводимости матрицы Δ . Разберем первые две особенности. Температурные зависимости будут исследованы методом спинволновой спектроскопии и рассмотрены в разделе 3.7.

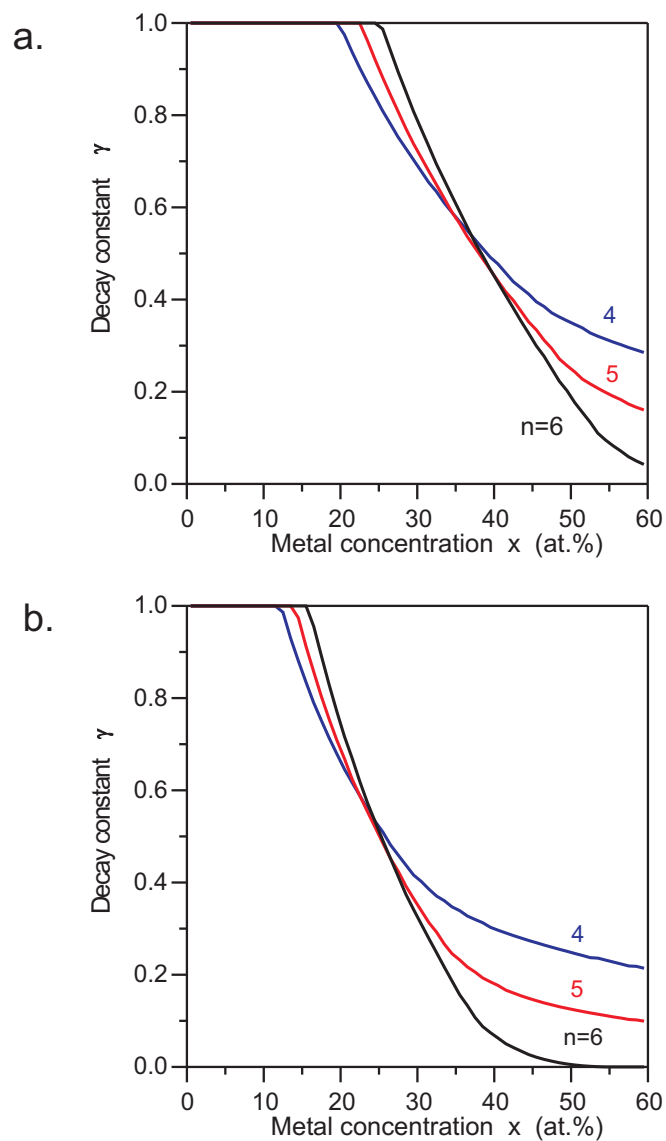


Рис. 4.5: Концентрационные зависимости спин-поляризационной релаксации γ для структуры SiO_2 с наночастицами Co . Расстояние от центра гранулы Co R до локализованных состояний в матрице SiO_2 , принимающих участие в релаксации: (a) $R = 1.5 \cdot r$, (b) $R = 1.8 \cdot r$. r – радиус гранулы. $n = 4, 5, 6$ – количество соседей. При $n = 6$ расчет проводился для кубической упаковки.

Высокие значения коэффициента затухания спиновых возбуждений

Сделаем оценку затухания, определяемого формулой (4.22). Порядок величины междоатомного обменного взаимодействия для ближайших соседей $J_0 = 0.05 - 0.1$ eV [132,133]. Плотность локализованных состояний \bar{g} может быть оценена из температурных зависимостей проводимости гранулированной структуры [130], которая имеет степенной характер. Показатель степени связан с числом локализованных состояний в матрице, через которые осуществляется процесс неупругого резонансного туннелирования между гранулами в полосе $2kT$ вблизи уровня Ферми. Для структур $(a\text{-C:H})_{100-x}\text{Co}_x$ среднее число локализованных состояний между гранулами изменяется от 1 ($x = 46$ at.%) до 2 ($x = 24$ at.%). Это дает возможность оценить \bar{g} в полосе $2kT$. В связи с этим, полагая $\bar{g} = 1$ eV⁻¹nm⁻³, $J_0 = 0.1$ eV, $\langle S^z \rangle_0 = 1/2$, $\xi = 1$ nm⁻¹, при $H = 0$ для $\omega/2\pi = 10$ GHz получим $\gamma/\omega = 0.1$. Столь высокие оценочные значения позволяют объяснить наблюдаемые большие величины магнитной релаксации в [127,129]. Возбуждение спин-поляризационных переходов может быть ответственным за большие значения ΔH в [122,123] и большие коэффициенты поглощения электромагнитного излучения гранулированными структурами.

Увеличение коэффициента затухания с понижением концентрации магнитных гранул

В работах [91, 92] наблюдалось увеличение ΔH с уменьшением концентрации Fe на частотах 9.4 GHz и 35.4 GHz. Развита выше модель позволяет объяснить это явление.

В рамках данной работы экспериментальные исследования были выполнены на пленках аморфной двуокиси кремния с наночастицами ферромагнитного сплава $(a\text{-SiO}_2)_{100-x}(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.4}\text{B}_{0.2})_x$ [94]. Пленки $(a\text{-SiO}_2)_{100-x}(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.4}\text{B}_{0.2})_x$ были напылены на поликоровые подложки, нагретые до 250°C, методом ионно-плазменного кораспыления кварца и сплава $\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.4}\text{B}_{0.2}$ в атмосфере $\text{Ar}+\text{O}_2$ (4.5 at.% O_2). Концентрация металлических наночастиц в напыленных пленках изменялась посредством изменения площадей мишеней кварца и сплава при напылении. Толщина пленок составляла 10 - 16 μm . Состав пленок определялся посредством рентгеновского микроанализа и с помощью просвечивающей электронной микроскопии. Концентрация металлических наночастиц x варьировалась от 22.4 до 71 at.%. Средний размер наночастиц увеличивался с ростом x : от 2.0 nm при $x = 22.4$ at.% до 5 nm при $x = 71$ at.%. Металлические наночастицы находились в ферромагнитной фазе. Часть образцов подвергалась отжигу в течении 30 min при температуре 400°C в вакууме 100 μTorr .

Коэффициент затухания $\gamma(\omega)$ определялся из мнимой части магнитной проницаемости волноводно-резонансным методом на фиксированных частотах 4.8, 6.6, 11.1 и 16.6 GHz при уровнях мощности СВЧ излучения 2 - 5 mW. Использовались образцы с размером $0.5 \times 2 \times 50$ mm. На Рис. 4.6 показана зависимость γ от концентрации x на частоте

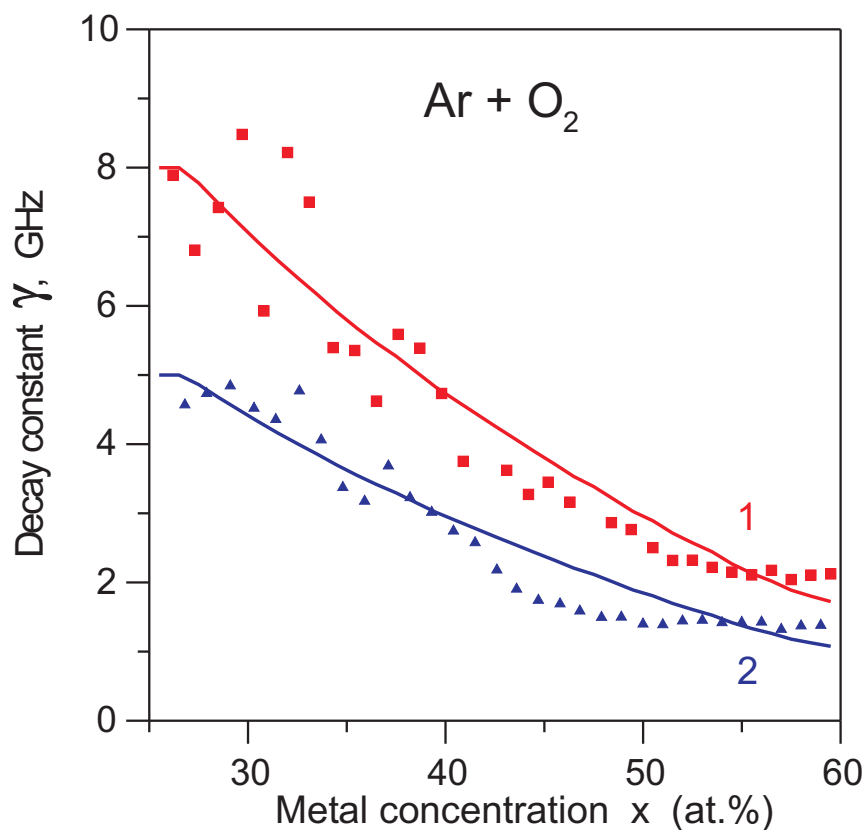


Рис. 4.6: Коэффициент затухания спинволновых возбуждений γ гранулированной структуры $(a\text{-SiO}_2)_{100-x}(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.4}\text{B}_{0.2})_x$ в зависимости от концентрации металлической фазы x на частоте 4.8 GHz. 1 – без отжига, 2 – после отжига при 400°C. Сплошные линии – теоретические зависимости, рассчитанные в рамках модели тонкого сферического поглощающего слоя при среднем количестве соседей $n = 5$ и расстоянии от границ гранул до локализованных состояний в матрице SiO_2 $\Delta r = 1.3$ nm.

4.8 GHz. Коэффициент затухания увеличивался с уменьшением концентрации гранул при $x < 50$ at.%. Видно, что неотожженные пленки обладают большим коэффициентом затухания. Это можно объяснить тем, что локализованными электронными состояниями в аморфной матрице являются дефекты структуры и включения реактивных газов (Ar и O). Атомы Ar имеют заполненные электронные оболочки, поэтому в матрице атомы Ar формируют включения с заполненными обменно расщепленными уровнями, которые не вносят вклад в спин-поляризационную релаксацию. Напротив, атомы кислорода имеют частично заполненные электронные оболочки, которые формируют магнитно активные локализованные электронные состояния, способные поляризоваться и вносить вклад в релаксацию. Отжиг приводит к уменьшению этих дефектов, что является причиной уменьшения коэффициента затухания.

На Рис. 4.6 приведены теоретические зависимости, рассчитанные в рамках модели тонкого сферического поглощающего слоя. Наилучшее согласование с экспериментальными

данными получено для случая, когда среднее количество соседей $n = 5$ и расстояние от границ гранул до локализованных состояний в матрице SiO_2 равно $\Delta r = 1.3 \text{ nm}$. Из сопоставления теоретических зависимостей и экспериментальных данных можно сделать вывод, что модель тонкого сферического поглощающего слоя позволяет описать наблюдаемое увеличение коэффициента затухания спиновых возбуждений с понижением концентрации магнитных гранул.

Экспериментальные исследования по проверке спин-поляризационного механизма релаксации были также проведены на гетероструктурах, состоящих из пленки аморфной двуокиси кремния с наночастицами кобальта на арсенид-галлиевой подложке $(\text{SiO}_2)_{100-x}\text{Co}_x/\text{GaAs}$. Подложки $n\text{-GaAs}$ толщиной 0.4 мм имели ориентацию (100), удельную проводимость 0.9 - 1.0 Ом·см и концентрацию носителей 10^{15} см^{-3} . Пленки $\text{SiO}_2(\text{Co})$ напылялись методом ионно-лучевого распыления с композитной кобальт-кварцевой мишени на подложки GaAs, нагретые до 200°C . Концентрация наночастиц Co в SiO_2 задавалась соотношением площадей кобальта и кварца. Состав напыленных структур определялся методом рентгеноспектрального анализа. Для исследованных структур $\text{SiO}_2(\text{Co})$ содержание Co x находилось в диапазоне от 48 ат.% до 85 ат.%. Толщины пленок лежали в диапазоне 450 нм - 600 нм. Средний размер частиц Co определялся с помощью малоуглового рентгеновского рассеяния и увеличивался с ростом x : от 3.0 нм при $x = 48 \text{ ат.}\%$ до 4.3 нм при $x = 85 \text{ ат.}\%$. При этих размерах частицы Co находятся в однодоменном ферромагнитном состоянии [86, 90, 134]. Спектры ФМР гетероструктур $(\text{SiO}_2)_{100-x}\text{Co}_x/\text{GaAs}$ измерялись на ЭПР спектрометре в диапазоне частот 30 - 50 GHz [125]. На основе измерений были определены ширины линий ФМР ΔH в зависимости от концентрации Co x (Рис. 4.7). В соответствии со спин-поляризационным механизмом релаксации ширина линии ΔH , которая пропорциональна коэффициенту затухания γ , увеличивалась с понижением концентрации магнитных гранул.

Затухание, определяемое спин-поляризационными возбуждениями (формула (4.22)), характеризуется широкополосностью. Верхний предел затухания равен

$$\hbar\omega_{max} = g\mu_B H + 2J_0\langle S^z \rangle_0$$

В реальных гранулированных структурах в поле H входит в качестве слагаемого размагничивающее магнитное поле от соседних гранул. Беря в качестве примера структуры с гранулами кобальта и учитывая, что размагничивающее поле около границы гранулы определяется намагниченностью ($4\pi M \propto 17.9 \text{ kOe}$ [42]), получаем, что при $H = 4\pi M$, $J_0 = 0.1 \text{ eV}$, $\langle S^z \rangle_0 = 1/2$ максимальная частота, при которой работает механизм спин-поляризационной релаксации, равна $\omega_{max}/2\pi = 25 \text{ THz}$. Таким образом, приходим к выводу, что на базе структур с гранулами кобальта можно создать покрытия, поглощающие электромагнитное излучение в широком диапазоне длин волн – сантиметровом, миллимет-

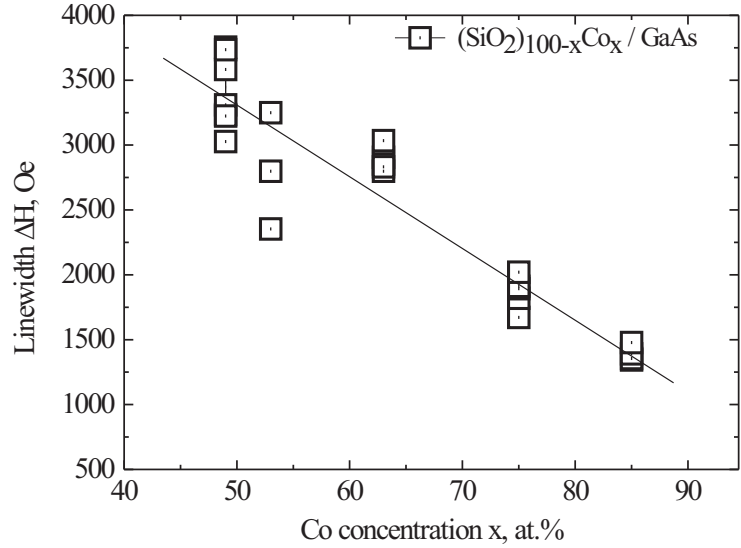


Рис. 4.7: Ширина линии ФМР ΔH в зависимости от концентрации Co x для гетероструктур $(\text{SiO}_2)_{100-x}\text{Co}_x/\text{GaAs}$. (Измерения М. Ходзицкого [125].)

ровом и субмиллиметровом. Оценки показывают, что единица объема гранулированной структуры с гранулами Co способна обеспечить значительно большее поглощение электромагнитной волны по сравнению с ферритовыми покрытиями.

4.3 Длинноволновые спиновые возбуждения в структурах со случайной спиновой ориентацией

4.3.1 Гамильтониан и приближение самосогласованного поля

Рассмотрим спиновую динамику в неупорядоченных магнитных системах на основе модели Гейзенберга и выведенных из этой модели обобщенных уравнений Ландау-Лифшица ([20, 36, 109–111] и глава 3). Спины системы являются спинами наночастиц. Длина волны спиновых волн много больше размеров наночастиц. В этом разделе будем учитывать только переменные магнитные поля, окружающие спины. Гамильтониан спиновой системы в модели Гейзенберга имеет вид

$$\mathcal{H} = -g\mu_B \sum_{\vec{r}} \vec{H} \vec{S}(\vec{r}) - \frac{1}{2} \sum_{\vec{r}, \vec{r}'} J_{\mu\nu}(\vec{r} - \vec{r}') S^\mu(\vec{r}) S^\nu(\vec{r}'), \quad (4.25)$$

где \vec{H} – внешнее магнитное поле, $\mu, \nu = -, +, z$. Мы будем предполагать, что суммирование в (4.25) и во всех последующих соотношениях производится по всем повторяющимся

индексам μ, ν . Суммирование по пространственным переменным \vec{r}, \vec{r}' производится по объему V магнитного образца. g и μ_B есть, соответственно, фактор Ланде и магнетон Бора. $S^\mu(\vec{r})$ – спиновые операторы. $J_{\mu\nu}(\vec{r}-\vec{r}') = J_{\nu\mu}(\vec{r}'-\vec{r})$ – взаимодействие между спинами, являющееся суммой обменного $I_{\mu\nu}$ и магнитного дипольного взаимодействий

$$J_{\mu\nu}(\vec{r}-\vec{r}') = I_{\mu\nu}(\vec{r}-\vec{r}') + (g\mu_B)^2 \nabla_\mu \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \nabla'_\nu,$$

где

$$\nabla_\mu = \{\nabla_-, \nabla_+, \nabla_z\} = \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right), \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x} - i \frac{\partial}{\partial y} \right), \frac{\partial}{\partial z} \right\}.$$

Согласно диаграммному разложению спиновых функций Грина, первое приближение – это приближение самосогласованного поля, в рамках которого находится эффективное поле, действующее на спин, и учитывается влияние соседних спинов ([20, 36, 109] и глава 3). Второе приближение является приближением эффективных функций Грина и взаимодействий (ЭФГВ). В этом приближении определяются полюсы матрицы ЭФГВ, выводятся обобщенные уравнения Ландау-Лифшица, описывающие спинволновые возбуждения и находятся дисперсионные кривые. Следующие члены диаграммного разложения определяют мнимые и действительные поправки к полюсам матрицы ЭФГВ. Мнимые части полюсов дают параметры релаксации спиновых возбуждений, действительные части определяют поправки к дисперсионным кривым. Для описания динамики длинноволновых возбуждений в неупорядоченных магнитных системах и нахождения обобщенного тензора магнитной восприимчивости мы рассмотрим первые два приближения диаграммного разложения – приближение самосогласованного поля и приближение ЭФГВ, в рамках которого рассмотрены уравнения Ландау-Лифшица.

Рассмотрим поле, действующее на спин магнитной наночастицы. Приближение самосогласованного поля эквивалентно перегруппировке членов в гамильтониане \mathcal{H} (4.25). К магнитному полю \vec{H} прибавляются поле обменного взаимодействия и магнитное дипольное поле

$$\begin{aligned} H_\mu^{(ex)}(\vec{r}) &= (g\mu_B)^{-1} \sum_{\vec{r}'} I_{\mu\nu}(\vec{r}-\vec{r}') \langle\langle S^\nu(\vec{r}') \rangle\rangle \\ H_\mu^{(dip)}(\vec{r}) &= g\mu_B \nabla_\mu \sum_{\vec{r}'} \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \nabla'_\nu \langle\langle S^\nu(\vec{r}') \rangle\rangle, \end{aligned}$$

где $\langle\langle S^\nu(\vec{r}') \rangle\rangle$ – статистически средний спин. Магнитное дипольное поле может быть записано в форме

$$H_\mu^{(dip)}(\vec{r}) = \nabla_\mu \int_V \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \nabla'_\nu M^\nu(\vec{r}') d^3r' + H_\mu^{(a)}(\vec{r}), \quad (4.26)$$

где первый член является размагничивающим полем $H_\mu^{(demag)}(\vec{r})$ образца, который рассматривается как непрерывная среда, $M^\nu(\vec{r}) = g\mu_B \langle \langle S^\nu(\vec{r}) \rangle \rangle / V_a$ – вектор плотности магнитного момента, определяемый усреднением по атомному объему V_a .

$$H_\mu^{(a)}(\vec{r}) = V_a \nabla_\mu \sum_{\vec{r}'} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \nabla'_\nu M^\nu(\vec{r}') - \nabla_\mu \int_V \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \nabla'_\nu M^\nu(\vec{r}') d^3r'$$

есть поле анизотропии, которое равно магнитному полю от соседних спинов за вычетом размагничивающего фактора $H_\mu^{(demag)}(\vec{r})$. Поле анизотропии зависит от взаимного расположения спинов друг относительно друга (или типа решетки, если рассматривается кристаллическая решетка ферромагнетика) и размера образца. В случае образца ферромагнитного кристалла с кубической решеткой с размерами много большими, чем постоянная решетки a , поле анизотропии $H_\mu^{(a)}(\vec{r})$ равно нулю [54].

В рамках диаграммного разложения перегруппировка членов в гамильтониане \mathcal{H} соответствует суммированию всех диаграмм, которые могут быть разрезаны на две части по линии взаимодействия. При этом одна из частей не должна иметь внешних вершин (так называемые однохвостовые диаграммы) [7]. Суммирование однохвостовых частей дает суммарное поле, действующее на спин, $\vec{H}^{(c)} = \vec{H} + \vec{H}^{(ex)} + \vec{H}^{(dip)}$. Магнитное дипольное поле $H_\mu^{(dip)}(\vec{r})$ (4.26) зависит от поля анизотропии $H_\mu^{(a)}(\vec{r})$ и от формы образца (через размагничивающее поле $H_\mu^{(demag)}(\vec{r})$). Если образец имеет форму эллипсоида, размагничивающее поле $H_\mu^{(demag)}(\vec{r})$ является однородным по объему образца [39]. Выберем локальный базис (x', y', z') такой, чтобы ось Oz' была параллельна самосогласованному полю $\vec{H}^{(c)} = \vec{H} + \vec{H}^{(ex)} + \vec{H}^{(dip)}$ (Рис. 4.8). В отсутствии переменного магнитного поля в точке \vec{r} среднее значение спина $\langle \langle \vec{S}(\vec{r}) \rangle \rangle$ параллельно полю $\vec{H}^{(c)}$. При этой спиновой ориентации достигается минимум энергии. Так как в неупорядоченной магнитной системе поле $\vec{H}^{(ex)} + \vec{H}^{(dip)}$, действующее на $\langle \langle \vec{S}(\vec{r}) \rangle \rangle$ со стороны соседних спинов, имеет разную величину и ориентацию, зависящую от \vec{r} , то, в общем случае, направление спина $\langle \langle \vec{S}(\vec{r}) \rangle \rangle$ будет зависеть от \vec{r} . Спины будут разориентированы в соответствии с разориентацией $\vec{H}^{(c)}$. После того, как мы нашли самосогласованное поле и равновесную спиновую ориентацию, рассмотрим динамику спиновых возбуждений, описываемых уравнениями Ландау-Лифшица.

4.3.2 Обобщенные уравнения Ландау-Лифшица и нахождение тензора магнитной восприимчивости

Обобщенные уравнения Ландау-Лифшица получаются в приближении ЭФГВ при учете обменного взаимодействия ([20, 36] и глава 3). Мы будем полагать, что обменное взаимодействие изотропно, $2I_{-+}^{(0)} = 2I_{+-}^{(0)} = I_{zz}^{(0)} = I^{(0)}$. Тогда, если переменное магнитное поле $h_\nu(\vec{r}, \omega)$ действует на спины, уравнения Ландау-Лифшица в локальном базисе (x', y', z') дадут соотношения между малыми изменениями плотности магнитного момен-

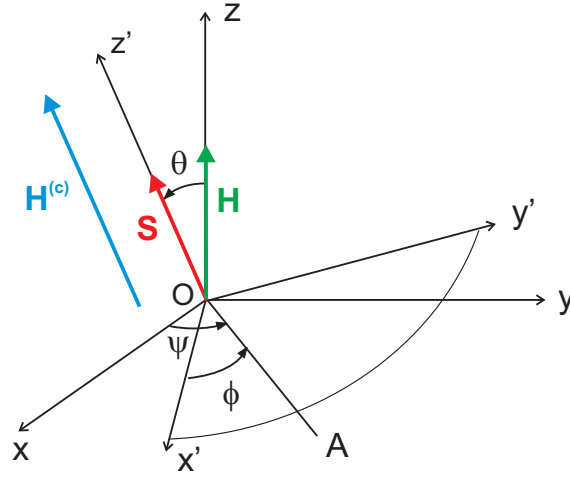


Рис. 4.8: Переход от локального базиса (x', y', z') к глобальному базису (x, y, z) . Ось OA лежит в плоскости xOy .

та, $m_\nu(\vec{r}, \omega) = g\mu_B \delta \langle \langle S_\nu(\vec{r}, \omega) \rangle \rangle / V_a$, и полем $h_\nu(\vec{r}, \omega)$

$$m_\pm(\vec{r}, \omega) = 2\gamma \hat{E}_\pm^{-1} M(\vec{r}) h_\mp(\vec{r}, \omega) \quad (4.27)$$

$$m_z(\vec{r}, \omega) = \gamma \hat{E}_z^{-1} \frac{B^{[1]}(p)}{B(p)} M(\vec{r}) h_z(\vec{r}, \omega), \quad (4.28)$$

где $h_\pm = 1/2(h_x \mp ih_y)$, ω – частота, $\delta \langle \langle S_\nu(\vec{r}, \omega) \rangle \rangle$ – вариация статистически среднего спина $\langle \langle S_\nu(\vec{r}) \rangle \rangle$ и $\gamma = g\mu_B/\hbar$ – гиромагнитное отношение. \hat{E}_\pm , \hat{E}_z – операторы Ландау-Лифшица, которые, в общем случае, являются псевдодифференциальными [41]. Функции

$$\begin{aligned} B(p) &= SB_S(Sp) \\ B^{[1]}(p) &= S \frac{\partial B_S(Sp)}{\partial p} \end{aligned}$$

выражаются через функцию Бриллюэна B_S для спина S . $p = \beta g\mu_B H_z^{(c)}(\vec{r})$, $\beta = 1/kT$, k – постоянная Больцмана, T – температура. При низких температурах производная функции Бриллюэна $B^{[1]}(p)$ стремится к 0 и изменение намагниченности m_z в уравнении (4.28) становится пренебрежимо малым. Операторы Ландау-Лифшица имеют вид

$$\begin{aligned} \hat{E}_\pm m_\pm(\vec{r}, \omega) &= [\gamma H^{(mag)}(\vec{r}) \pm \omega] m_\pm(\vec{r}, \omega) \\ &+ \frac{4\pi\gamma\alpha M(\vec{r})}{V_b} \sum_{\vec{r}'} \int_{V_b} k^2 \exp[i\vec{k}(\vec{r} - \vec{r}')] m_\pm(\vec{r}', \omega) d^3k \end{aligned} \quad (4.29)$$

$$\hat{E}_z m_z(\vec{r}, \omega) = \omega m_z(\vec{r}, \omega), \quad (4.30)$$

где $H^{(mag)} = |\vec{H} + \vec{H}^{(dip)}|$ – сумма внешнего магнитного поля и дипольного магнитного поля, действующего на спин $\vec{S}(\vec{r})$, $V_b = (2\pi)^3/V_a$, $\alpha = wV_a/4\pi(g\mu_B)^2$ – обменная константа и w – коэффициент в разложении Фурье обменного взаимодействия вблизи локального минимума энергии: $\tilde{I}^{(0)}(\vec{k}) = \sum_{\vec{r}} I^{(0)}(\vec{r}) \exp(-i\vec{k}\vec{r}) = \tilde{I}^{(0)}(0) - wk^2$. Уравнение Ландау-Лифшица (4.28) рассматривается в линейном приближении относительно $B^{[1]}(p)/B(p)$, вследствие чего, в операторе \hat{E}_z (4.30) мы оставили основной член ω и опустили член, пропорциональный $B^{[1]}(p)$. Для упрощения обозначений будем записывать уравнения Ландау-Лифшица (4.27), (4.28) в локальном базисе в форме

$$m_\nu(\vec{r}, \omega) = \hat{\chi}_{\nu\mu}^{(loc)} h_\mu(\vec{r}, \omega),$$

где $\hat{\chi}^{(loc)} = \|\hat{\chi}_{\nu\mu}^{(loc)}\|$ – псевдодифференциальный тензорный оператор. Если длина спиновой волны λ много больше расстояния между частицами, то операторы Ландау-Лифшица \hat{E}_\pm , переходят из псевдодифференциальной формы в дифференциальную. В этом случае, после преобразования Фурье по ω и перехода к временной переменной t уравнение (4.27) принимает обычный дифференциальный вид уравнений Ландау-Лифшица [42], линеаризованная форма которого получается из

$$\frac{\partial(M\vec{i}_z + \vec{m})}{\partial t} = \gamma[\{(H^{(mag)} + 4\pi\alpha M\Delta)\vec{i}_z + \vec{h}\} \times (M\vec{i}_z + \vec{m})],$$

где \vec{i}_z – единичный вектор по оси z' . Граничные условия для дифференциального вида уравнений Ландау-Лифшица получаются из требования существования обратного оператора \hat{E}_\pm^{-1} или, что эквивалентно, требования ортогональности решений к пространству собственных функций оператора \hat{E}_\pm с нулевыми собственными значениями, Кер \hat{E}_\pm [36].

Для нахождения тензора магнитной восприимчивости мы должны произвести преобразование от локального базиса (x', y', z') к глобальному базису (x, y, z) (Рис. 4.8) и усреднить псевдодифференциальный тензорный оператор $\hat{\chi}_{\nu\mu}^{(loc)}$ по углам θ, ψ, ϕ . Усреднение производится по малому объему δV неупорядоченной системы. Объем $\delta V \gg V_a$ должен содержать достаточно большое количество спинов, но его размер должен быть существенно меньше объема образца. Матрица перехода U между базисами (x', y', z') и (x, y, z) выражается через углы Эйлера θ, ψ и ϕ [119]. Без потери общности, угол Эйлера ϕ мы можем положить равным 0. Тогда, в глобальном базисе (x, y, z) усредненный тензорный оператор $\hat{\chi}_{ij}^{(av)}$, который определяет соотношение между m_i и h_j , $m_i(\vec{r}, \omega) = \hat{\chi}_{ij}^{(av)} h_j(\vec{r}, \omega)$, имеет вид

$$\hat{\chi}_{ij}^{(av)} = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} U_{i\nu}^{-1} \hat{\chi}_{\nu\mu}^{(loc)} U_{\mu j} f(\theta) \rho(\psi) \sin \theta d\theta d\psi, \quad (4.31)$$

где индексы i, j принадлежат (x, y, z) , индексы ν, μ принадлежат (x', y', z') и $f(\theta), \rho(\psi)$ являются функциями распределения в объеме δV . Распределения нормализованы соотношениями

$$\int_0^\pi f(\theta) \sin \theta d\theta = 1$$

$$\int_0^{2\pi} \rho(\psi) d\psi = 1.$$

Мы будем полагать, что угол ψ является случайной переменной с распределением $\rho(\psi) = (2\pi)^{-1}$. В этом случае, принимая во внимание уравнения (4.27), (4.28) с операторами Ландау-Лифшица (4.29), (4.30) и известную зависимость матрицы перехода U от углов Эйлера [119]

$$U = \begin{pmatrix} \cos \psi & \sin \psi & 0 \\ -\cos \theta \sin \psi & \cos \theta \cos \psi & \sin \theta \\ \sin \theta \sin \psi & -\sin \theta \cos \psi & \cos \theta \end{pmatrix}$$

и интегрируя по ψ в соотношении (4.31), получим усредненный тензорный оператор – тензор магнитной восприимчивости неупорядоченной системы

$$\hat{\chi}^{(av)} = \begin{pmatrix} F\xi + D\eta & G\zeta & 0 \\ -G\zeta & F\xi + D\eta & 0 \\ 0 & 0 & 2F\eta + D(1 - 2\eta) \end{pmatrix}, \quad (4.32)$$

где

$$F = \frac{1}{2}\gamma(\hat{E}_+^{-1} + \hat{E}_-^{-1})M(\vec{r})$$

$$G = \frac{i}{2}\gamma(\hat{E}_+^{-1} - \hat{E}_-^{-1})M(\vec{r})$$

$$D = \gamma\hat{E}_z^{-1}\frac{B^{[1]}(p)}{B(p)}M(\vec{r})$$

и параметры спиновой разориентации

$$\xi = \frac{1}{2}\int_0^\pi f(\theta)(1 + \cos^2 \theta) \sin \theta d\theta$$

$$\eta = 1 - \xi$$

$$\zeta = \int_0^\pi f(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta.$$

При ферромагнитном упорядочивании параметры порядка $\zeta = \xi = 1$, при полной разориентации спинов $\zeta = 0$, $\xi = 2/3$. Полюса тензора магнитной восприимчивости $\hat{\chi}^{(av)}$ определяют дисперсионные соотношения спиновых волн с длиной волны $\lambda \gg (\delta V)^{1/3}$. В

этих дисперсионных соотношениях не учитываются переменные магнитные поля, которые окружают спиновую систему и существенно изменяют дисперсионные характеристики. Учет переменных полей будет произведен в следующем разделе. Следует заметить, что в приближении ЭФГВ среднее значение плотности магнитного момента дается выражением

$$M^{(av)}(\vec{r}) = M(\vec{r})\zeta, \quad (4.33)$$

где в функции плотности момента $M^{(av)}(\vec{r})$ вектор \vec{r} является центром малого объема усреднения δV . При полной разориентации спинов параметры порядка $\zeta = 0$, $\xi = 2/3$ и, следовательно, $M^{(av)}(\vec{r}) = 0$. В то же время тензор магнитной восприимчивости $\hat{\chi}^{(av)}$ (4.32) принимает диагональный вид и не стремится к нулю.

Следует заметить, что тензор магнитной восприимчивости $\hat{\chi}^{(av)}$ (4.32) и плотность магнитного момента $M^{(av)}$ (4.33) получены усреднением по бесконечному числу спинов. Конечность объема ячейки усреднения δV приводит к погрешности рассматриваемого метода, определяя условия его применимости. Погрешность δ дается отношением среднего квадратичного отклонения вектора плотности магнитного момента $\sigma(\vec{M})$ ячейки δV к плотности магнитного момента, определяемой усреднением по атомному объему M , и состоит из суммы продольного M_z и поперечного M_{\perp} отклонений. Эти отклонения выражаются через квадратичные отклонения углов θ и ψ : $M_z \propto \sigma(\cos \theta)$ и $M_{\perp} \propto \sigma(\sin \theta)\sigma(\sin \psi)$ и приводят к

$$\delta = \frac{\sigma(\vec{M})}{NM} = \frac{1}{N}[\sigma^2(\cos \theta) + \sigma^2(\sin \theta)\sigma^2(\sin \psi)]^{1/2},$$

где N – количество спинов в ячейке δV . При $N \rightarrow \infty$ вследствие закона больших чисел погрешность $\delta \rightarrow 0$ [120]. Учитывая, что квадратичное отклонение случайной величины A выражается через дисперсию

$$\sigma(A) = \mathcal{D}(A)^{1/2} = \left[\int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} (A^2 - \langle\langle A \rangle\rangle^2) g(\theta, \psi) \sin \theta d\theta d\psi \right]^{1/2},$$

получаем окончательное выражение δ через параметры порядка спиновой ориентации

$$\delta = \frac{(\xi - \zeta^2)^{1/2}}{N}.$$

В частном случае ферромагнитного порядка $\delta = 0$ и рассматриваемая модель применима для спиновых волн со сколь угодно малой длиной волны.

4.3.3 Спиновые волны в нормально намагниченных пленках с магнитным беспорядком

Для выявления влияния разупорядоченности спинов магнитных наночастиц на дисперсионные кривые длинноволновых спиновых волн рассмотрим спиновые волны в нормально намагниченных пленках. Рассмотрим случай, когда длина спиновой волны больше объема усреднения $\lambda \gg (\delta V)^{1/3}$, спиновая волна является магнитостатической и магнитный беспорядок обусловлен неколлинеарностью спинов. В нормально намагниченной пленке размагничивающее поле равно $-4\pi M^{(av)}\vec{n}$ [42] и дипольное магнитное поле $\vec{H}^{(dip)}(\vec{r})$ (4.26) равно $\vec{H}_0^{(a)}(\vec{r}) - 4\pi M^{(av)}\vec{n}$, где \vec{n} – нормаль к пленке. В магнитостатическом приближении переменное магнитное поле h_ν спиновой волны является магнитостатическим, т.е. выражается через магнитостатический потенциал φ : $h_\nu = -\nabla_\nu\varphi$. Уравнение для магнитостатической спиновой волны имеет вид (глава 2)

$$\Delta\varphi(\vec{r}, \omega) + 4\pi\nabla_i\hat{\chi}_{ij}^{(av)}\nabla_j\varphi(\vec{r}, \omega) = 0. \quad (4.34)$$

В нормально намагниченных пленках поле \vec{H} ортогонально поверхности пленки и волновой вектор \vec{q} лежит в плоскости xOy (Рис. 4.9а). Мы будем полагать, что $\vec{q} \parallel Ox$. Для однородной по толщине d пленки решение уравнения (4.34) будем искать в форме

$$\varphi(x, y, z, \omega) = \exp(iqx) \begin{cases} A_1 \exp(|q|z), & z < 0 \\ A_2 \exp(iQz) + A_3 \exp(-iQz), & 0 < z < d \\ A_4 \exp(-|q|z), & z > d \end{cases} \quad (4.35)$$

где Q – поперечный волновой вектор, $q = 2\pi/\lambda$ – продольный волновой вектор спиновой волны. Магнитостатический потенциал $\varphi(\vec{r}, \omega)$ и нормальная компонента переменной магнитной индукции должны быть непрерывны на границах. Это дает граничные условия

$$\varphi(\vec{r}, \omega)|_{+\partial} = \varphi(\vec{r}, \omega)|_{-\partial}$$

$$(1 + 4\pi\hat{\chi}_{zz}^{(av)})\nabla_z\varphi(\vec{r}, \omega)|_{+\partial} = (1 + 4\pi\hat{\chi}_{zz}^{(av)})\nabla_z\varphi(\vec{r}, \omega)|_{-\partial} \quad (4.36)$$

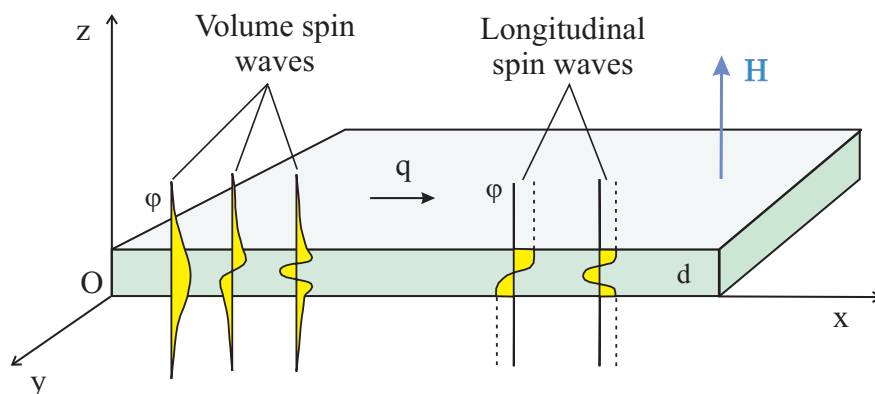
где ∂ – обозначение границ при $z = 0$ и $z = d$.

Прямые объемные спиновые волны

Сшивая $\varphi(\vec{r}, \omega)$ в соответствии с граничными условиями (4.36), мы можем выразить коэффициенты A_1, A_3, A_4 в решении (4.35) через коэффициент A_2

$$A_3 = \frac{i\bar{p}Q - |q|}{i\bar{p}Q + |q|}A_2$$

a.



b.

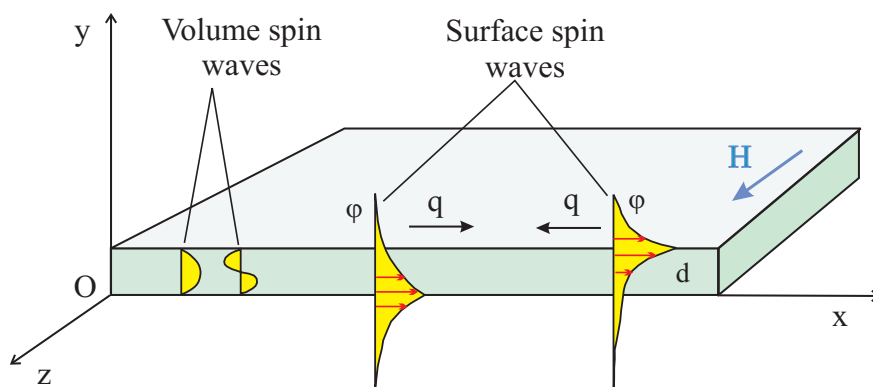


Рис. 4.9: (а). Распределение магнитостатического потенциала $\varphi(\vec{r}, \omega)$ по профилю распространяющихся прямых объемных и продольных спиновых волн в нормально намагниченной пленке. (б). Распределение магнитостатического потенциала $\varphi(\vec{r}, \omega)$ объемных спиновых волн и поверхностных волн, распространяющихся в противоположных направлениях в касательно намагниченной пленке.

$$A_1 = A_2 + A_3 \quad (4.37)$$

$$A_4 = A_2 \exp[(|q| + iQ)d] + A_3 \exp[(|q| - iQ)d],$$

где

$$\bar{p} = \frac{q^2(1 - 3\eta)(1 + t)}{q^2\xi + 2Q^2\eta}$$

$$t = \frac{4\pi\gamma B^{[1]}(p)M}{\omega B(p)}.$$

Кроме соотношений на коэффициенты (4.37), граничные условия определяют связь между Q и q

$$2 \operatorname{ctg} Qd = \frac{\bar{p}Q}{|q|} - \frac{|q|}{\bar{p}Q}. \quad (4.38)$$

Уравнение (4.38) имеет бесконечное множество решений $Q^{(j)}$ ($j = 1, 2, 3, \dots$) и определяет спинволновые моды. Дисперсионные соотношения спиновых волн находятся путем подстановки решения (4.35) при $0 < z < d$ в уравнение (4.34)

$$\omega^{(j)2}(\vec{q}) = \Omega^{(j)} \left(\Omega^{(j)} + \Omega_M \frac{q^2\xi + 2Q^{(j)2}\eta}{q^2(1 + t\eta) + Q^{(j)2}[1 + (1 - 2\eta)t]} \right), \quad (4.39)$$

где $\Omega^{(j)} = \gamma(H^{(mag)} + 4\pi\alpha M(Q^{(j)2} + q^2))$, $\Omega_M = 4\pi\gamma M$, $H^{(mag)} = |\vec{H} + \vec{H}_0^{(a)} - 4\pi M^{(av)}\vec{n}|$. Для случая ферромагнитной пленки с параметрами порядка $\xi = 1$ и $\eta = 0$ спинволновые моды, определенные решением (4.35) с соотношениями (4.37) и (4.38) и обладающие дисперсионной зависимостью (4.39), носят название прямых объемных магнитостатических волн (FVMSW – forward volume magnetostatic waves [42, 67–69]).

Продольные спиновые волны

Кроме прямых объемных магнитостатических мод в нормально намагниченной пленке с магнитным беспорядком существуют дополнительные моды, которые появляются только в неупорядоченных структурах. Этим модам соответствуют решения с $1 + 4\pi\hat{\chi}_{zz}^{(av)} = 0$ и $q = 0$ в (4.35), (4.36). Коэффициенты A_1, A_3, A_4 в решении (4.35) определяются через коэффициент A_2

$$A_1 = 2A_2, \quad A_3 = A_2, \quad A_4 = 2(-1)^j A_2.$$

где $j = 1, 2, 3, \dots$ – номер моды. Продольный волновой вектор принимает значения $Q^{(j)} = \pi j/d$. Дисперсионные зависимости дополнительных мод имеют вид

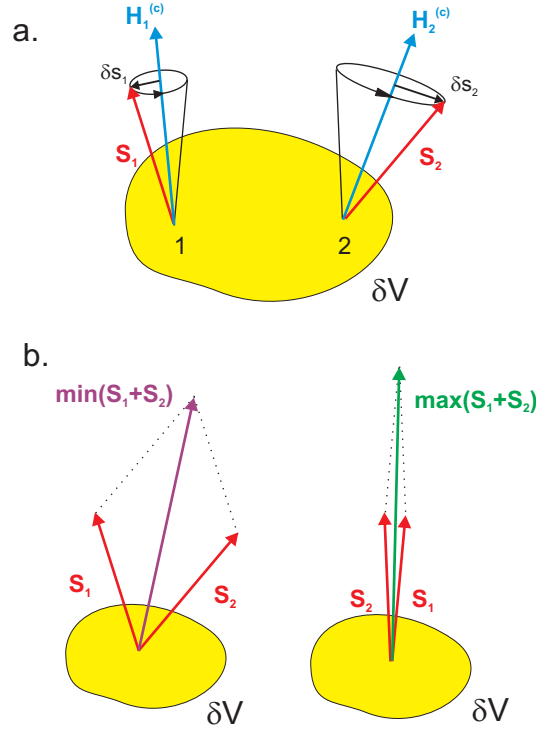


Рис. 4.10: (а) Вращения спинов \vec{S}_1 и \vec{S}_2 в разных точках 1 и 2 объема δV . (б) Изменения суммарного значения спина объема δV .

$$\omega_{long}^{(j)2}(\vec{q}) = \Omega^{(j)} \left(\Omega^{(j)} + \Omega_M \frac{2\eta}{1 + (1 - 2\eta)t} \right), \quad (4.40)$$

Этим модам соответствуют колебания намагниченности $m_z(\vec{r}, \omega) = -\hat{\chi}_{zz}^{(av)} \nabla_z \varphi(\vec{r}, \omega) = (4\pi)^{-1} \nabla_z \varphi(\vec{r}, \omega)$ по направлению внешнего магнитного поля \vec{H} , в связи с чем, дополнительные моды с дисперсионной зависимостью (4.40) можно назвать продольными модами. Причиной существования продольных спинволновых мод является присутствие в (4.32) zz -компоненты $\hat{\chi}^{(av)}$, которая равна $2F\eta + D(1 - 2\eta)$ и отлична от нуля вследствие неупорядоченности спиновых ориентаций в объеме δV и вследствие входящего в D и протекающего из уравнения (4.28) не равного нулю при конечных температурах значения производной функции Бриллюэна $B^{[1]}(p)$.

Существование продольных колебаний намагниченности можно рассмотреть с другой точки зрения. Выберем два неколлинеарных спина в точках 1 и 2 объема δV , по которому производилось усреднение $\hat{\chi}^{(av)}$ (Рис. 4.10а). Благодаря разной спиновой ориентации и разным значениям поля $\vec{H}^{(c)}(\vec{r})$ в точках 1 и 2, изменения значений спинов $\delta \vec{S}_1$, $\delta \vec{S}_2$ и их фазы при вращении различны

$$\vec{S}_1(t) = \vec{S}_1^{(0)} + \delta \vec{S}_1 \exp(i\omega_1 t)$$

$$\vec{S}_2(t) = \vec{S}_2^{(0)} + \delta\vec{S}_2 \exp(i\omega_2 t), \quad (4.41)$$

где $\vec{S}_1^{(0)}$, $\vec{S}_2^{(0)}$ – невозмущенные спины в точках 1 и 2. Усреднение в соотношениях (4.31) и (4.32) в объеме δV соответствует суммированию по вращающимся спинам. Учитывая (4.41), усреднение приводит к изменению суммы спинов при их вращении (Рис. 4.10b)

$$|\vec{S}_1(t) + \vec{S}_2(t)| = [|\vec{S}_1^{(0)} + \vec{S}_2^{(0)}|^2 + (\vec{S}_1^{(0)} \cdot \delta\vec{S}_2) \exp(i\omega_2 t) + (\vec{S}_2^{(0)} \cdot \delta\vec{S}_1) \exp(i\omega_1 t)]^{1/2} \quad (4.42)$$

и, соответственно, к изменению общего спина объема δV . Для простоты в соотношении (4.42) мы ограничились линейным приближением относительно $|\delta\vec{S}_{1(2)}|/|\vec{S}_{1(2)}|$. Из соотношения (4.42) можно заключить, что в неупорядоченных системах средняя плотность магнитного момента $M^{(av)}(\vec{r})$ (4.33) может меняться.

4.3.4 Спиновые волны в касательно намагниченных пленках с магнитным беспорядком

Рассмотрим спиновые волны в касательно намагниченных пленках в геометрии Даймона-Эшбаха (DE геометрии). В DE геометрии направление внешнего магнитного поля \vec{H} параллельно поверхности пленки, спиновая волна распространяется вдоль оси Ox и волновой вектор \vec{q} ортогонален полю \vec{H} (Рис. 4.9b). Мы будем полагать, что $\vec{q} \parallel Ox$. В DE геометрии размагничивающее поле пленки $H_\mu^{(demag)}(\vec{r})$ равно нулю [42], и в соответствии с соотношением (4.26) дипольное магнитное поле $\vec{H}_0^{(dip)}(\vec{r})$ сводится к полю анизотропии $\vec{H}_0^{(a)}(\vec{r})$. Для однородной по толщине d пленки решение уравнения (4.34) будем искать в форме

$$\varphi(x, y, z, \omega) = \exp(iqx) \begin{cases} A_1 \exp(|q|y), & y < 0 \\ A_2 \exp(Qy) + A_3 \exp(-Qy), & 0 < y < d \\ A_4 \exp(-|q|y), & y > d \end{cases} \quad (4.43)$$

где Q – поперечный волновой вектор, $q = 2\pi/\lambda$. Из требования непрерывности магнитостатического потенциала $\varphi(\vec{r}, \omega)$ и нормальной компоненты переменной магнитной индукции вытекают граничные условия

$$\varphi(\vec{r}, \omega)|_{+\partial} = \varphi(\vec{r}, \omega)|_{-\partial}$$

$$\begin{aligned} & 4\pi\hat{\chi}_{yx}^{(av)}\nabla_x\varphi(\vec{r}, \omega) + (1 + 4\pi\hat{\chi}_{yy}^{(av)})\nabla_y\varphi(\vec{r}, \omega)|_{+\partial} \\ & = 4\pi\hat{\chi}_{yx}^{(av)}\nabla_x\varphi(\vec{r}, \omega) + (1 + 4\pi\hat{\chi}_{yy}^{(av)})\nabla_y\varphi(\vec{r}, \omega)|_{-\partial}, \end{aligned} \quad (4.44)$$

где ∂ – обозначение границ при $y = 0$ и $y = d$. Для случая касательно намагниченной пленки дисперсионные соотношения получаются из граничных условий. В DE геометрии существует три типа решений – объемные, поверхностные волны Даймона-Эшбаха и продольные спиновые волны.

Объемные спиновые волны

Объемные спиновые волны (Рис. 4.9b) характеризуются мнимыми значениями продольного волнового вектора Q . Сшивая $\varphi(\vec{r}, \omega)$ в соответствии с граничными условиями (4.44), определим коэффициенты A_1, \dots, A_4 в решении (4.43)

$$A_1 = A_4 = 0 \quad A_2 = -A_3$$

и получим дисперсионные соотношения

$$\omega^{(j)} = \{[\Omega_H + \alpha\Omega_M(q^2 + |Q^{(j)}|^2)][\Omega_H + \alpha\Omega_M(q^2 + |Q^{(j)}|^2) + \xi\Omega_M]\}^{1/2} + \delta\omega^{(j)}, \quad (4.45)$$

где продольный волновой вектор $Q^{(j)} = i\pi j/d$, $j = 1, 2, 3, \dots$ – номер моды, $\Omega_H = \gamma H^{(mag)} = \gamma|\vec{H} + \vec{H}_0^{(a)}|$, $\Omega_M = 4\pi\gamma M$. Член $\delta\omega^{(j)}$ обусловлен продольными вариациями плотности магнитного момента m_z в уравнении (4.28), появляющимися при конечных температурах. В линейном приближении относительно $B^{[1]}(p)/B(p)$ этот член записывается в виде

$$\delta\omega^{(j)} = -\frac{\xi\eta B^{[1]}(p)\Omega_M^2}{2B(p)[\Omega_H + \alpha\Omega_M(q^2 + |Q^{(j)}|^2) + \xi\Omega_M]}.$$

В ферромагнитных пленках при нулевых температурах член $\delta\omega^{(j)} = 0$, параметр порядка $\xi = 1$ и частоты (4.45) совпадают с частотами спектра спин-волнового резонанса в касательно намагниченных пленках [42].

Поверхностные спиновые волны – продольные моды и моды Даймона-Эшбаха

Поверхностные спиновые волны (Рис. 4.9b) характеризуются действительными значениями продольного волнового вектора Q . Принимая во внимание соотношение (4.32) и форму решения (4.43) во внутренней области пленки, из уравнения (4.34) находим, что $Q = q$. Сшивая $\varphi(\vec{r}, \omega)$ в соответствии с граничными условиями (4.44), мы можем выразить коэффициенты A_1, A_3, A_4 в (4.43) через A_2

$$A_3 = \frac{(\Omega_H^2 - \omega^2)(1 + a - \nu) + \Omega_M(\xi\Omega_H + \zeta\omega)}{(\Omega_H^2 - \omega^2)(1 + a + \nu) + \Omega_M(\xi\Omega_H - \zeta\omega)} A_2$$

$$A_1 = A_2 + A_3 \quad (4.46)$$

$$A_4 = A_2 \exp[(|q| + q)d] + A_3 \exp[(|q| - q)d],$$

где параметр $\nu = \text{sign } q = q/|q| = \pm 1$ задает направление распространения спиновой волны и

$$a = \frac{\eta B^{[1]}(p) \Omega_M}{B(p) \omega}.$$

Частота ω определяется из дисперсионных соотношений

$$\omega^{(\pm)} = \left\{ \Omega_H^2 + \frac{\Omega_M}{8} (4\xi\Omega_H + \zeta^2\Omega_M u) \pm \frac{\Omega_M}{8} \left[(4\xi\Omega_H + \zeta^2\Omega_M u)^2 + 16\Omega_H^2 (\zeta^2 - \xi^2) u \right]^{1/2} \right\}^{1/2} + \delta\omega^{(\pm)}, \quad (4.47)$$

где $u = 1 - \exp(-2|q|d)$. Член $\delta\omega^{(\pm)}$ обусловлен продольными вариациями плотности магнитного момента m_z в уравнении (4.28), появляющимися при конечных температурах, и дается соотношением

$$\delta\omega^{(\pm)} = -\frac{\eta B^{[1]}(p) \Omega_M (\omega^{(\pm)2} - \Omega_H^2) (2\omega^{(\pm)2} - 2\Omega_H^2 - \xi\Omega_H\Omega_M u)}{B(p) \omega^{(\pm)2} (8\omega^{(\pm)2} - 8\Omega_H^2 - 4\xi\Omega_H\Omega_M - \zeta^2\Omega_M^2 u)}.$$

Из соотношений (4.46) видно, что магнитостатический потенциал $\varphi(\vec{r}, \omega)$ поверхностных волн зависит от направления распространения волны: при волновом векторе $q > 0$ волна распространяется вдоль одной поверхности пленки, а при $q < 0$ – вдоль другой (Рис. 4.9b). Дисперсионные соотношения (4.47) определяют две ветви поверхностных спиновых волн. Для выявления степени влияния спиновой неколлинеарности на эти ветви вычислим дисперсионные кривые (4.47) без члена $\delta\omega^{(\pm)}$. Дисперсионные кривые представлены на Рис. 4.11 для магнитной пленки с намагниченностью насыщения $4\pi M = 5$ кОе при различных параметрах порядка ξ и ζ . Магнитное поле $H^{(mag)} = |\vec{H} + \vec{H}_0^{(a)}|$, являющееся суммой внешнего магнитного поля и поля анизотропии, равно 2 кОе для всех кривых и гиромагнитное отношение γ равно $2\pi \cdot 2.83$ МГц/Ое. Спиновые волны, распространяющиеся в противоположных направлениях, имеют одинаковые дисперсионные кривые. Для $\xi = \zeta = 1$ спины имеют ферромагнитное упорядочение. В этом случае верхняя ветвь $\omega^{(+)}$ является поверхностной модой Даймона-Эшбаха (DE модой). Другое название DE моды – поверхностная магнитостатическая волна (SMSW – surface magnetostatic wave [42, 67–69]). Нижняя ветвь $\omega^{(-)}$ на частоте $F = \omega/2\pi = \Omega_H/2\pi = 5.66$ GHz (продольная мода) вырождена. Обычно нижняя ветвь не принимается во внимание и не рассматривается. Уменьшение параметров порядка ξ и ζ приводит к понижению начальной частоты дисперсионной кривой DE моды и к уменьшению ее наклона. В то же время снимается вырождение нижней ветви. Для пленок с большой степенью спиновой неколлинеарности наклон DE

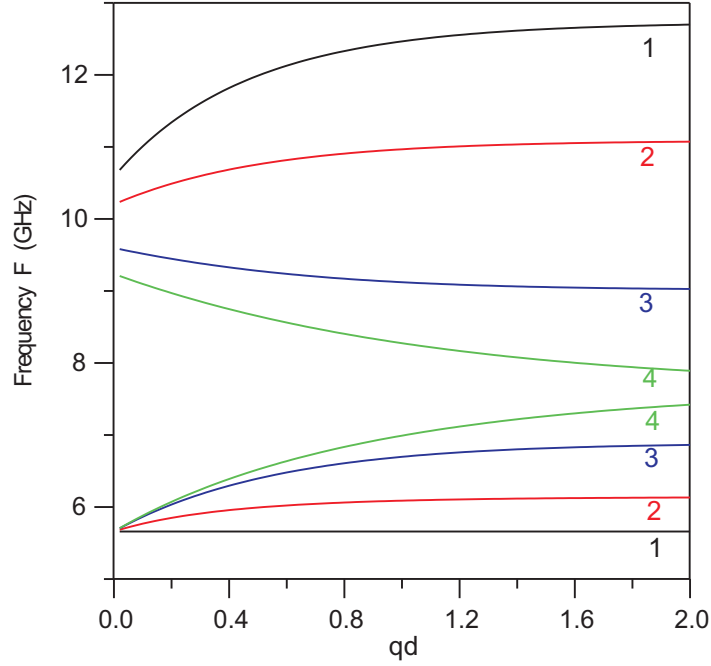


Рис. 4.11: Влияние спиновой неколлинеарности на дисперсионные кривые поверхностных спиновых волн – моды Даймона-Эшбаха (DE) и продольной моды – для пленки с магнитным беспорядком с намагниченностью насыщения $4\pi M = 5$ кОе в магнитном поле $H^{(mag)} = 2$ кОе. Верхняя ветвь является поверхностной DE модой и нижняя ветвь – продольной спинволновой модой. Волновой вектор q нормирован на толщину пленки d . Параметры порядка: (1) - $\xi = 1, \zeta = 1$; (2) - $\xi = 0.9, \zeta = 0.7$; (3) - $\xi = 0.75, \zeta = 0.3$; (4) - $\xi = 2/3, \zeta = 0$.

моды принимает отрицательный характер. Крайний случай спинового беспорядка, полный беспорядок, соответствует параметрам $\xi = 2/3$ и $\zeta = 0$. При этих параметрах кривые, представленные на Рис. 4.11, могут рассматриваться в качестве предельных.

Благодаря полюсной сингулярности оператора $\hat{\chi}^{(av)}$ (4.32) при $\omega = \Omega_H$, нижняя ветвь поверхностных волн имеет большие значения изменений плотности магнитного момента $m_i = -\hat{\chi}_{ij}^{(av)} \nabla_j \varphi$. При $q \rightarrow 0$ (случай ФМП спектра) продольная компонента $m_z = -\hat{\chi}_{zz}^{(av)} \nabla_z \varphi$, в общем случае, отлична от нуля при $\nabla_z \varphi \rightarrow 0$. Это дает основание, как и в случае перпендикулярно намагниченных пленок, назвать нижнюю ветвь поверхностных волн продольной спинволновой модой. При этом следует заметить, что продольные спинволновые моды в касательно и перпендикулярно намагниченных пленках появляются, соответственно, ниже и выше частот основных волн (т.е. DE моды и объемных мод для касательно намагниченных пленок и мод FVMSW для нормально намагниченных пленок). Так как касательно и перпендикулярно намагниченные пленки являются крайними случаями ориентации намагничивания пленки, то при намагничивании пленки под произвольным углом следует ожидать, что частота дополнительной продольной моды с номером

j будет лежать в диапазоне частот $[\omega^{(-)}, \omega_{long}^{(j)}]$, где $\omega^{(-)}$, $\omega_{long}^{(j)}$ определяются, соответственно, соотношениями (4.47) и (4.40).

Продольные спинволновые возбуждения аналогичны плазмонным возбуждениям в твердых телах. Плазмоны являются коллективными колебаниями электронной плотности [112, 113]. В плазме кулоновское взаимодействие между электронами является основным и оно определяется электрическим потенциалом. Продольные спинволновые возбуждения в разупорядоченных магнитных системах характеризуются изменениями продольной плотности магнитного момента и описываются магнитостатическим потенциалом, которые являются аналогами электронной плотности и электрического потенциала в плазме. В этом смысле, продольные спинволновые моды могут быть названы плазмоноподобными спинволновыми модами.

4.3.5 Эксперимент. Продольные спинволновые моды и двухпиковая структура спектра ФМР.

В разупорядоченных магнитных системах продольные спинволновые моды должны проявляться как дополнительные пики в спектре ФМР. ФМР спектр является предельным случаем спиновых волн – волновой вектор спиновой волны q равен нулю. Если обменная константа α стремится к нулю, как, например, в структурах, состоящих из магнитных частиц в диэлектрической матрице (магнитных нанокompозитах) с малой концентрацией частиц, то дисперсионные кривые продольных спинволновых мод (4.40) сближаются. Это приводит к двухпиковой структуре спектра ФМР как в касательно, так и в перпендикулярно намагниченных пленках. Первый пик – это обычное синфазное вращение спинов. Второй пик обусловлен изменениями плотности магнитного момента $M^{(av)}(\vec{r})$. Этот пик соответствует продольным спинволновым модам при $q = 0$.

В магнитных нанокompозитах двухпиковая структура спектра ФМР наблюдалась в [114–117]. Слабый второй пик был обнаружен в ФМР спектре в наногранулированных пленках, состоящих из ферромагнитных наночастиц Fe в матрице SiO₂ [114]. ФМР спектр нанокompозитов Ni/ZnO, состоящих из наноразмерных частиц Ni и ZnO, показал существование второго пика, который появлялся при больших магнитных полях [116]. Два резонансных пика наблюдались на частотной зависимости μ'' в нанокompозитах Co/ZnO [115]. Спектры поглощения нанокompозитов Ni/ZnO и Ni/ γ -Fe₂O₃ обладали двухпиковой структурой в СВЧ диапазоне частот 2 - 16 GHz [117]. Таким образом, принимая во внимание то, что структура спектра ФМР в вышеупомянутых нанокompозитах может быть более сложной по причине окисления на границе наночастиц, развитая модель описывает двухпиковую структуру спектра ФМР.

Для нахождения дополнительных пиков, соответствующих продольным спинволновым модам, исследованы спектры ФМР нормально намагниченных гетероструктур, состоящих

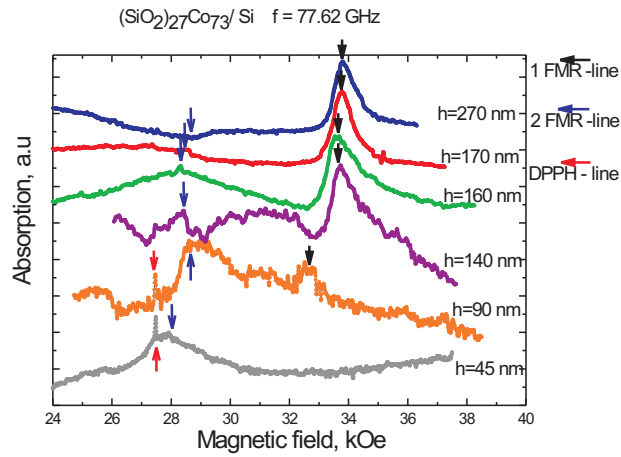


Рис. 4.12: ФМР спектры гетероструктур $(\text{SiO}_2)_{27}\text{Co}_{73}/\text{Si}$. Красные стрелки – реперный образец DPPH.

из пленки SiO_2 с наночастицами Co на подложке Si: $(\text{SiO}_2)_{27}\text{Co}_{73}/\text{Si}$ [135, 136]. Исследования проведены на частоте 77.62 ГГц при $T = 4.2$ К при разных толщинах пленки (Рис. 4.12). В диапазоне полей 27 - 29 кЭ обнаружены дополнительные пики, отсутствующие в ферромагнитных структурах. Положение дополнительных пиков соответствует продольным модам (4.40).

4.4 Дисперсионные зависимости спиновых возбуждений с учетом окружающих переменных электромагнитных полей

Переменное электромагнитное поле, окружающее спиновую систему, существенно изменяет дисперсионные кривые спиновых возбуждений. Генерация вихревых токов в проводящих структурах, расположенных в области распространения спиновых волн, приводит к изменению их дисперсионных характеристик. Выведем уравнения, описывающие электромагнитное поле спиновой волны, распространяющейся в гетероструктуре, состоящей из двух пленок B и C и содержащей неупорядоченные магнитные наночастицы (Рис. 4.13). Учитывая последующее применение выводимого уравнения в методе спинволновой спектроскопии, будем полагать, что внешнее магнитное поле \vec{H} касательно к структуре, спиновая волна распространяется вдоль оси Ox и волновой вектор \vec{q} спиновой волны ортогонален полю \vec{H} (DE-геометрия). В методе спинволновой спектроскопии используются поверхностные спиновые волны, распространяющиеся вдоль поверхностей магнитной пленки B толщиной d . Пленкой B может быть исследуемая гранулированная пленка или пленка YIG в структуре исследуемая пленка / пленка YIG. Переменное магнитное поле

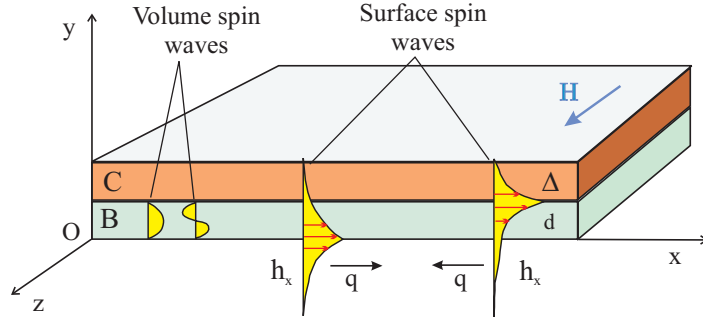


Рис. 4.13: Геометрия гетероструктуры, состоящей из двух пленок B и C и содержащей неупорядоченные магнитные наночастицы. q – волновой вектор спиновой волны. h_x – распределение переменного магнитного поля.

спиновой волны взаимодействует с пленкой C толщиной Δ . Пленка C является исследуемой пленкой, если спиновая волна возбуждается в YIG пленке. Будем полагать, что пленки B и C являются проводящими и имеют неоднородные магнитные и электрические характеристики по толщине. Поскольку энергия спиновой волны и энергия электронов, возбуждаемых индуцируемыми вихревыми токами, малы, то мы можем пренебречь квантовыми эффектами и рассматривать переменное электромагнитное поле спиновой волны в классическом приближении, которое описывается уравнениями Максвелла [137]

$$\begin{aligned}
 \operatorname{rot} \vec{e} &= -\frac{\partial \vec{b}}{c \partial t} \\
 \operatorname{div}(\vec{b}) &= 0 \\
 \operatorname{div}(\varepsilon(y) \vec{e}) &= 0 \\
 \operatorname{rot} \vec{h} &= \frac{4\pi\sigma(y)\vec{e}}{c} + \frac{\partial(\varepsilon(y)\vec{e})}{c \partial t},
 \end{aligned} \tag{4.48}$$

где $\vec{h} = \vec{h}(y) \exp(i\omega t + iqx)$ – переменное магнитное поле спиновой волны, $\vec{b} = \vec{b}(y) \exp(i\omega t + iqx)$ – переменная часть индукции, $\vec{e} = \vec{e}(y) \exp(i\omega t + iqx)$ – переменное электрическое поле, которое индуцируется переменным полем \vec{h} , ω – круговая частота, $\varepsilon(y)$ – диэлектрическая проницаемость гетероструктуры, являющаяся функцией от y , $\sigma(y)$ – проводимость, c – скорость света. Индукция \vec{b} связана с полем \vec{h} соотношением $\vec{b} = \hat{\mu} \vec{h}$, где $\hat{\mu} = \|\hat{\mu}_{ij}\| = \|\delta_{ij} + 4\pi\hat{\chi}_{ij}^{(B,C)}\|$ – тензор магнитной проницаемости структуры, который выражается через тензоры магнитной восприимчивости $\hat{\chi}^{(B,C)}$ пленок B и C . Тензор $\hat{\chi}^{(B,C)}$ описывается уравнением (4.32) и является тензорным псевдодифференциальным оператором.

После подстановки Фурье-компонент переменного магнитного поля, индукции и переменного электрического поля в уравнения (4.48) получим основные уравнения, описывающие магнитное поле спиновой волны

$$\begin{aligned}
iqb_x + \frac{\partial b_y}{\partial y} &= 0 \\
\frac{\partial h_x}{\partial y} - iqh_y - \frac{i\kappa b_y}{q} &= 0 \\
q^2 h_z + \kappa \left[-b_z + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\kappa} \frac{\partial h_z}{\partial y} \right) \right] &= 0,
\end{aligned} \tag{4.49}$$

где $\kappa(y) = \omega[4\pi i\sigma(y) - \varepsilon(y)\omega]/c^2$. Компоненты электрического поля выражаются через магнитное поле с помощью соотношений

$$\begin{aligned}
e_x &= \frac{-i\omega}{c\kappa} \frac{\partial h_z}{\partial y} \\
e_y &= \frac{\omega}{cq} b_z - \frac{\omega}{c\kappa q} \frac{\partial^2 h_z}{\partial y^2}. \\
e_z &= \frac{-\omega}{cq} b_y
\end{aligned}$$

Уравнения (4.49) вместе с соотношениями $\vec{b} = \hat{\mu}\vec{h} = (1 + 4\pi\hat{\chi}^{(B,C)})\vec{h}$, где $\hat{\chi}^{(B,C)}$, в общем случае, дается выражением (4.32), являются основными уравнениями, определяющими дисперсионные кривые длинноволновых спиновых волн (с длиной волны $\lambda \gg (\delta V)^{1/3}$) в неоднородной проводящей среде, содержащей неупорядоченные по спину магнитные наночастицы. Первые два уравнения (4.49) описывают переменные поля h_x , h_y , связанные с поперечными колебаниями намагниченности m_x , m_y . Выражая b_y через h_x , h_y с учетом соотношения (4.32) и исключая h_y , получим уравнение для h_x

$$\begin{aligned}
q\mu_{xx}h_x - i\frac{\partial\mu_{yx}h_x}{\partial y} - iq\mu_{xy}(q^2 + \kappa\mu_{yy})^{-1} \left(q\frac{\partial h_x}{\partial y} - i\kappa\mu_{yx}h_x \right) - \\
-\frac{\partial}{\partial y} \left[\mu_{yy}(q^2 + \kappa\mu_{yy})^{-1} \left(q\frac{\partial h_x}{\partial y} - i\kappa\mu_{yx}h_x \right) \right] = 0
\end{aligned} \tag{4.50}$$

К уравнению (4.50) необходимо добавить граничные условия, проистекающие из непрерывности h_x и нормальной составляющей индукции b_y ,

$$h_x(y)|_{+\partial} = h_x(y)|_{-\partial}$$

$$\mu_{yx}h_x(y) + \mu_{yy}h_y(y)|_{+\partial} = \mu_{yx}h_x(y) + \mu_{yy}h_y(y)|_{-\partial}, \tag{4.51}$$

где $h_y = -i(q^2 + \kappa\mu_{yy})^{-1}[q(\partial h_x/\partial y) - i\kappa\mu_{yx}h_x]$, ∂ – обозначение границы. Знаки $+$ и $-$ указывают на противоположные стороны границы. Третье уравнение (4.49) описывает переменное поле h_z , связанное с продольными колебаниями намагниченности m_z .

Если $\sigma = \varepsilon = \kappa = 0$, то из последнего уравнения (4.48) следует, что $\vec{h} = -\nabla\varphi$, где φ – магнитостатический потенциал и спиновые волны описываются уравнением (4.34).

Уравнение (4.50) с граничными условиями (4.51), описывающие поперечные колебания, имеют решения в виде объемных и поверхностных мод (Рис. 4.13). Объемные моды вырождаются при обменной константе $\alpha = 0$ и $\kappa = 0$. Поверхностные моды более пригодны для спинволновой спектроскопии, так как дисперсионные ветви этих мод более чувствительны к изменениям магнитных и электрических параметров пленочной структуры. Найдем дисперсионные зависимости поверхностной спиновой волны. Будем искать решение в виде

$$h_x(y) = \begin{cases} A \exp(|q|y), & y \leq 0 \\ B_1 \psi_1^{(B)}(y) + B_2 \psi_2^{(B)}(y), & y \in [0, d] \\ C_1 \psi_1^{(C)}(y) + C_2 \psi_2^{(C)}(y), & y \in [d, d + \Delta] \\ D \exp(-|q|y), & y \geq d + \Delta, \end{cases} \quad (4.52)$$

где $\psi_i^{(B)}(y)$, $\psi_i^{(C)}(y)$ – собственные функции уравнения (4.50) в слоях B и C , соответственно. Сшивая решения на границах, получим дисперсионное соотношение

$$\frac{W_1^{(B)}(\omega, q)}{W_2^{(B)}(\omega, q)} = \frac{W_1^{(C)}(\omega, q)}{W_2^{(C)}(\omega, q)}, \quad (4.53)$$

где

$$W_1^{(B)}(\omega, q) = \psi_1^{(B)}(d)[i\nu q^2 f^{(A)}(0)\psi_2^{(B)}(0) + \Upsilon_2^{(B)}(0)] - \\ - \psi_2^{(B)}(d)[i\nu q^2 f^{(A)}(0)\psi_1^{(B)}(0) + \Upsilon_1^{(B)}(0)],$$

$$W_2^{(B)}(\omega, q) = \Upsilon_1^{(B)}(d)[i\nu q^2 f^{(A)}(0)\psi_2^{(B)}(0) + \Upsilon_2^{(B)}(0)] - \\ - \Upsilon_2^{(B)}(d)[i\nu q^2 f^{(A)}(0)\psi_1^{(B)}(0) + \Upsilon_1^{(B)}(0)],$$

$$W_1^{(C)}(\omega, q) = \psi_1^{(C)}(d)[-i\nu q^2 f^{(D)}(d + \Delta)\psi_2^{(C)}(d + \Delta) + \Upsilon_2^{(C)}(d + \Delta)] - \\ - \psi_2^{(C)}(d)[-i\nu q^2 f^{(D)}(d + \Delta)\psi_1^{(C)}(d + \Delta) + \Upsilon_1^{(C)}(d + \Delta)],$$

$$W_2^{(C)}(\omega, q) = \Upsilon_1^{(C)}(d)[-i\nu q^2 f^{(D)}(d + \Delta)\psi_2^{(C)}(d + \Delta) + \Upsilon_2^{(C)}(d + \Delta)] - \\ - \Upsilon_2^{(C)}(d)[-i\nu q^2 f^{(D)}(d + \Delta)\psi_1^{(C)}(d + \Delta) + \Upsilon_1^{(C)}(d + \Delta)],$$

$$\Upsilon_j^{(I)}(y) = \mu_{yx}^{(I)}(y)\psi_j^{(I)}(y) - f^{(I)}(y)[iq(\partial\psi_j^{(I)}(y)/\partial y) + \kappa\mu_{yx}^{(I)}(y)\psi_j^{(I)}(y)] \quad (I = B, C),$$

$$f^{(I)}(y) = \mu_{yy}^{(I)}(y)[q^2 + \kappa\mu_{yy}^{(I)}(y)]^{-1}, \quad \nu = \frac{q}{|q|} = \text{sign } q.$$

Индекс $I = A, B, C, D$ в $f^{(I)}(y)$ указывает на область $y \leq 0$ (для A), $y \geq d + \Delta$ (для D) и пленки B или C . Так как для свободного пространства $\mu_{yy} = 1$, $\sigma = 0$, $\varepsilon = 1$, то $f^{(A)}(y) = f^{(D)}(y) = (q^2 - \omega^2/c^2)^{-1} \approx q^{-2}$. Функции $W_j^{(I)}(\omega, q)$ зависят от частоты ω неявно через операторы Ландау-Лифшица (4.29), (4.30), которые, в свою очередь, входят в тензор магнитной восприимчивости $\hat{\chi}^{(av)}$ (4.32). Если один из слоев (например, слой C) является немагнитным и для него $\kappa = 0$, то в дисперсионном соотношении (4.53) $W_1^{(C)}(\omega, q)/W_2^{(C)}(\omega, q) = -i$ и соотношение (4.53) описывает дисперсию поверхностных спиновых волн в одиночной пленке.

Дисперсионное соотношение (4.53) получено в общем случае. Если у нас есть структура исследуемая пленка / однородная пленка YIG, в которой спиновая волна распространяется по YIG пленке (пленка B), то возможно упрощение функций $W_j^{(B)}(\omega, q)$. Для пленки YIG в магнитостатическом приближении (при $q \gg \omega/c$) $\kappa = 0$. Учитывая формулу $\hat{\chi}^{(av)}$ (4.32), уравнение (4.50) для поверхностной спиновой волны в YIG пленке сводится к уравнению

$$q^2 h_x - \frac{\partial^2 h_x}{\partial y^2} = 0,$$

собственными функциями которого являются $\psi_{1,2}^{(B)}(y) = \exp(\pm qy)$. В зависимости от направления распространения ν волна прижимается к той, или иной поверхности, т.е. около этой поверхности наблюдаются наибольшие изменения намагниченности и магнитного поля. Для ферромагнитно-упорядоченной пленки YIG тензор магнитной восприимчивости (4.32) имеет вид

$$\hat{\chi} = \frac{\gamma M}{\Omega_H^2 - \omega^2} \begin{pmatrix} \Omega_H & i\omega & 0 \\ -i\omega & \Omega_H & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

где $\Omega_H = \gamma H$.

При отсутствии второй пленки C и нулевых значениях анизотропии и обменной константы, $\alpha = 0$ и $\vec{H}^{(a)} = 0$, получаются общеизвестные дисперсионные соотношения поверхностной спиновой волны, распространяющейся в однородной пленке [?, ?, 42]

$$\omega^2 = \Omega_{\parallel}^2 + \Omega_M^2 [1 - \exp(-2qd)]/4, \quad (4.54)$$

где $\Omega_M = \gamma \cdot 4\pi M$, $\Omega_{\parallel}^2 = \Omega_H(\Omega_H + \Omega_M)$. В этом случае дисперсионные кривые двух ветвей поверхностных спиновых волн, распространяющихся вдоль разных поверхностей пленки, совпадают.

4.5 Факторы, влияющие на дисперсионную кривую поверхностной спиновой волны

Проанализируем факторы, влияющие на дисперсионную кривую спиновой волны: (1) проводимости ферромагнитной пленки, в которой распространяется спиновая волна (структура ферромагнитная пленка с проводимостью), (2) проводимости слоя, находящегося вблизи ферромагнитной пленки (структура ферромагнитная пленка + проводящий немагнитный слой), (3) магнитных параметров слоя, находящегося вблизи ферромагнитной пленки (структура ферромагнитная пленка + исследуемый магнитный слой), (4) неоднородности ферромагнитной пленки по толщине (структура ферромагнитная пленка с неоднородностью магнитных параметров). Влияние магнитного беспорядка в спиновой системе (неколлинеарности спинов магнитных гранул) рассмотрено в разделе 3.3.

4.5.1 Влияние проводимости магнитной пленки, в которой распространяется спиновая волна, на характеристики спиновой волны

Рассмотрим влияние проводимости σ ферромагнитной пленки на дисперсионную кривую поверхностной спиновой волны. Будем предполагать, что пленка однородна по толщине d и отсутствует слой C (Рис. 4.13). Тогда решение уравнения (4.50) при $\mu_{yx} = -\mu_{xy}$ запишется в форме $\psi_{1,2}^{(B)}(y) = \exp(\pm Qy)$, где поперечный волновой вектор Q равен

$$Q = \left(\frac{q^2 \mu_{xx} + \kappa \mu_{yy} \mu_{xx} + \kappa \mu_{xy}^2}{\mu_{yy}} \right)^{1/2}. \quad (4.55)$$

Дисперсионное соотношение (4.53) будет иметь вид

$$\coth(Qd) = \frac{(q^2 \mu_{xy})^2 + (qQ\mu_{yy})^2 + (q^2 + \kappa \mu_{yy})^2}{-2\nu qQ\mu_{yy}(q^2 + \kappa \mu_{yy})}, \quad (4.56)$$

где $\nu = \text{sign } q$. Проанализируем дисперсионное соотношение, задаваемое уравнениями (4.55), (4.56), для случая, когда диэлектрическая проницаемость ε равна 0 и тензор магнитной проницаемости μ , определяемый уравнениями Ландау-Лифшица (4.27), (4.28), имеет вид

$$\begin{aligned} \mu_{yy} = \mu_{xx} &= 1 + \frac{\Omega_H \Omega_M}{\Omega_H^2 - \omega^2} \\ \mu_{xy} = -\mu_{yx} &= \frac{i\omega \Omega_M}{\Omega_H^2 - \omega^2} \end{aligned} \quad (4.57)$$

$$\mu_{zz} = 1, \quad \mu_{zj} = \mu_{jz} = 0 \quad (j \neq z),$$

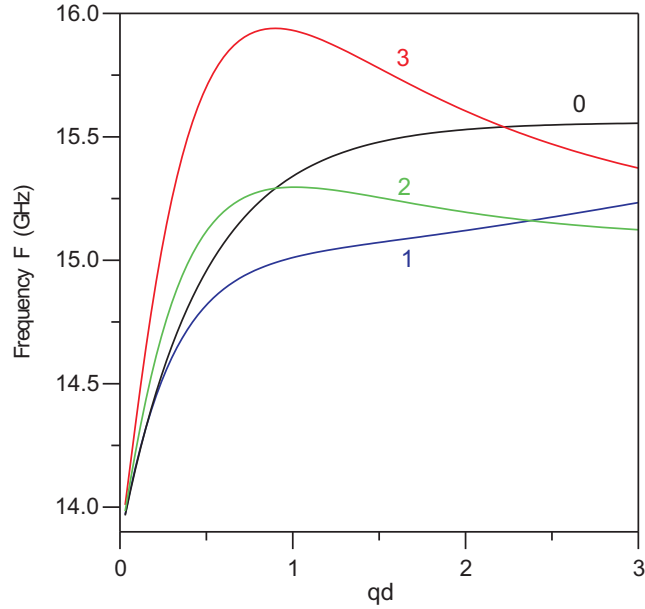


Рис. 4.14: Влияние проводимости σ магнитной пленки на дисперсионную кривую поверхностной спиновой волны (DE-моды), распространяющейся в пленке. Намагниченность пленки $4\pi M = 5$ кОе, толщина $d = 400$ нм, магнитное поле $H = 3$ кОе. Проводимость σ : (0) – 0, (1) – $2 \cdot 10^4$, (2) – $2 \cdot 10^5$, (3) – $1 \cdot 10^6$ ($\Omega \cdot \text{cm}$) $^{-1}$. Волновой вектор q нормирован на толщину пленки d .

где $\Omega_H = \gamma H$, $\Omega_M = \gamma \cdot 4\pi M$, $4\pi M$ – намагниченность, γ – гиромагнитное отношение. При нулевой проводимости σ ферромагнитной пленки уравнения (4.55), (4.56) приводят к общеизвестному дисперсионному соотношению поверхностной спиновой волны (4.54). Влияние проводимости σ на дисперсионную кривую поверхностной спиновой волны показано на Рис. 4.14. Вычисления проведены для пленки с намагниченностью $4\pi M = 5$ кОе, имеющей толщину $d = 400$ нм и находящейся в магнитном поле $H = 3$ кОе. $\gamma = 2\pi \cdot 2.83$ МГц/Ое. Волновой вектор q нормирован на толщину пленки. В разных диапазонах волновых векторов q проводимость пленки может приводить как к поднятию, так и к понижению дисперсионной кривой спиновой волны.

4.5.2 Влияние проводимости слоя, находящегося вблизи магнитной пленки, на спиновую волну

Рассмотрим магнитную пленку B толщиной d , около которой находится ферромагнитный проводящий слой C толщиной Δ (Рис. 4.13). Будем предполагать, что магнитная пленка B однородна по толщине, ее диэлектрическая проницаемость ε , проводимость σ и, следовательно, параметр κ равны 0. Тензор магнитной проницаемости $\mu^{(0)}$ определяется уравнениями Ландау-Лифшица (4.27), (4.28) и имеет вид (4.57). Будем также пред-

полагать, что ферромагнитный проводящий слой C однороден по толщине и его тензор магнитной проницаемости $\mu^{(1)}$ также имеет вид (4.57). Дисперсионное соотношение (4.53) запишется в форме

$$\begin{aligned} & \frac{i\nu\mu_{yx}^{(0)} + \mu_{yx}^{(0)2} + \mu_{yy}^{(0)2} + \nu\mu_{yy}^{(0)} \coth(qd)}{\nu - i\mu_{yx}^{(0)} + \mu_{yy}^{(0)} \coth(qd)} = \\ & = \frac{-\nu a g - g^2 + f^2 - \nu a f \coth(-Q^{(1)}\Delta)}{a[-\nu a - g + f \coth(-Q^{(1)}\Delta)]}, \end{aligned} \quad (4.58)$$

где

$$Q^{(1)} = \left(\frac{q^2 \mu_{xx}^{(1)} + \kappa \mu_{yy}^{(1)} \mu_{xx}^{(1)} + \kappa \mu_{xy}^{(1)2}}{\mu_{yy}^{(1)}} \right)^{1/2},$$

$$a = q^2 + \kappa \mu_{yy}^{(1)}, \quad f = q Q^{(1)} \mu_{yy}^{(1)}, \quad g = i q^2 \mu_{yx}^{(1)}, \quad \nu = \text{sign } q.$$

Если вблизи магнитной пленки нет проводящего слоя, то дисперсионное соотношение поверхностной спиновой волны определяется соотношением (4.54). При этом, групповая скорость равна

$$v_{gr} = \frac{d(\Omega_{\parallel}^2 + \Omega_M^2/4 - \omega^2)}{\omega}. \quad (4.59)$$

При волновом векторе, стремящемся к нулю ($q \rightarrow 0$), групповая скорость стремится к значению $v_{gr}^{(0)} = d\Omega_M^2/4\Omega_{\parallel}$.

Влияние проводимости σ слоя толщиной $10 \mu\text{m}$ на дисперсионные кривые поверхностных спиновых волн, распространяющихся в магнитной пленке с намагниченностью $4\pi M = 5 \text{ kOe}$ толщиной $d = 400 \text{ nm}$ в магнитном поле $H = 3 \text{ kOe}$ при $\gamma = 2\pi \cdot 2.83 \text{ MHz/Oe}$ показано на Рис. 4.15. Расчет произведен на основе соотношения (4.58) для случая структуры магнитная пленка с проводящим немагнитным слоем. Увеличение проводимости слоя приводит к поднятию дисперсионной кривой спиновой волны, распространяющейся вдоль поверхности магнитной пленки, примыкающей к слою. В то же время дисперсионная кривая спиновой волны, распространяющейся вдоль противоположной поверхности магнитной пленки, практически не испытывает влияние проводящего слоя.

На Рис. 4.16 показано влияние проводимости σ слоя с разными толщинами на групповую скорость поверхностной спиновой волны, распространяющейся в ферромагнитной пленке с намагниченностью $4\pi M = 1750 \text{ Oe}$ толщиной $d = 14 \mu\text{m}$ в магнитном поле $H = 410 \text{ Oe}$. Вычислялось соотношение групповой скорости спиновой волны, распространяющейся вдоль поверхности ферромагнитной пленки, примыкающей к слою, к групповой скорости спиновой волны в пленке без слоя при $q \rightarrow 0$, $w = v_{gr}/v_{gr}^{(0)}|_{q \rightarrow 0}$. Из зависимостей видно, что групповая скорость спиновой волны чрезвычайно чувствительна к проводимости даже очень тонких слоев.

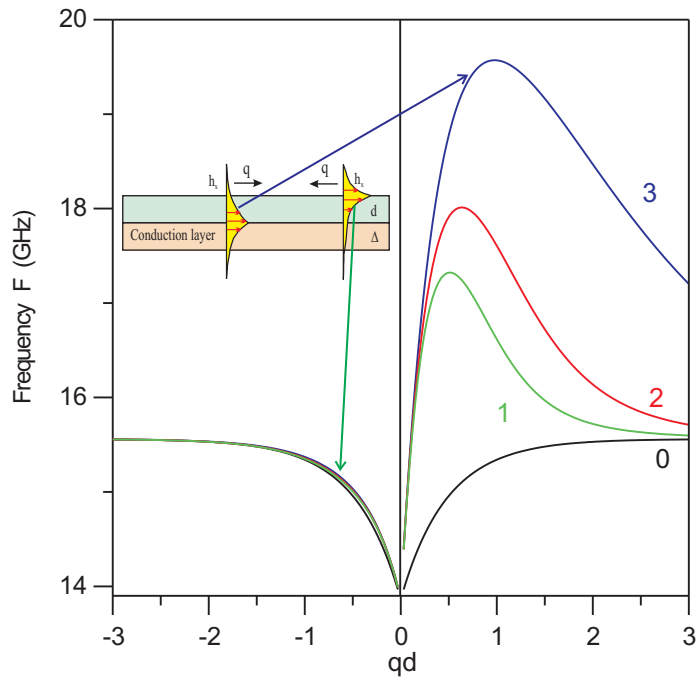


Рис. 4.15: Влияние проводимости σ слоя толщиной $10 \mu\text{m}$ на дисперсионные кривые поверхностных спиновых волн (DE-моды), распространяющихся в магнитной пленке вдоль разных поверхностей. Намагниченность пленки $4\pi M = 5 \text{ kOe}$, толщина $d = 400 \text{ nm}$. Магнитное поле H равно 3 kOe . Проводимость слоя σ : (0) – 0, (1) – 10^4 , (2) – $2 \cdot 10^4$, (3) – $1 \cdot 10^5$ $(\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$. Волновой вектор q нормирован на толщину пленки d .

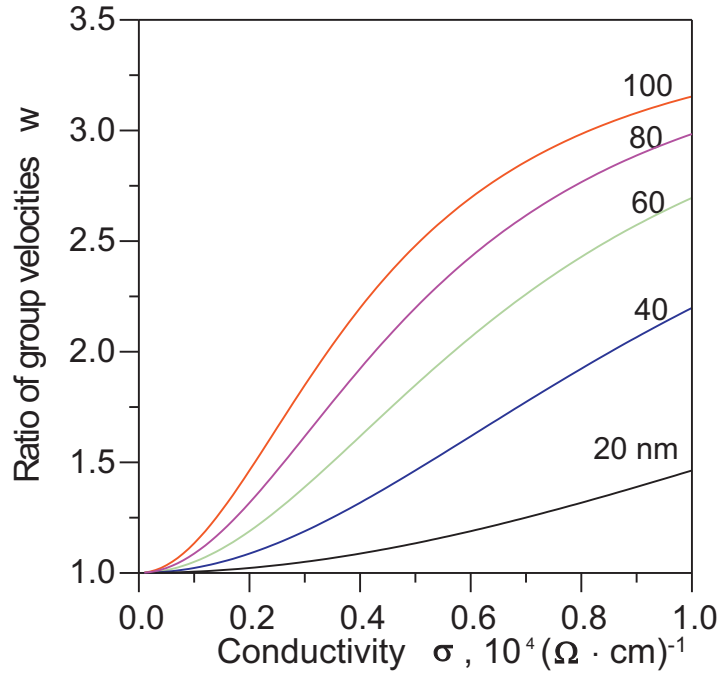


Рис. 4.16: Влияние проводимости σ слоя с разными толщинами на относительное изменение групповой скорости при $q \rightarrow 0$ поверхностной спиновой волны, распространяющейся в ферромагнитной пленке с намагниченностью $4\pi M = 1750$ Ое толщиной $d = 14 \mu\text{m}$ в магнитном поле $H = 410$ Ое.

Наряду с увеличением групповой скорости проводимость слоя приводит к дополнительному затуханию ΔF спиновой волны (Рис. 4.17). Дополнительное затухание связано с возбуждением вихревых токов в проводящем слое. Затухание достигает максимального значения при определенной величине проводимости σ и стремится к нулю при $\sigma \rightarrow 0$ и $\sigma \rightarrow \infty$. Максимум смещается в сторону больших значений σ при уменьшении толщины слоя.

4.5.3 Влияние магнитных параметров слоя, находящегося вблизи магнитной пленки, на спиновую волну

Теперь рассмотрим ферромагнитную пленку B толщиной d , на которой находится ферромагнитный непроводящий слой C толщиной Δ (Рис. 4.13). Влияние дополнительного ферромагнитного слоя C на дисперсионные кривые спиновых волн, распространяющихся в ферромагнитной пленке, и распространение спиновых волн в многослойных пленках рассматривалось во множестве работ [141–155]. Будем предполагать, что ферромагнитная пленка B однородна по толщине, ее диэлектрическая проницаемость ε , проводимость σ и параметр κ равны 0. Тензор магнитной проницаемости $\mu^{(0)}$ имеет вид (4.57). Будем предполагать, что ферромагнитный слой также однороден по толщине и его тензор магнитной

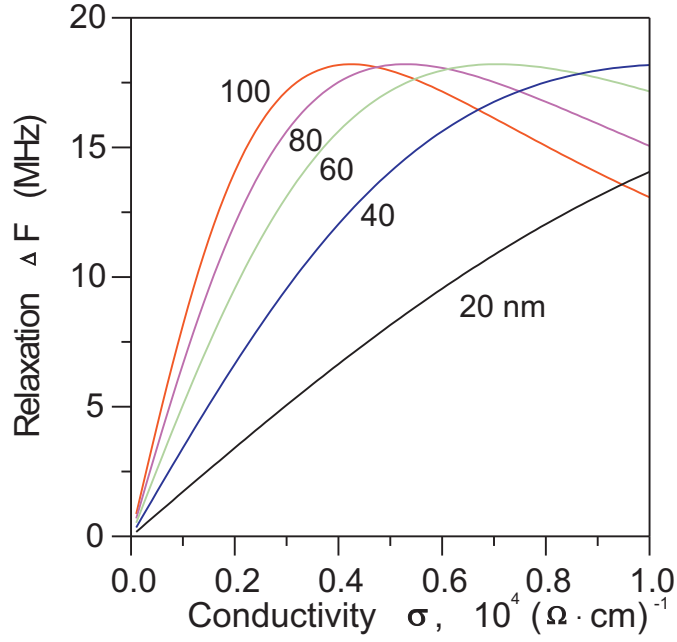


Рис. 4.17: Влияние проводимости σ слоя с разными толщинами на затухание ΔF при $q \rightarrow 0$ поверхностной спиновой волны, распространяющейся в пленке с намагниченностью $4\pi M = 1750$ Ое толщиной $d = 14 \mu\text{m}$ в магнитном поле $H = 410$ Ое.

проницаемости $\mu^{(1)}$ имеет вид (4.57). В этом случае поверхностные спиновые волны, распространяющиеся в ферромагнитной пленке, описываются дисперсионным соотношением (4.58). Расчет дисперсионных зависимостей и групповых скоростей проводился для структуры ферромагнитная пленка + ферромагнитный слой с намагниченностью слоя меньшей намагниченности пленки. Найдено, что влияние слоя сводится к увеличению групповой скорости v_{gr} спиновой волны. Если коэффициент затухания спиновых волн в слое отличен от нуля, то спиновая волна, распространяющаяся в ферромагнитной пленке также испытывает затухание и ее групповая скорость падает. На Рис. 4.18 показано влияние параметра релаксации $\delta\omega/\omega$ магнитного слоя с $4\pi M = 1700$ Ое на относительное изменение $w = v_{gr}/v_{gr}^{(0)}$ групповой скорости поверхностной спиновой волны при $q \rightarrow 0$, распространяющейся в ферромагнитной пленке с намагниченностью $4\pi M = 1750$ Ое. Толщина пленки равна $d = 14 \mu\text{m}$. Магнитное поле H касательно к пленке и равно 410 Ое. С ростом толщины слоя увеличивается влияние параметра релаксации $\delta\omega/\omega$ на v_{gr} спиновой волны.

4.5.4 Влияние неоднородности магнитных параметров пленки по толщине на спиновую волну

Для анализа влияния магнитной неоднородности пленки по толщине на дисперсионные кривые спиновых волн рассмотрим магнитную пленку с градиентом намагниченности $4\pi M(y) = 4\pi M(0) - \bar{\zeta}y$ по толщине. Будем полагать, что ее диэлектрическая проницаемость

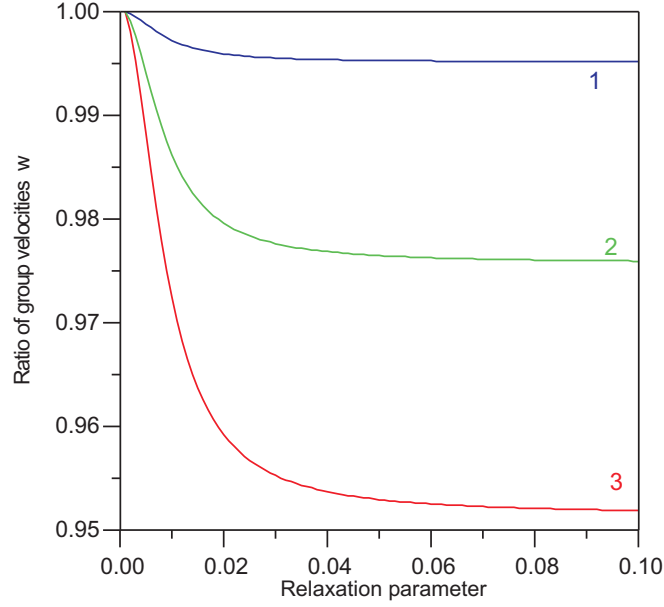


Рис. 4.18: Влияние параметра релаксации $\delta\omega/\omega$ магнитного слоя с $4\pi M = 1700$ Ое на относительное изменение w групповой скорости поверхностной спиновой волны при $q \rightarrow 0$, распространяющейся в ферромагнитной пленке с намагниченностью $4\pi M = 1750$ Ое толщиной $d = 14 \mu\text{m}$. Магнитное поле равно $H = 410$ Ое. Толщины слоя: 1 – $0.1 \mu\text{m}$, 2 – $0.5 \mu\text{m}$, 3 – $1 \mu\text{m}$. Волновой вектор q нормирован на толщину пленки d .

ε , проводимость σ и параметр κ равны 0. Принимая во внимание, что намагниченность является функцией от y , мы должны заменить Ω_M в (4.57) функциональной зависимостью: $\Omega_M(y) = \Omega_M(0) - \gamma\bar{\zeta}y$. Уравнение (4.50) запишется в форме

$$\frac{\partial^2 h_x}{\partial y^2} + \frac{b}{r + by} \frac{\partial h_x}{\partial y} + \left(\frac{l}{r + by} - q^2 \right) h_x = 0, \quad (4.60)$$

где $r = \omega^2 - \Omega_H^2 - \Omega_H \Omega_M(0)$, $b = \gamma\bar{\zeta}\Omega_H$, $l = \gamma\bar{\zeta}\omega q$. Решения уравнения (4.60) внутри пленки выражаются через функции

$$\psi_1(y) = \exp(-qy)G(\bar{\alpha}, 1, 2q(y - y_0))$$

$$\psi_2(y) = \exp(qy)G(1 - \bar{\alpha}, 1, -2q(y - y_0)),$$

где G – вырожденная гипергеометрическая функция второго рода (функция Куммера) [156, 157], $\bar{\alpha} = (\Omega_H - \omega)/2\Omega_H$, $y_0 = -r/b$. Дисперсионные соотношения (4.53) имеют вид

$$\begin{aligned} & [(\nu - i\mu_{yx}(0))\psi_1(0) - \mu_{yy}(0)\psi_1'(0)/q] \cdot [(\nu + i\mu_{yx}(d))\psi_2(d) + \mu_{yy}(d)\psi_2'(d)/q] - \\ & - [(\nu - i\mu_{yx}(0))\psi_2(0) - \mu_{yy}(0)\psi_2'(0)/q] \cdot [(\nu + i\mu_{yx}(d))\psi_1(d) + \mu_{yy}(d)\psi_1'(d)/q] = 0, \quad (4.61) \end{aligned}$$

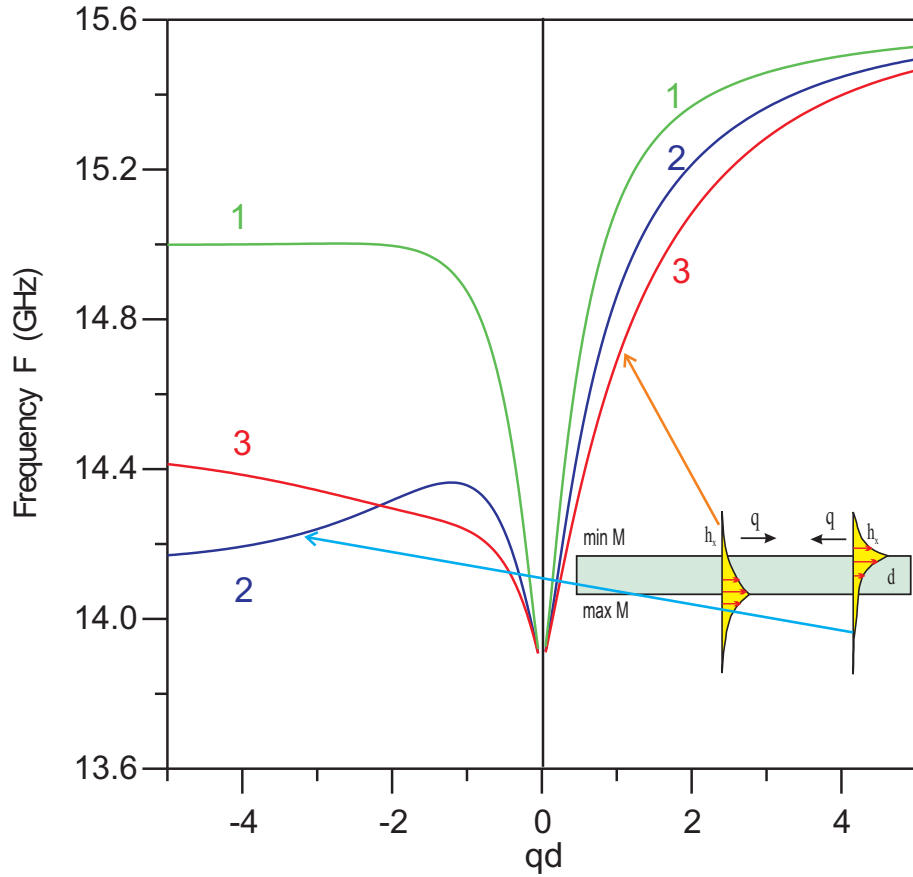


Рис. 4.19: Влияние градиента намагниченности \bar{c} пленки с профилем намагниченности $4\pi M(y) = 5 \text{ kOe} - \bar{c}y$ на дисперсионные кривые поверхностных спиновых волн (DE-моды), распространяющихся вдоль разных поверхностей. Толщина пленки $d = 400 \text{ nm}$. Магнитное поле H равно 3 kOe . Градиент намагниченности \bar{c} : 1 – 1, 2 – 2.5, 3 – $5 \text{ kOe}/\mu\text{m}$. Волновой вектор q нормирован на толщину пленки d .

где $\nu = \text{sign } q$, $\psi'_{1,2}$ обозначает частную производную функции $\psi_{1,2}$ по y .

Влияние магнитной неоднородности пленки по толщине на дисперсионные кривые поверхностных спиновых волн, полученное на основе соотношения (4.61), представлено на Рис. 4.19. Вычисления проведены для магнитной пленки толщиной $d = 400 \text{ nm}$ и магнитного профиля $4\pi M(y) = 5 \text{ kOe} - \bar{c}y$ при магнитном поле $H = 3 \text{ kOe}$ и $\gamma = 2\pi \cdot 2.83 \text{ MHz/Oe}$. Типичная особенность влияния магнитной неоднородности на дисперсионные кривые поверхностных спиновых волн заключается в следующем. Спиновая волна, распространяющаяся вдоль поверхности с малым значением $4\pi M$ ($y = d$, $q < 0$) претерпевает максимальные изменения. При больших значениях волнового вектора q дисперсионные кривые этих волн стремятся к меньшим частотам по сравнению с поверхностными волнами, распространяющимися вдоль поверхности с большим значением намагниченности $4\pi M$ ($q > 0$).

Итак, на основе вышерассмотренного найдено, что главными факторами, влияющими

на форму дисперсионных характеристик спиновых волн в пленке B , являются: (1) проводимость и магнитные характеристики слоя C (намагниченность и коэффициент затухания слоя C) около пленки B , (2) неоднородность магнитных параметров (намагниченность) и разупорядоченность спинов ξ , ζ пленки B . В меньшей степени на форму дисперсионных кривых влияет проводимость пленки B . Влияние диэлектрической проницаемости начинает сказываться только при больших значениях ε ($> 10^4$). Вышеперечисленные факторы по разному влияют на форму дисперсионных кривых:

- (1) Увеличение разупорядоченности спинов (уменьшение параметров ξ , ζ) проявляется в том, что наклон дисперсионной кривой понижается. При больших значениях разупорядоченности наклон дисперсионной кривой меняет знак и становится отрицательным.
- (2) Влияние проводимости пленки B заключается в образовании максимума на дисперсионной кривой $\omega(q)$ при $qd = 1$ для волн, распространяющихся как в прямом, так и в обратном направлении.
- (3) Наличие проводящего слоя около одной из поверхностей пленки B приводит к появлению максимума на кривой $\omega(q)$ при $qd = 1$ только для волны, распространяющейся вдоль интерфейса пленка / проводящий слой.
- (4) Влияние неоднородности намагниченности или параметров разупорядоченности спинов ξ , ζ по толщине пленки сказывается в том, что дисперсионные кривые спиновых волн, распространяющихся вдоль разных поверхностей будут отличаться друг от друга. При этом их асимптотические значения при $q \rightarrow \infty$ определяются намагниченностью и факторами ξ , ζ , соответствующими данной поверхности пленки.

Таким образом, анализ главных факторов, влияющих на дисперсию спиновых волн, показал, что они по-разному изменяют форму дисперсионных кривых спиновых волн и приводят к различию двух ветвей поверхностных волн, что дает возможность решения обратной задачи – определения магнитных и электрических характеристик магнитных наноструктур.

4.6 Определение магнитных и электрических характеристик магнитных наноструктур из дисперсионных кривых спиновых волн

Применим теоретическую модель, развитую для общего случая, к определению характеристик магнитных наноструктур, состоящих из однородного проводящего слоя C и магнитной пленки B , в которой распространяется спиновая волна (Рис. 4.13). Будем полагать, что пленка B неоднородна по толщине d и содержит магнитные наночастицы с некоторой степенью разупорядоченности спинов. Если мы имеем экспериментально полученную дисперсионную кривую поверхностных спиновых волн, то можно решить обратную задачу

– найти профили магнитных и электрических параметров по толщине из дисперсионных соотношений (4.53). Эта задача не может быть решена аналитически точно, так как решение уравнения (4.50) не выражается через аналитические функции при произвольном профиле параметров по толщине. Более того, численное решение этой задачи может быть произведено только приближенно, что связано с ограниченным интервалом определения волнового вектора q . Оценим степень приближения решения обратной задачи.

Магнитное поле поверхностной волны (4.52), распространяющейся в пленке B , спадает экспоненциально от поверхности с характерным масштабом q^{-1} . Волна чувствует неоднородность (как продольного, так и поперечного типа) в наибольшей степени, если размер неоднородности магнитных и электрических параметров $l \approx 2\pi/q$. На дисперсионной кривой область $\omega(q)$ с $q \approx 2\pi/l$ подвергается наибольшим изменениям. Если дисперсионная кривая определена на участке $[0, q^{(max)}]$, то мы можем найти профиль функций параметров по толщине с точностью до $2\pi/q^{(max)}$. Так как разложение функции в ряд Тейлора до члена со степенью n на отрезке $[0, d]$ позволяет описать неоднородности функции, имеющие размер порядка d/n , то при численном вычислении магнитных и электрических характеристик по толщине пленки d можно ограничиться членами разложения до степени $n = q^{(max)}d/2\pi$. Чем шире интервал измерения дисперсионной кривой $[0, q^{(max)}]$, тем более тонкую структуру можно определить из дисперсионных соотношений спиновых волн. При этом следует учесть, что $q^{(max)}$ должно быть связано с выбором объема усреднения δV в (4.32) неравенством $(\delta V)^{1/3} \ll 2\pi/q^{(max)}$.

В связи с этим проведем разложение функций проводимости $\sigma^{(B)}$, параметров порядка ξ , ζ и обменной константы α пленки B в ряд Тейлора

$$\begin{aligned}\sigma^{(B)}(y) &= \sum_{j=0} \frac{1}{j!} \sigma_j^{(B)} y^j \\ \xi(y) &= \sum_{j=0} \frac{1}{j!} \xi_j y^j \\ \zeta(y) &= \sum_{j=0} \frac{1}{j!} \zeta_j y^j \\ \alpha(y) &= \sum_{j=0} \frac{1}{j!} \alpha_j y^j.\end{aligned}\tag{4.62}$$

Проблема вычислительной устойчивости численного решения обратных задач [158,159], а также экспериментальные погрешности и существование интервала определения q вынуждают нас ограничиться первыми членами рядов Тейлора (4.62). Для нахождения дисперсионных зависимостей (4.53) необходимо найти функции $\psi_i^{(B)}(y)$ (2.14). Найдем $\psi_i^{(B)}(y)$ с помощью теории возмущений. Первые два уравнения (4.49), которые можно записать в форме

$$\hat{T} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (iq\mu_{xx} + \mu'_{yx} + \mu_{yx}\frac{\partial}{\partial y}) & (iq\mu_{xy} + \mu'_{yy} + \mu_{yy}\frac{\partial}{\partial y}) \\ \frac{-i}{q}(\kappa\mu_{yx} + iq\frac{\partial}{\partial y}) & \frac{-i}{q}(q^2 + \kappa\mu_{yy}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix} = 0, \quad (4.63)$$

и эквивалентное им уравнение (4.50) имеют точное решение при $\sigma_0^{(C)} \neq 0$, $\sigma^{(B)} = 0$, $\kappa^{(B)} = 0$, $\xi(y) = \xi_0 - \xi_1 y$, $\zeta(y) = \zeta_0 - \zeta_1 y$, $\alpha(y) = 0$ и $B^{[1]}(p) = D = 0$ в $\hat{\chi}^{(av)}$ (4.32). При этом, согласно соотношению (4.32) x, y -компоненты тензора магнитной проницаемости $\hat{\mu} = 1 + 4\pi\hat{\chi}^{(av)}$ в пленке B , входящие в уравнение (4.50), имеют вид

$$\begin{aligned} \mu_{yy}^{(0)} = \mu_{xx}^{(0)} &= 1 + \frac{\Omega_H \Omega_M \xi(y)}{\Omega_H^2 - \omega^2} \\ \mu_{yx}^{(0)} = -\mu_{xy}^{(0)} &= \frac{i\omega \Omega_M \zeta(y)}{\Omega_H^2 - \omega^2}. \end{aligned} \quad (4.64)$$

Для пленки C $\mu_{ij} = \delta_{ij}$. Собственными функциями (4.52) уравнения (4.50) являются: в пленке B

$$\bar{\psi}_1^{(B)}(y) = \exp(-qy)G(\bar{\alpha}, 1, 2q(y - y_0))$$

$$\bar{\psi}_2^{(B)}(y) = \exp(qy)G(1 - \bar{\alpha}, 1, -2q(y - y_0)), \quad (4.65)$$

в пленке C

$$\bar{\psi}_1^{(C)}(y) = \exp(Qy)$$

$$\bar{\psi}_2^{(C)}(y) = \exp(-Qy), \quad (4.66)$$

где G – вырожденная гипергеометрическая функция второго рода (функция Куммера) [156, 157],

$$\bar{\alpha} = \frac{\Omega_H \xi_1 - \omega \zeta_1}{2\Omega_H \xi_1}$$

$$y_0 = \frac{\Omega_H^2 + \Omega_H \Omega_M \xi_0 - \omega^2}{\Omega_H \Omega_M \xi_1}$$

$$Q = (q^2 + \kappa^{(C)})^{1/2} = \left(q^2 + \frac{4\pi i \omega \sigma_0^{(C)}}{c^2} \right)^{1/2}.$$

Подставляя (4.65), (4.66) в дисперсионное соотношение (4.53), получаем соотношение, зависящее от параметров ω , q , d , Δ , $\sigma_0^{(C)}$, Ω_M , ξ_0 , ξ_1 , ζ_0 , ζ_1 . Коэффициенты разложения

ряда Тейлора (4.62) более высокого порядка в дисперсионных соотношениях можно учесть методом теории возмущений. Для этого перепишем уравнения (4.63) в форме

$$(\hat{T}^{(0)} + \delta\hat{T}) \begin{pmatrix} h_x^{(0)} + \delta h_x \\ h_y^{(0)} + \delta h_y \end{pmatrix} = 0,$$

где тензорный оператор $\hat{T}^{(0)}$ определяется магнитной проницаемостью (4.64) в пленке B и соотношением $\mu_{ij} = \delta_{ij}$ в пленке C , а $h_j^{(0)}$ – собственными функциями (4.65), (4.66). Тогда в первом приближении

$$\delta h_j = -T_{jk}^{(0)-1} \delta T_{km} h_m^{(0)}. \quad (4.67)$$

Обратный оператор $\hat{T}^{(0)-1}$ находится из решения соответствующей задачи Штурма-Лиувилля [160]

$$\hat{T}^{(0)-1} = \begin{pmatrix} v_{xx} & v_{xy} \\ v_{yx} & v_{yy} \end{pmatrix},$$

где

$$\begin{aligned} v_{xx}f(y) &= iq \int_0^d J(y, \bar{y}) f(\bar{y}) d\bar{y} \\ v_{xy}f(y) &= \int_0^d J(y, \bar{y}) [iq\mu_{xy}^{(0)}(\bar{y})f(\bar{y}) + \frac{\partial}{\partial \bar{y}}(\mu_{yy}^{(0)}(\bar{y})f(\bar{y}))] d\bar{y} \\ v_{yx}f(y) &= \frac{\partial}{\partial y} \int_0^d J(y, \bar{y}) f(\bar{y}) d\bar{y} \\ v_{yy}f(y) &= \frac{if(y)}{q} - \frac{i\partial}{q\partial y} \int_0^d J(y, \bar{y}) [iq\mu_{xy}^{(0)}(\bar{y})f(\bar{y}) + \frac{\partial}{\partial \bar{y}}(\mu_{yy}^{(0)}(\bar{y})f(\bar{y}))] d\bar{y} \end{aligned}$$

с функцией Грина

$$\begin{aligned} J(y, \bar{y}) &= \frac{-1}{\mu_{yy}^{(0)}(0) [\bar{\psi}_1^{(B)}(0)(\partial \bar{\psi}_2^{(B)}(0)/\partial y) - (\partial \bar{\psi}_1^{(B)}(0)/\partial y) \bar{\psi}_2^{(B)}(0)]} \times \\ &\times \begin{cases} \bar{\psi}_1^{(B)}(y) \bar{\psi}_2^{(B)}(\bar{y}), & 0 \leq y \leq \bar{y} \\ \bar{\psi}_2^{(B)}(y) \bar{\psi}_1^{(B)}(\bar{y}), & \bar{y} \leq y \leq d. \end{cases} \end{aligned}$$

Тензорный оператор $\delta\hat{T}$, в общем случае (при $\alpha \neq 0$), является псевдодифференциальным оператором. Учитывая соотношения (4.65), собственными функциями уравнения (4.50) в пленке B в приближении (4.67) будут

$$\psi_{1,2}^{(B)}(y) = \bar{\psi}_{1,2}^{(B)}(y) - \sum_k T_{xk}^{(0)-1} (\delta T_{kx} - \frac{i}{q} \delta T_{ky} \frac{\partial}{\partial y}) \bar{\psi}_{1,2}^{(B)}(y). \quad (4.68)$$

Подставляя функции $\psi_{1,2}^{(B)}(y)$ (4.68) в дисперсионные соотношения (4.53), мы получим соотношения, зависящие от группы параметров $\{p\}$, в которую входят некоторые коэффициенты разложения (4.62). Приближенное решение обратной задачи сводится к нахождению тех параметров $\{p\}$, при которых дисперсионная зависимость (4.53) наилучшим образом аппроксимирует экспериментально полученную дисперсионную кривую. Для этого введем функционал расхождения

$$S[\{p\}] = \sum_j^N [\omega^{(exp)}(q_j) - \omega^{(teor)}(q_j, \{p\})]^2, \quad (4.69)$$

где N – количество точек экспериментальной кривой, $\omega^{(exp)}(q_j)$, $\omega^{(teor)}(q_j, \{p\})$ – экспериментальная и теоретическая дисперсионные зависимости, соответственно. Наилучшим приближением будет то, которому отвечает минимум $S[\{p\}]$ в пространстве параметров $\{p\}$.

4.7 Спинволновая спектроскопия

4.7.1 Схема измерений

Метод спинволновой спектроскопии основан на возбуждении спиновых волн в исследуемом объекте и анализе их дисперсионных зависимостей на разных частотах с целью получения информации о магнитных свойствах объекта и его проводимости. Спиновые волны могут быть возбуждены в самом объекте или в ферромагнитной пленке с малым коэффициентом затухания (например, в пленке YIG). Мы опишем второй метод измерений.

В методе спинволновой спектроскопии образец помещается на ферромагнитную пленку так, как представлено на Рис. 4.20а. В качестве ферромагнитной пленки использовалась пленка железо-иттриевого граната $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG) на подложке гадолиний-галлиевого граната $Gd_3Ga_5O_{12}$ (GGG). Переменное магнитное поле $h(k, x, y, t)$ поверхностной спиновой волны, которая распространяется в пленке YIG, взаимодействует с образцом (Рис. 4.20b). Спиновая волна возбуждается переменным током передающей микрополосковой антенны и принимается приемной антенной. Взаимодействие между образцом и магнитным полем спиновой волны $h(k, x, y, t)$ приводит к изменениям ее дисперсионной зависимости, групповой скорости и потерь. Внешнее магнитное поле H параллельно поверхности пленки. Дисперсионная зависимость поверхностной спиновой волны без образца дается выражением (4.54) и ее групповая скорость – соотношением (4.59). Использовались два варианта спинволновых ячеек, характеризующихся следующими параметрами. В первом варианте расстояние между антеннами составляет 10 мм. Толщина d пленки YIG равнялась 10.1 μm . Во втором варианте расстояние между антеннами – 7.8 мм и толщина d пленки

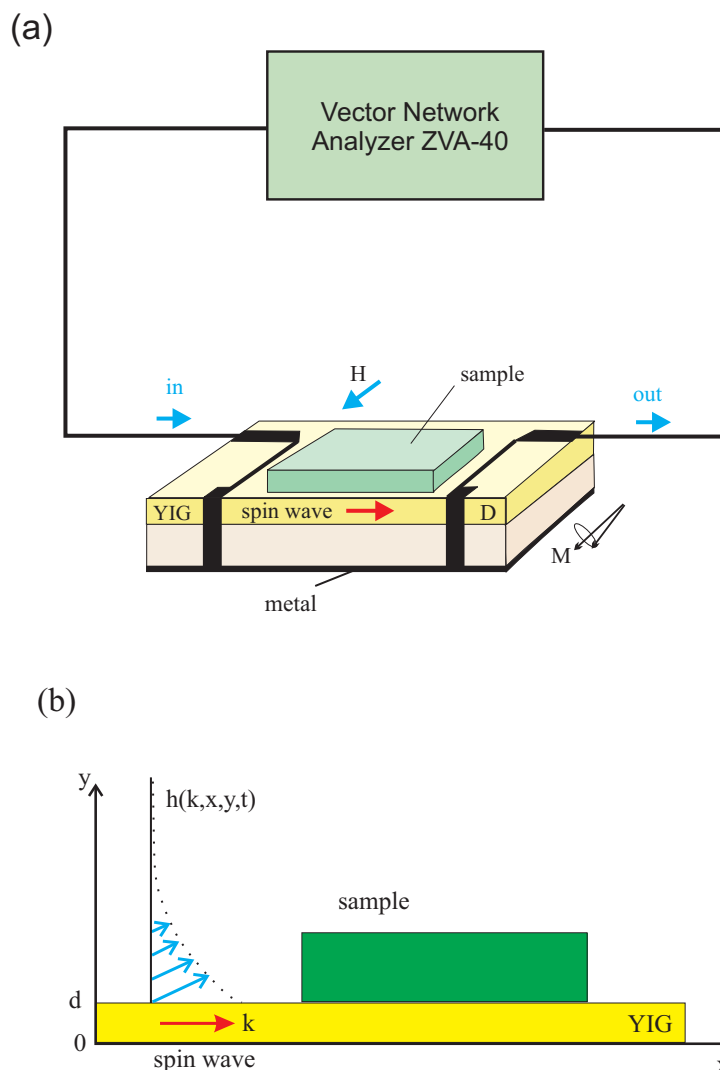


Рис. 4.20: (а) Блок-схема установки и спинволновой ячейки. (б) Распределение переменного магнитного поля $h(k, x, y, t)$ поверхностной спиновой волны по оси Oy при данном волновом векторе k .

YIG – $14 \mu\text{m}$. Толщины приемной и передающей антенн равны $50 \mu\text{m}$. Толщина GGG подложки – 0.5 mm . Обратная сторона GGG подложки металлизирована и заземлена. Один из антенных концов соединен с землей, а другие концы, соответственно, с входящей и выходящей микрополосковыми линиями.

Для определения дисперсионных зависимостей и групповых скоростей спиновых волн использовались амплитудно-частотные и фазово-частотные характеристики (S -параметры), которые снимались с помощью векторного анализатора Rohde-Schwarz ZVA-40. Относительное изменение групповой скорости, которое измерялось по фазовому сдвигу наведенного тока на приемной антенне, определялось соотношением

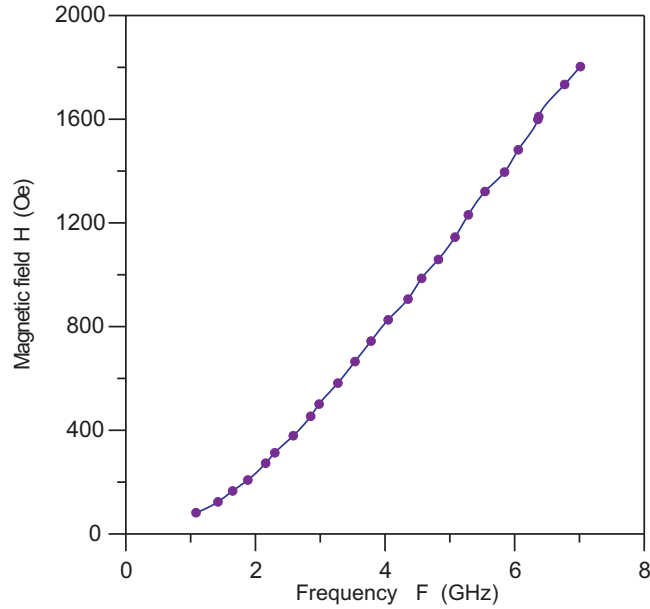


Рис. 4.21: Изменение приложенного магнитного поля H от частоты F , необходимое для распространения спиновой волны в пленке YIG в частотном диапазоне 1 - 7 GHz.

$$w = \frac{v_g^{(s)}}{v_g^{(0)}}, \quad (4.70)$$

где $v_g^{(s)}$ и $v_g^{(0)}$ – групповые скорости, соответственно, с образцом и без образца. $v_g^{(0)}$ дается выражением (4.59). Измерения проводились в частотном диапазоне 1 - 7 GHz. Измерения проводились на спиновых волнах с длиной волны $\lambda = 1.3$ mm. Согласно соотношению (4.54) увеличение частоты F в диапазоне 1 - 7 GHz сопровождалось увеличением приложенного магнитного поля H (Рис. 4.21).

4.7.2 Влияние проводимости и магнитных свойств образца на групповую скорость и затухание спиновой волны

Влияние проводимости пленочного образца на групповую скорость спиновой волны представлено на Рис. 4.22. Пленки гидрогенизированного аморфного углерода a-C:H включали наночастицы меди с размерами 2 - 3 nm. Толщины пленок (a-C:H)_{100-x}Cu_x равны 50 nm. Измерения проводились на частоте 4.0 GHz при температурах 77 и 293 K. Касательное магнитное поле H было равно 787 Oe при 293 K и 644 Oe при 77 K. В соответствии с 3.5.2 наблюдалось увеличение групповой скорости спиновой волны и параметра w (4.70). Из представленных зависимостей можно сделать следующие выводы [163]. (1) Вклад электронов углеродной π^* -зоны проводимости в проводимость пленки (a-C:H)_{100-x}Cu_x при 293 K достаточно велик по сравнению с вкладом от электронов наночастиц Cu. При 77 K электроны в углероде почти полностью вымораживаются и проводимость опреде-

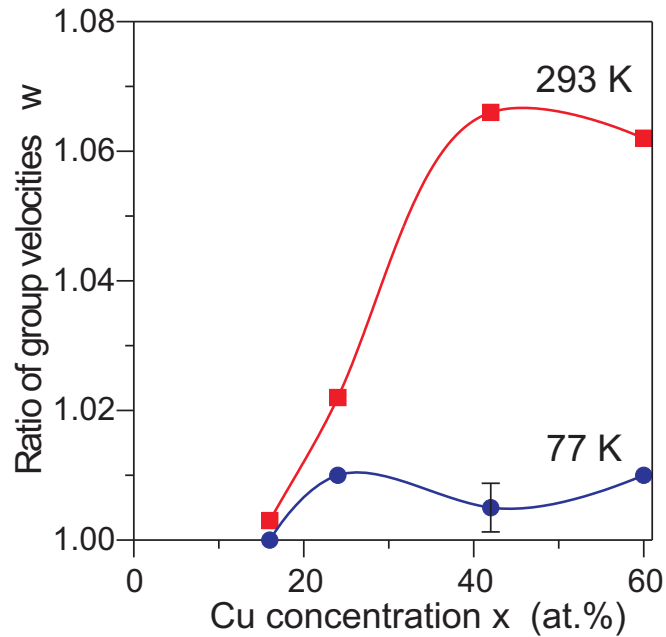


Рис. 4.22: Изменение w групповой скорости спиновой волны в YIG пленке со слоем $(a\text{-C:H})_{100-x}\text{Cu}_x$ к групповой скорости без слоя $(a\text{-C:H})_{100-x}\text{Cu}_x$ в зависимости от степени вхождения Cu x при 77 K и при 293 K.

ляется электронами в кластерах меди. (2) Эксперимент показывает отсутствие свободных электронов в углеродной зоне проводимости при процентном содержании Cu x , меньшем 14 at.%.

Влияние магнитных наночастиц образца на затухание спиновой волны, распространяющейся в пленке YIG, в зависимости от частоты показано на примере гранулированных пленок SiO_2 с наночастицами Co (Рис. 4.23). Толщины пленок были равны 600 nm. Размеры наночастиц Co – 3 - 5 nm. Концентрации Co составляли: 22.5, 36.0 и 54.2 at.%. Затухание A растет с увеличением концентрации Co. Максимум затухания, наблюдаемый на частоте 4.5 GHz, соответствует естественному ферромагнитному резонансу частиц Co в магнитном поле их ближайшего окружения.

Согласно 3.5.3 увеличение концентрации магнитных частиц в структуре исследуемый образец / пленка YIG приводит к росту затухания спиновой волны и к падению ее групповой скорости. Эта зависимость представлена на Рис. 4.24 [117]. Измерения были проведены на образцах $\text{ZnO}(\text{Co})$, которые были получены прессованием нанопорошков ZnO (49 nm) и Co (21 nm) (производство Nanophase Technologies Corp.). Размеры образцов – $5 \times 5 \times 1.8$ mm. В качестве связующего была выбрана эпоксидная резина, объемная концентрация которой составляла 10 - 13 vol.%. Измерения проводились на частоте 2.3 GHz. С увеличением концентрации наночастиц до 34 vol.% Co наблюдалось падение групповой скорости. При более высоких концентрациях Co наступает область перколяционного порога, что приво-

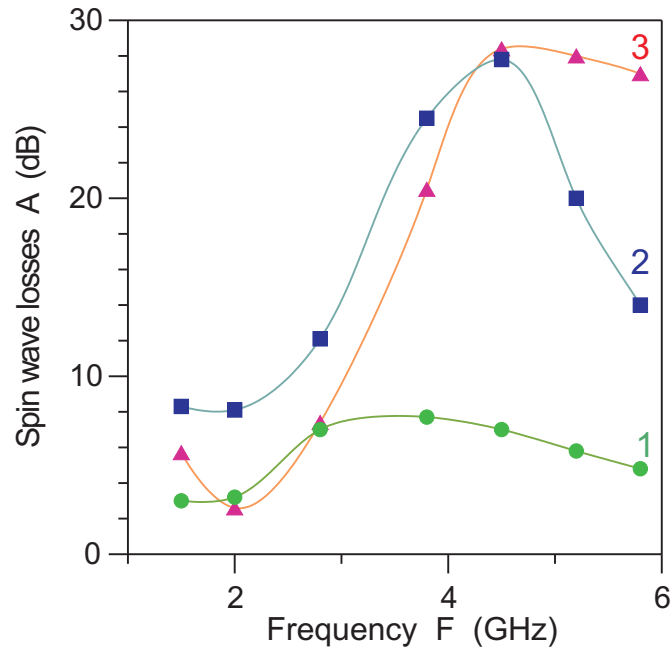


Рис. 4.23: Частотная зависимость затухания A спиновой волны, распространяющейся в пленке YIG с гранулированной пленкой SiO_2 с наночастицами Co. Концентрации Co: 1 – 22.5, 2 – 36.0 и 3 – 54.2 at.%.

дит к росту проводимости образцов и, в соответствии с 3.5.2, к росту групповой скорости спиновой волны.

На Рис. 4.25 показаны (а) спектры поглощения электромагнитной волны на микрополосковой линии и (b) изменение групповой скорости спиновой волны в методе спинволновой спектроскопии в том же частотном диапазоне для образцов BaTiO_3 с наночастицами Ni [118]. Образцы, размеры которых составляли $4 \times 3 \times 1$ mm, были получены прессованием нанопорошков BaTiO_3 (размеры частиц 30 nm) и Ni (размеры частиц 20 nm). Исследования образцов этими двумя методами заключаются во взаимодействии с переменными электрическими $e(t)$ и магнитными $h(t)$ полями. В первом методе электромагнитная микрополосковая мода имеет как переменное электрическое поле $e(t)$, так и переменное магнитное поле $h(t)$. В методе спинволновой спектроскопии спиновая волна взаимодействует с образцом посредством переменного магнитного поля $h(t)$. Электрическое поле $e(t)$ крайне незначительно. Таким образом, можно сказать, что микрополосковый метод пригоден для исследования как магнитных, так и пьезоэлектрических возбуждений, а метод спинволновой спектроскопии – для исследования только магнитных осцилляций.

Возбуждения в $\text{BaTiO}_3(\text{Ni})$ имеют пьезоэлектрические и магнитные характерные черты. Из Рис. 4.25а видно, что возбуждения на частотах 2.9 GHz и 8.2 GHz, которые существуют также и в чистом BaTiO_3 , имеют пьезоэлектрическую природу. Эти возбуждения являются геометрическими резонансами образца. Увеличение Ni в диапазоне 0 - 12 vol.%

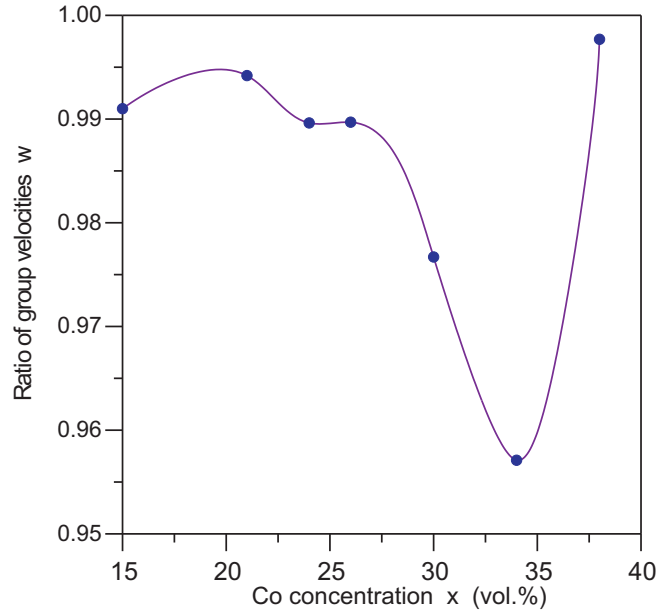


Рис. 4.24: Изменение w групповой скорости спиновой волны на частоте 2.3 GHz в YIG пленке, взаимодействующей с образцами ZnO(Co), в зависимости от объемной концентрации Co.

приводит к росту магнитной составляющей пьезоэлектрических возбуждений (Рис. 4.26а). В противоположность этому, возбуждения на частоте 5.4 GHz уменьшаются и пропадают с падением концентрации Ni и имеют магнитную природу.

Сравнение спектров, полученных двумя методами, показывает, что пики w на частоте 3.5 GHz соответствуют пикам на 2.9 GHz в спектре поглощения на микрополосковой линии и пики w на 6 GHz – пикам на частоте 5.4 GHz. Частотный сдвиг обусловлен внешним магнитным полем в методе спинволновой спектроскопии. Принимая во внимание зависимость частоты F_s от магнитного поля H в методе спинволновой спектроскопии (Рис. 4.21) и полагая, что частота возбуждения F_0 в отсутствие магнитного поля определяется внутренним полем, получаем формулу соответствия возбуждений, наблюдаемых двумя методами

$$F_s = [(gH)^2 + F_0]^2,^2,$$

где $g = 2.83 \text{ MHz/Oe}$ – гиромангнитное отношение. Из Рис. 4.26b видно, что с ростом концентрации Ni для пьезоэлектрических возбуждений увеличивается магнитная составляющая и происходит рост амплитуды магнитных возбуждений.

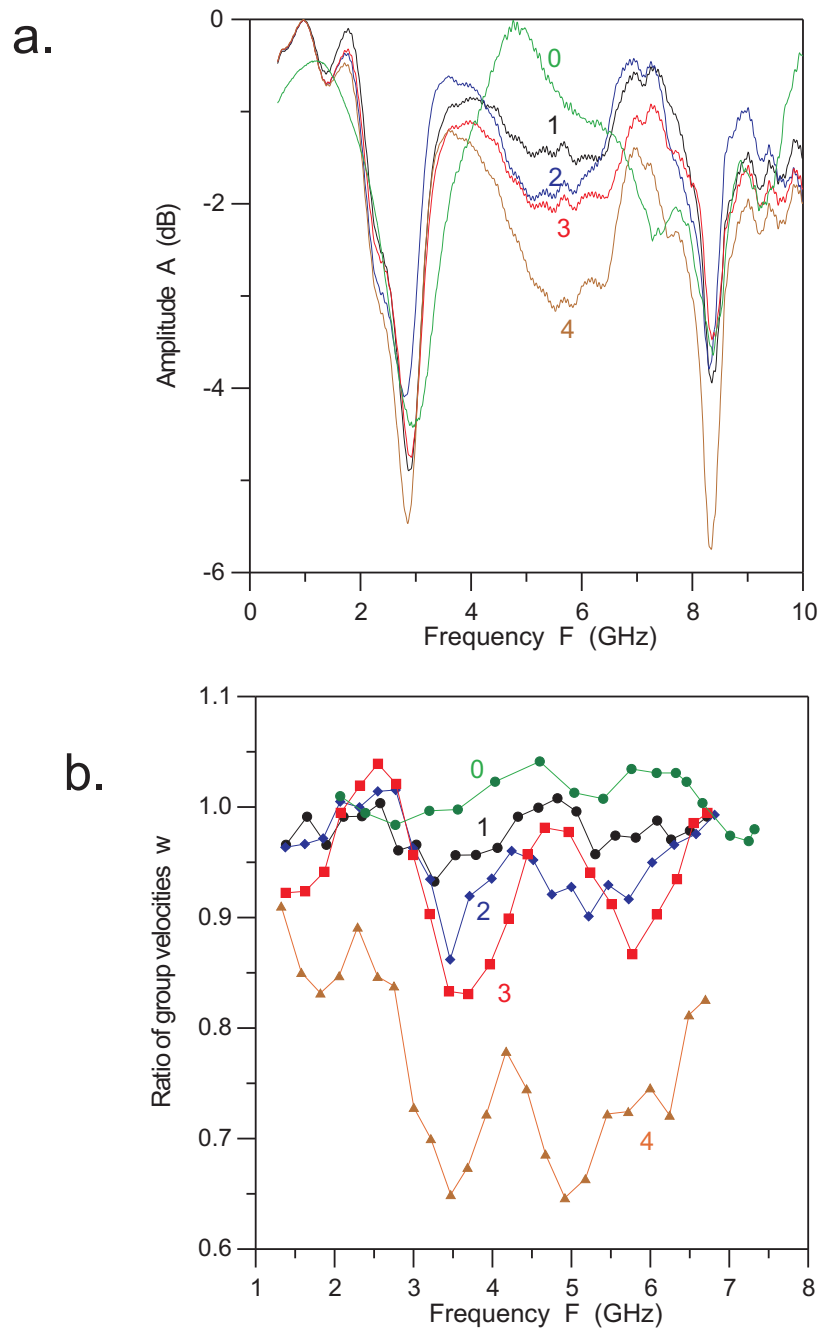
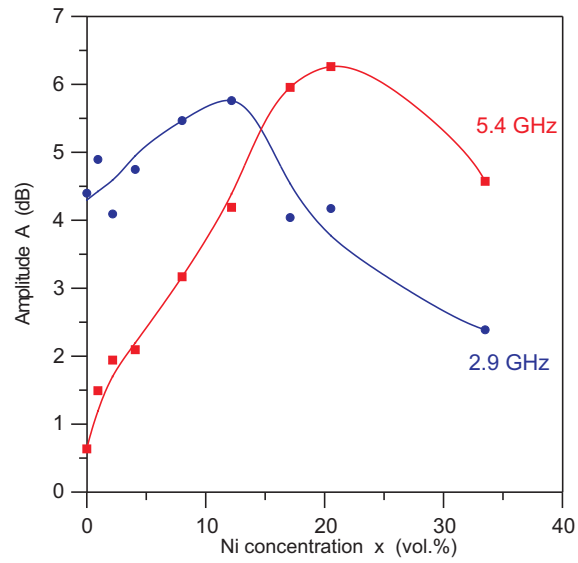


Рис. 4.25: (a) Спектры поглощения электромагнитной волны на микрополосковой линии для образцов BaTiO_3 с наночастицами Ni. (b) Изменение групповой скорости w спиновой волны. Концентрация Ni: 0 – 0, 1 – 0.93, 2 – 2.17, 3 – 4.07, 4 – 8.01 vol.%.

a.



b.

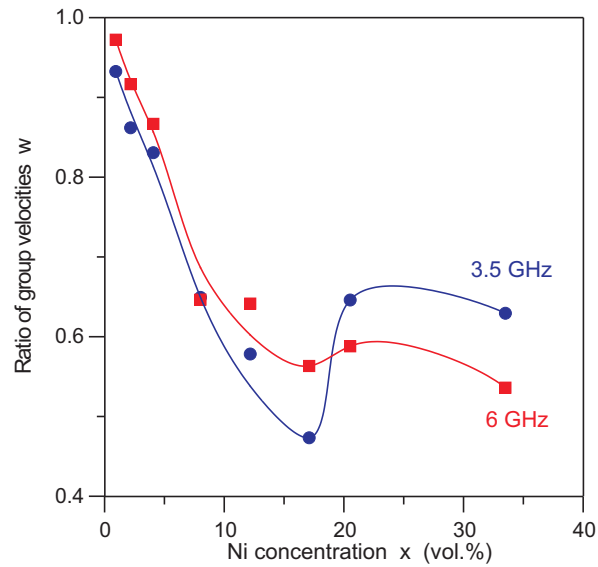


Рис. 4.26: (а) Амплитуды пиков поглощения электромагнитной волны на микрополосковой линии для образцов $\text{BaTiO}_3(\text{Ni})$ на частотах 2.9 GHz и 5.4 GHz в зависимости от концентрации Ni. (б) Изменение групповой скорости w спиновой волны для пиков с частотами 3.5 GHz и 6.0 GHz в зависимости от концентрации Ni.

4.7.3 Температурные зависимости спин-поляризационной релаксации

Как видно из соотношений (4.22) и (4.24) характер затухания спиновых возбуждений в гранулированной структуре во многом определяется разностью между уровнем Ферми гранулы и дном зоны проводимости матрицы Δ . Экспериментальные исследования затухания методом спинволновой спектроскопии были проведены на гранулированных структурах аморфного гидрогенизированного углерода а-С:Н с наночастицами Со и на структурах аморфного SiO₂ с гранулами Co₈₆Nb₁₂Ta₂ в работах [127–129]. Эти исследования подтвердили характер зависимостей затухания от температуры, определяемый формулами (4.22) и (4.24). Энергия активации $\Delta + U$ для структур (а-С:Н)_{100-x}Со_x находилась из температурных зависимостей тока в СРР-геометрии на структурах с малым содержанием кобальта x и была равна 0.22 eV. Учитывая, что частицы кобальта имели размер 2 – 2.2 nm, мы оценивали среднюю емкость частиц, электростатическую энергию U и энергию Δ , которая оказалась малой и сравнимой с kT ($\propto 0.02$ eV). Для структур а-SiO₂ с гранулами Co₈₆Nb₁₂Ta₂ (размер гранул 3-6 nm) энергия Δ , напротив, имела большое значение, $\Delta \gg kT$.

Влияние коэффициента затухания спиновых возбуждений гранулированной структуры на спиновую волну в пленке YIG определялось на структурах YIG / (изучаемая гранулированная пленка) при температурах 77 – 393 К [127]. Изучались изменения групповой скорости и затухания поверхностной магнитостатической спиновой волны в пленке YIG в диапазоне частот 2.2 – 4.0 GHz. Релаксация спиновых возбуждений в гранулированной пленке приводила к уменьшению групповой скорости и к увеличению затухания спиновой волны в пленке YIG. По этим изменениям оценивалась релаксация спиновых возбуждений гранулированной структуры. На Рис. 4.27 представлено относительное изменение параметра релаксации δ спиновой волны в пленке YIG, вносимое взаимодействием с пленками SiO₂ с гранулами Co₈₆Nb₁₂Ta₂ в зависимости от концентрации металлических наночастиц. Толщины пленок а-SiO₂(Co₈₆Nb₁₂Ta₂) – 2.7 - 5.1 μ m. Видно, что до 45 at.% параметр релаксации, который определяется релаксацией спиновых возбуждений гранул, незначительно изменяется от температуры. В области концентраций $x = 45$ at.% находится порог перколяции. При концентрациях больших 45 at.% на параметр релаксации спиновой волны в пленке YIG начинает сказываться проводимость пленки а-SiO₂(Co₈₆Nb₁₂Ta₂) и δ начинает зависеть от температуры через температурные изменения проводимости. На Рис. 4.28 показано изменение групповой скорости w для гранулированных пленок а-SiO₂(Co₈₆Nb₁₂Ta₂). При концентрациях частиц $x < 45$ at.% w практически не зависела от температуры [128, 129]. Независимость от температуры w и δ при $x < 45$ at.% приводит к выводу, что релаксация спиновых возбуждений в структурах с матрицей а-SiO₂ определяется спин-поляризационными возбуждениями на более глубоко лежащих по энергии

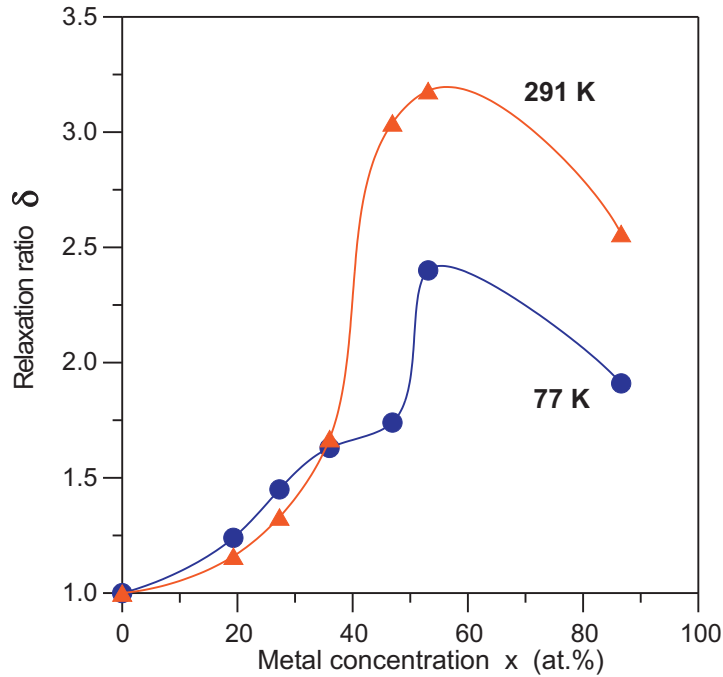


Рис. 4.27: Относительное изменение параметра релаксации δ спиновой волны в пленке YIG, вносимое взаимодействием с пленками SiO₂ с гранулами Co₈₆Nb₁₂Ta₂ в зависимости от концентрации металлических наночастиц при температурах 77 и 291 К.

локализованных состояниях в матрице и описывается формулой (4.22). В противоположность этому, для гранулированных пленок (a-C:H)_{100-x}Co_x (толщины 250 – 550 nm) при $x < 45$ at.% релаксация резко возрастала с увеличением температуры (Рис. 4.29). Она имела характерный тип температурной зависимости, определяемый формулой (4.24) [127,129], что подтверждает модель релаксации, обусловленной переходами электрона с переворотом спина между подуровнями термически активированной электронной шубы гранулы.

4.7.4 Определение параметров гетероструктур SiO₂(Co) / GaAs

Методика определения параметров магнитных пленочных структур из дисперсионных кривых поверхностных спиновых волн, развитая в рамках метода спинволновой спектроскопии, может быть применена к анализу дисперсионных кривых спиновых волн, полученных другими методами. Спиновые волны можно наблюдать с помощью техники бриллюэновского рассеяния [101–108]. В качестве примера применения развитой теоретической модели к эксперименту использованы результаты исследования спиновых волн методом бриллюэновского рассеяния, полученные в [106–108]. Эксперименты проводились на пленках аморфной двуокиси кремния с наночастицами кобальта на арсенид-галлиевой подложке (SiO₂)_{100-x}Co_x / GaAs (или, сокращенно, SiO₂(Co) / GaAs), где x – содержание Co в атомных процентах. Подложки n-GaAs толщиной 0.4 mm имели ориентацию (100) и кон-

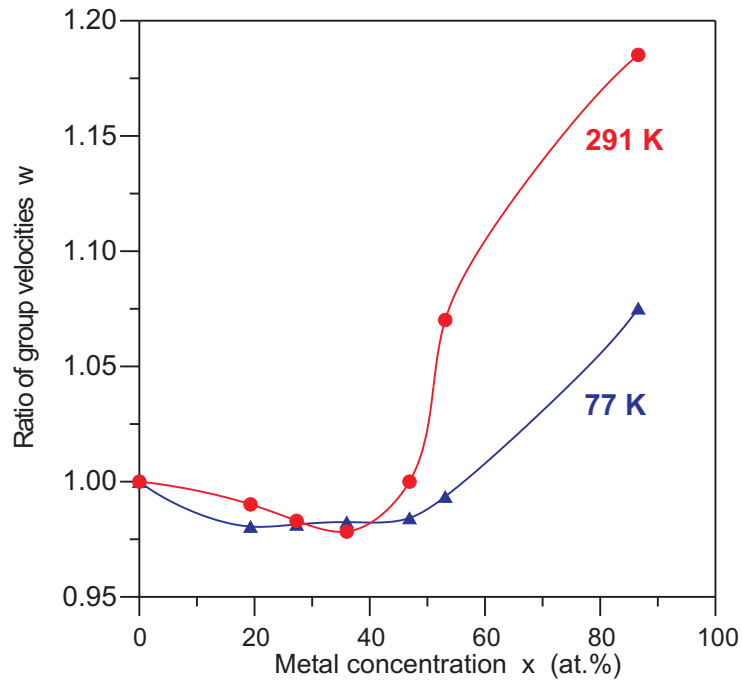


Рис. 4.28: Изменение w групповой скорости спиновой волны в YIG пленке, взаимодействующей с образцами $\alpha\text{-SiO}_2(\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2)$, в зависимости от концентрации наночастиц при температурах 77 и 291 К.

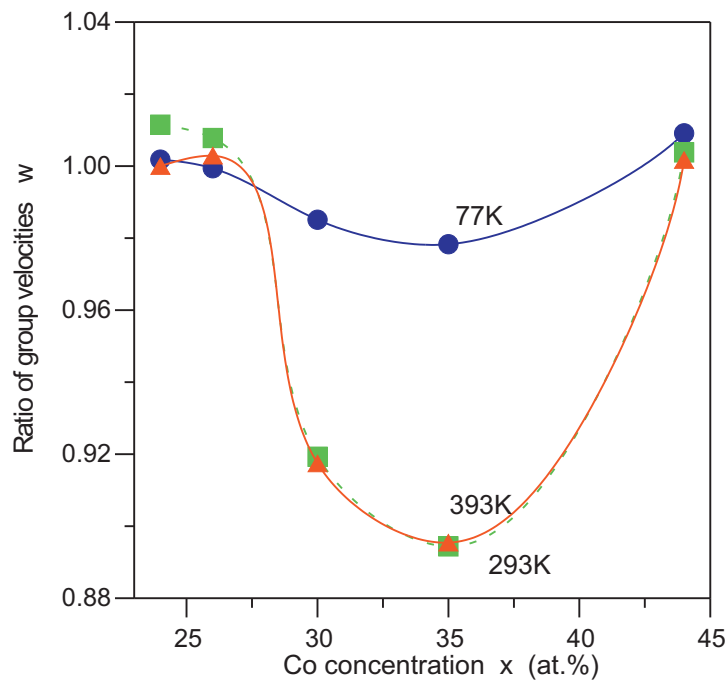


Рис. 4.29: Изменение w групповой скорости спиновой волны в YIG пленке, взаимодействующей с образцами $(\alpha\text{-C:H})_{100-x}\text{Co}_x$, в зависимости от концентрации Co x при температурах 77, 293 и 393 К.

центрацию носителей 10^{15} cm^{-3} . Средний размер частиц Co в пленке SiO_2 увеличивался с ростом x : от 2.7 nm при $x = 39 \text{ at.}\%$ до 4.3 nm при $x = 83 \text{ at.}\%$. Пленки $\text{SiO}_2(\text{Co})$ имели толщины от 40 до 600 nm.

Исследование бриллюэновского рассеяния проводилось в DE-геометрии, т.е. внешнее магнитное поле \vec{H} (Рис. 4.13) было касательно к пленке и падающий световой пучок возбуждал спиновую волну (или рассеивался на термически возбужденной спиновой волне) с волновым вектором \vec{q} ортогональным полю \vec{H} . Используемый Ar^+ лазер имел длину световой волны $\lambda_{ph} = 514 \text{ nm}$. Величина волнового вектора спиновой волны \vec{q} определялась углом падения светового пучка Θ : $q = (4\pi/\lambda_{ph}) \sin \Theta$. Дисперсионные кривые спиновых волн были получены из измерений частотных сдвигов стоксовых и анти-стоксовых компонент рассеяния при разных углах падения Θ . На Рис. 4.30, 4.31 приведены точки экспериментальных значений дисперсионных кривых поверхностных спиновых волн, распространяющихся в противоположных направлениях. Одна кривая соответствует волне, распространяющейся вдоль свободной поверхности пленки, другая кривая – волне, распространяющейся вдоль интерфейса с GaAs. Наблюдалось значительное различие ветвей дисперсионных кривых, отличающееся от дисперсионной зависимости (4.54). Согласно анализу факторов, влияющих на дисперсионные кривые [110, 111], значительное различие двух ветвей дисперсионных зависимостей поверхностных волн может обусловлено: (1) неоднородностью магнитных параметров по толщине пленки, (2) наличием проводящего слоя вблизи пленки $\text{SiO}_2(\text{Co})$. Так как по условиям получения пленок $\text{SiO}_2(\text{Co})$ распределение Co по толщине пленки было равномерным, то, согласно (4.32), (4.33), неравномерность магнитных параметров связывалась с параметрами порядка $\xi(y)$, $\zeta(y)$. Эти факторы, наряду с наличием проводящего слоя, являются главными, приводящими к существенно разной форме дисперсионных ветвей. Поэтому в разложении (4.62) были учтены коэффициенты ξ_0 , ξ_1 , ζ_0 , ζ_1 и предполагалось наличие проводящего слоя (слоя C, Рис. 4.13) вблизи интерфейса толщиной Δ с проводимостью $\sigma_0^{(C)}$. Исследованные гранулированные структуры с магнитными металлическими частицами являются магнитомягкими с незначительной величиной магнитной анизотропии [95, 96]. Поэтому поле анизотропии в (4.26) и (4.32) полагалось равным нулю. Тем не менее, сильная анизотропия, вызванная спин-орбитальным взаимодействием $3d$ -электронов Co с электронами и дырками GaAs, может наблюдаться на интерфейсе с GaAs. Она может приводить к упорядочиванию спинов наночастиц Co вблизи интерфейса. Проводимость пленки $\text{SiO}_2(\text{Co})$ учитывалась в нулевом приближении $\sigma_0^{(B)}$ разложения (4.62). На пленках $\text{SiO}_2(\text{Co})$ с большой концентрацией Co ($x = 80 - 83 \text{ at.}\%$) наблюдалась тонкая структура, предположительно вызванная невырожденными спинволновыми резонансами на обратных объемных спиновых волнах [106]. Так как снятие вырождения обратных объемных волн может быть обусловлено как обменным взаимодействием, так и проводимостью пленки $\text{SiO}_2(\text{Co})$ [109–111], то при расчете дисперсионных зависимостей поверхностных волн была учтена обменная константа α_0 в нулевом

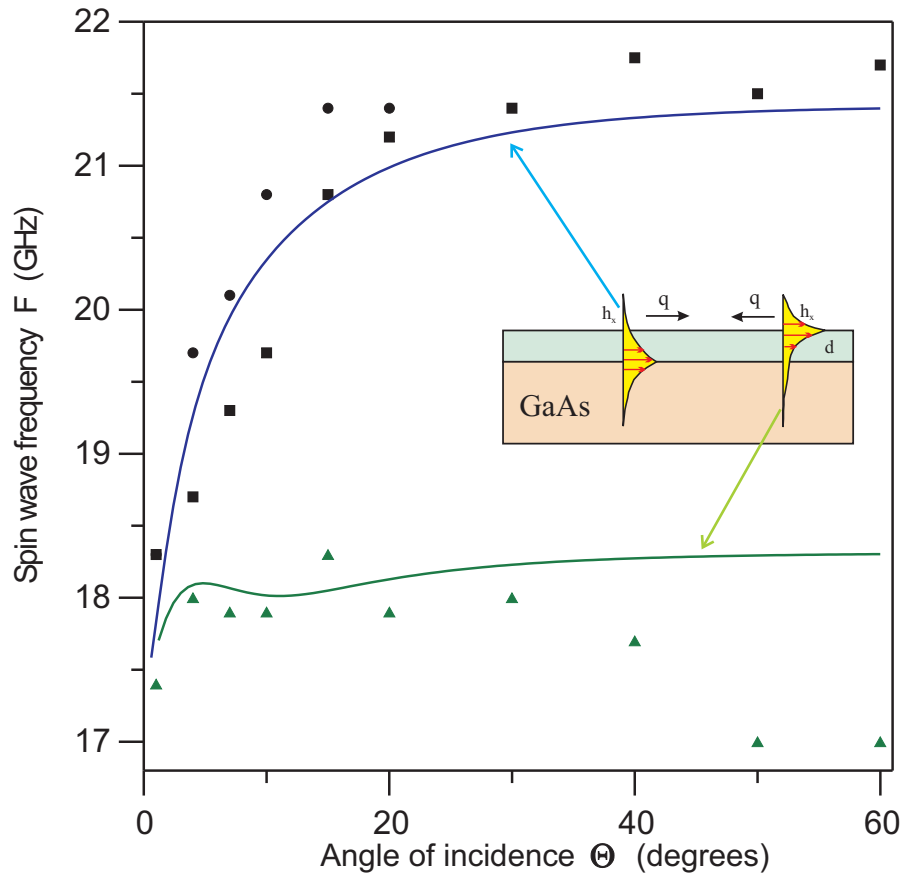


Рис. 4.30: Дисперсионные кривые поверхностных спиновых волн, распространяющихся в пленке $(\text{SiO}_2)_{100-x}\text{Co}_x$ толщиной 600 nm с концентрацией Co $x = 83$ at.%. Внешнее магнитное поле $H = 3$ kOe, намагниченность насыщения $4\pi M = 9.82$ kOe. h_x – профиль x -компоненты переменного магнитного поля спиновой волны. (Экспериментальные данные получены А. Сташкевичем.)

приближении разложения (4.62).

Аппроксимация экспериментальных кривых теоретическими зависимостями проводилась на основе дисперсионного соотношения (4.53). Искомыми параметрами были ξ_0 , ξ_1 , ζ_0 , ζ_1 , $\sigma_0^{(B)}$, α_0 пленки $\text{SiO}_2(\text{Co})$ (пленка B , Рис. 4.13) и $\sigma_0^{(C)}$, Δ проводящего слоя вблизи интерфейса (слой C). На первом этапе решалась задача нахождения минимума функционала расхождения S (4.69) с параметрами ξ_0 , ξ_1 , ζ_0 , ζ_1 , $\sigma_0^{(C)}$, Δ с собственными функциями (4.65), (4.66). На втором этапе проводилось уточнение положения минимума при добавлении параметров $\sigma_0^{(B)}$, α_0 с собственными функциями (4.68). Программа расчета реализована на Fortran PowerStation 4. Процедура подгонки теоретических кривых к экспериментальным значениям показала, что пленки $\text{SiO}_2(\text{Co})$ являются неоднородными по толщине. Для толстых пленок (Рис. 4.30, $d = 600$ nm) наилучшее соответствие получено при параметрах разориентации спинов $\xi = 0.76$, $\zeta = 0.28$ около свободной поверхности и $\xi = 0.97$, $\zeta = 0.92$ вблизи интерфейса с GaAs. Т.е. спины наночастиц около свободной поверхности име-

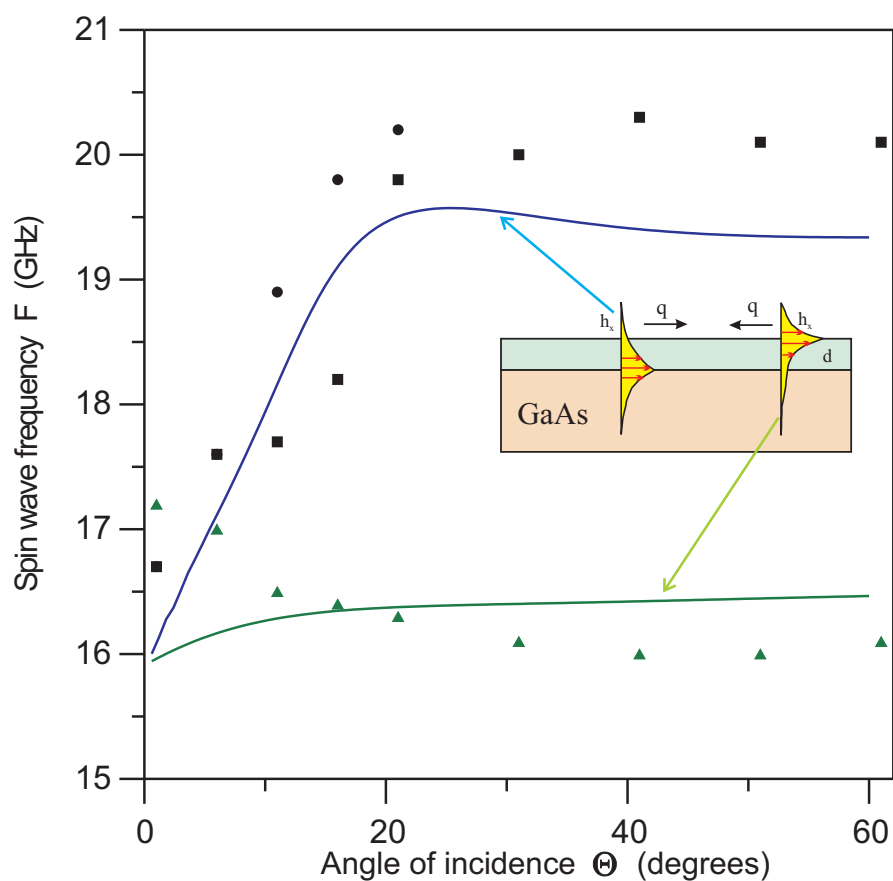


Рис. 4.31: Дисперсионные кривые поверхностных спиновых волн, распространяющихся в пленке $(\text{SiO}_2)_{100-x}\text{Co}_x$ толщиной 120 nm с концентрацией Co $x = 80$ at.%. Внешнее магнитное поле $H = 3$ kOe, намагниченность насыщения $4\pi M = 7.85$ kOe. h_x – профиль x -компоненты переменного магнитного поля спиновой волны. (Экспериментальные данные получены А. Сташкевичем.)

ют более разупорядоченную ориентацию, чем вблизи интерфейса, где спины близки к ферромагнитному порядку. Усредненная по толщине пленки удельная проводимость $\sigma_0^{(B)}$ меньше $1 \cdot 10^2 (\Omega \cdot cm)^{-1}$. При выбранной процедуре подгонки наилучшее приближение получалось при обменной константе $\alpha_0 = 0$. Начало дисперсионных ветвей определяется слоем $\text{SiO}_2(\text{Co})$ с максимальной намагниченностью $4\pi M\zeta(0)$, расположенным вблизи интерфейса.

Исследование спиновых волн в тонких пленках (Рис. 4.31, $d = 120 \text{ nm}$) лучше подходит для выявления тонких слоев в самих пленках и проводящих слоев в подложке GaAs, так как нахождение изменений формы дисперсионной кривой, зависит от относительного соотношения толщин магнитной пленки и слоя. Наилучшее соответствие между теоретическими и экспериментальными значениями получено при следующих параметрах: параметры разориентации спинов около свободной поверхности пленки $\xi = 0.72$, $\zeta = 0.17$ и вблизи интерфейса $\xi = 1.0$, $\zeta = 1.0$. Удельная проводимость пленки $\text{SiO}_2(\text{Co})$ равна $2 \cdot 10^3 (\Omega \cdot cm)^{-1}$ и проводящего слоя в GaAs вблизи интерфейса $1.1 \cdot 10^5 (\Omega \cdot cm)^{-1}$. Толщина проводящего слоя в GaAs составляет около 15 nm.

Необходимо отметить, что для подгонки теоретических кривых к экспериментальным значениям использовался простейший, линейный профиль изменения параметров по толщине в разложении (4.62). Лучшее соответствие между теоретическими и экспериментальными значениями может быть получено при более сложных функциях изменения параметров по толщине пленки. Тем не менее, применение линейного профиля изменения параметров при исследовании дисперсионных кривых спиновых волн, распространяющихся в пленке $\text{SiO}_2(\text{Co})$, показало, что спины наночастиц Co вблизи свободной поверхности более разупорядочены, чем вблизи интерфейса. Сопоставление удельных проводимостей толстых и тонких пленок с примерно одинаковыми концентрациями Co ($x = 83 \text{ at.}\%$ и $80 \text{ at.}\%$, соответственно) привело к выводу, что тонкие пленки имеют значительно более высокую проводимость. На основе этого можно сделать заключение, что в пленке $\text{SiO}_2(\text{Co})$ около интерфейса образуется слой с большей проводимостью, в котором спины наночастиц Co близки к ферромагнитному упорядочению. В подложке GaAs образуется проводящий слой. Причина ферромагнитного упорядочения вблизи интерфейса может быть связана с обменным взаимодействием типа РККУ между частицами Co через электроны проводимости GaAs [161, 162] и со спин-орбитальным взаимодействием на интерфейсе, приводящим к анизотропии.

4.8 Выводы

В данной главе получены следующие результаты.

- (1) Спиновые возбуждения в структурах с наночастицами (гранулированных структу-

рах) значительно отличаются от спиновых возбуждений, рассмотренных в главе 3. Спектр спиновых возбуждений гранулированной структуры с ферромагнитными металлическими наночастицами в аморфной матрице состоит из спинволновых возбуждений гранул и спин-поляризационных возбуждений. При спин-поляризационных возбуждениях изменение направления спина гранулы сопровождается переходом электрона между двумя подуровнями расщепленного локализованного состояния в матрице и изменением поляризации этого локализованного состояния. Благодаря этому механизму, названному спин-поляризационной релаксацией, гранулированные структуры обладают аномально большим коэффициентом затухания спиновых возбуждений и большой шириной линий ΔH ФМР. Спин-поляризационная релаксация значительно превышает собственную релаксацию модели Гейзенберга с обменным и магнитным дипольным взаимодействиями.

(2) Спин-поляризационная релаксация зависит от числа локализованных электронных состояний в матрице. На частотах СВЧ диапазона обменно расщепленные уровни электронов локализованных состояний в матрице, которые участвуют в спин-поляризационной релаксации, имеют величину расщепления, равную энергии СВЧ кванта, и, вследствие этого, расположены далеко от гранул. При увеличении концентрации гранул увеличивается обменное расщепление уровней локализованных состояний, проистекающее от соседних гранул, и эти состояния уже не вносят вклад в спин-поляризационную релаксацию. Это приводит к уменьшению магнитно активных уровней в матрице, приходящихся на одну гранулу и к уменьшению коэффициента затухания с ростом концентрации магнитных гранул. Экспериментальное подтверждение уменьшения коэффициента затухания спиновых возбуждений с ростом концентрации магнитных гранул наблюдалось на гранулированных пленках $\alpha\text{-SiO}_2$ с наночастицами сплава $(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.4}\text{B}_{0.2})$ и с наночастицами Co . На структурах $\alpha\text{-SiO}_2(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.4}\text{B}_{0.2})$ наблюдалось уменьшение коэффициента затухания, связанное с уменьшением числа локализованных электронных состояний в матрице после отжига.

(3) Локализованными электронными состояниями в матрице могут быть или глубоко лежащие по энергии уровни (например, дефекты матрицы), или состояния термически активированной электронной шубы гранулы. В первом случае процесс спиновой релаксации гранул, осуществляемый через спин-поляризационные возбуждения (спин-поляризационная релаксация), не зависит от температуры. Во втором случае наблюдается сильная температурная зависимость. Экспериментальные исследования затухания были проведены методом спинволновой спектроскопии на гранулированных структурах аморфного гидрогенизированного углерода $\alpha\text{-C:H}$ с наночастицами Co (локализованные состояния термически активированной электронной шубы гранулы) и на структурах аморфного SiO_2 с гранулами $\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2$ (глубоко лежащие по энергии уровни локализованных состояний). Эти исследования подтвердили характер зависимостей затухания от температуры.

(4) Спин-поляризационная релаксация должна наблюдаться в широкой частотной полосе. Оценки для гранулированных структур с наночастицами кобальта показывают, что ширина диапазона, где должна проявляться спин-поляризационная релаксация, покрывает сантиметровые, миллиметровые и субмиллиметровые диапазоны длин волн.

(5) Спиновая разупорядоченность в гранулированных структурах приводит к существенному изменению дисперсионных кривых спиновых волн и к появлению дополнительных ветвей. В рамках модели Гейзенберга с магнитным дипольным и обменным взаимодействиями между спинами развита теория длинноволновых спиновых волн и найдены дисперсионные кривые спиновых волн в зависимости от параметров порядка в неупорядоченных магнитных системах. Влияние магнитного разупорядочения на дисперсионные соотношения спиновых волн рассмотрено на примере нормально намагниченной пленки и касательно намагниченной пленки в геометрии Даймона-Эшбаха. Найдено, что в неупорядоченных магнитных системах появляются продольные спинволновые моды. Продольные моды характеризуются изменением плотности магнитного момента. В ферромагнитно упорядоченных структурах продольные моды вырождены и не наблюдаются.

(6) Рассмотрено экспериментальное подтверждение существования продольных спинволновых мод, проявляющееся в появлении второго пика в спектре ФМР. Эта двухпиковая структура спектра ФМР, наблюдаемая в магнитных нанокompозитах, может быть объяснена возбуждением обычных спиновых волн, для которых характерно синфазное вращение спинов, и продольных спинволновых мод.

(7) Проводимость гранулированных структур влияет на спиновые волны. Генерация вихревых токов в проводящих структурах, расположенных в области распространения спиновых волн, приводит к изменению их дисперсионных характеристик.

(8) Анализ главных факторов, влияющих на дисперсию спиновых волн: (а) проводимость гранулированной структуры, (b) неоднородность магнитных параметров по толщине, (c) наличие проводящего слоя вблизи гранулированной структуры, (d) наличие слоя вблизи гранулированной пленки, магнитные характеристики которого отличны от характеристик пленки, показал, что они по-разному изменяют форму дисперсионных кривых, что дает возможность определения магнитных и электрических характеристик магнитных наноструктур. Решение задачи определения этих характеристик из дисперсионных зависимостей спиновых волн позволило развить метод спинволновой спектроскопии.

(9) Метод спинволновой спектроскопии применен к структурам $a\text{-C:H(Cu)}$, SiO_2 с наночастицами Co , ZnO(Co) , BaTiO_3 с наночастицами Ni , $a\text{-C:H}$ с наночастицами Co и к структурам аморфного SiO_2 с гранулами $\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2$. Разработанный метод применен к анализу экспериментальных спинволновых дисперсионных зависимостей структур, состоящих из

пленки SiO_2 с наночастицами Co на подложке GaAs. Из формы дисперсионных кривых поверхностных спиновых волн найдено, что в пленке около интерфейса спины наночастиц близки к ферромагнитному упорядочению, а около свободной поверхности их спиновая ориентация является более хаотической. Обнаружено, что в GaAs образуется проводящий слой и пленка $\text{SiO}_2(\text{Co})$ около интерфейса имеет повышенную проводимость.

Глава 5

Кластерные электронные состояния, электронный транспорт и диэлектрические свойства структур с металлическими наночастицами

5.1 Постановка задачи и краткое содержание 5 главы

Электронный транспорт в гранулированных структурах с наноразмерными металлическими частицами (гранулами) в изолирующей матрице обладает рядом свойств, существенно отличающих эти структуры от объемных аморфных и кристаллических материалов. Свойства гранулированных структур обусловлены:

- (1) Малыми размерами взаимно изолированных наночастиц. Малый размер металлических наночастиц приводит к эффектам макроскопического квантования заряда и явлению кулоновской блокады.
- (2) Туннелированием электронов между наночастицами. Процесс туннелирования электронов между частицами, который существенно зависит от наличия дефектов и примесей в диэлектрической матрице, приобретает характер резонансного туннелирования, зависящего от температуры, и определяет не только проводимость системы и разброс ее величины в широких пределах при изменении концентрации металлической фазы, но и температурную зависимость проводимости.
- (3) Высокой проводимостью металлических наночастиц по сравнению с проводимостью матрицы. Большая разница в проводимости приводит к существованию области перколяционного порога и проявляется в смене характера проводимости при изменении концентрации металлической фазы. При увеличении концентрации металлических частиц прозрачность туннельных барьеров между ними повышается, что приводит к образованию

проводящих кластеров. При определенной концентрации частиц размер кластеров становится бесконечным и в области порога перколяции проводимость приобретает металлический характер.

(4) Если разность энергий между дном зоны проводимости матрицы и энергией Ферми металлических частиц сравнима со значением kT , то влияние на электронный транспорт в гранулированной структуре будут оказывать термически активированные носители в зоне проводимости.

Вышеприведенные особенности приводят к тому, что зависимости проводимости в гранулированных структурах с наноразмерными металлическими частицами от электрического поля и температуры даже в слабых электрических полях имеют значительно более сложный характер, чем в аморфных структурах, полупроводниках и металлах. В сильных электрических полях гранулированные структуры также существенным образом отличаются от аморфных материалов. Для гранулированных структур с металлическими наночастицами обнаружены: (1) гистерезис удельного сопротивления при действии сильного электрического поля, (2) пики проводимости на температурной зависимости тока при понижении температуры, (3) переходы из изолирующего состояния в проводящее при действии электрического поля, (4) обратные переходы при снятии поля и (5) релаксация проводимости. Исследование зависимостей проводимости в сильных электрических полях, а также температурных зависимостей проводимости и диэлектрической проницаемости показало, что проводимость гранулированных структур с металлическими наночастицами не может быть описана классической перколяционной теорией. Попытка объяснить вышеприведенные эффекты, а также обнаруженные значительные изменения диэлектрической проницаемости и увеличение потерь с ростом температуры привела к необходимости модификации классической перколяционной теории и введения кластерных электронных состояний (КЭС). КЭС формируются, в основном, из волновых функций s -, p -электронов оболочек атомов металлических частиц при достаточно большой прозрачности туннельных барьеров между ними и электронами дефектов матрицы, когда волновые функции электронов, находящихся на уровне Ферми, расплываются и локализуются на группе (кластере) частиц. Ниже порога перколяции КЭС имеют ограниченные размеры и определяют области проводимости в гранулированной структуре. Выше порога перколяции размеры КЭС становятся неограниченными и КЭС образует бесконечный проводящий кластер. Формирование КЭС влияет на электронный транспорт и диэлектрическую проницаемость гранулированных структур. Образование КЭС рассмотрено в разделе 5.2 на основе модели локализации Андерсона.

Приготовление образцов и схема измерений описаны в разделе 5.3.1. Электронный транспорт при малых напряженностях электрического поля рассмотрены в разделе 5.3.2 на примере гранулированных пленок аморфного гидrogenизированного углерода $a\text{-C:H}$ с наночастицами меди, $a\text{-C:H(Cu)}$, и на пленках аморфной двуокиси кремния $a\text{-SiO}_2$ с фер-

ромагнитными металлическими наночастицами сплава $\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2$. Исследованные гранулированные пленки отличались друг от друга по характеру проводимости. Из-за значительной величины активационного барьера в структурах $\text{a-SiO}_2(\text{Co},\text{Nb},\text{Ta})$ проводимость определяется резонансным туннелированием по локализованным состояниям в диэлектрических прослойках. В структурах $\text{a-C:H}(\text{Cu})$ величина активационного барьера меньше и к резонансному туннелированию между проводящими кластерами прибавлялась проводимость, осуществляемая термически активированными электронами из проводящих кластеров в π^* -зону проводимости a-C:H . Из температурных зависимостей определена величина активационного барьера для $\text{a-C:H}(\text{Cu})$. На пленке $(\text{a-C:H})_{84}\text{Cu}_{16}$ наблюдалась релаксация сопротивления гранулированной структуры к равновесному состоянию, связанная с перестройкой КЭС при росте температуры. На структурах $\text{a-SiO}_2(\text{Co},\text{Nb},\text{Ta})$ наблюдалось влияние отжига на удельное сопротивление. Отжиг уменьшает количество дефектов в матрице, что ведет к уменьшению количества локализованных состояний в туннельных каналах между гранулами, к падению прозрачности туннельных барьеров между КЭС и к уменьшению проводимости матрицы.

Действие больших электрических полей на электронный транспорт рассмотрено в разделе 5.3.3. Для структур $\text{a-C:H}(\text{Cu})$ обнаружено отклонение от закона Ома, обусловленное туннелированием электронов из наночастиц Cu в зону проводимости матрицы, переход из изолированного в проводящее состояние и обратный переход, связанный с перестройкой кластерной структуры. Когда гранулированная пленка $\text{a-C:H}(\text{Cu})$ между контактами находилась в состоянии проводящего кластера, температурная зависимость сопротивления носила металлический характер с большим остаточным сопротивлением. Действие больших напряженностей электрического поля, связанное с перестройкой структуры КЭС, проявлялось также в появлении пиков проводимости на температурных зависимостях плотности протекающего тока для структуры $\text{a-C:H}(\text{Cu})$. Зависимость сопротивления от действия электрического поля и гистерезис вольт-амперных характеристик при больших напряженностях электрического поля наблюдались также в гранулированных структурах $(\text{a-SiO}_2)_{100-x}(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x$.

В разделе 5.3.4 рассмотрены температурные зависимости проводимости гранулированных структур с металлическими наночастицами, находящимися ниже порога перколяции, которые определяются неупругим резонансным туннелированием через локализованные состояния в матрице – через дефекты матрицы и границы раздела гранула - матрица. Наличие этих состояний приводит к резкому возрастанию туннельной прозрачности барьера и к степенному виду температурной зависимости проводимости, степень которой определяется числом дефектов n матрицы в проводящем канале. Найдено число локализованных состояний в матрице, через которые происходит процесс туннелирования между КЭС. Увеличение расстояния между гранулами ведет к росту числа каналов и количества примесей в каналах. При $n \rightarrow \infty$ суммарная проводимость по всем каналам переходит от

режима резонансного туннелирования к режиму прыжковой проводимости, определяемому законом Мотта.

Раздел 5.4 посвящен диэлектрическим свойствам гранулированных структур с металлическими наночастицами. Образование КЭС приводит к изменениям диэлектрической проницаемости ϵ в гранулированных структурах. В области перколяционного порога, где КЭС образует бесконечный проводящий кластер, наблюдается резкое повышение диэлектрической проницаемости. Ниже порога перколяции измерения ϵ дают информацию об изменениях размеров проводящих кластеров, которые могут изменяться под действием электрического поля и температуры. В сильных электрических полях размеры кластеров растут вдоль направления электрического поля. Повышение температуры приводит к росту размера локализации КЭС, росту дипольных моментов и к увеличению диэлектрической проницаемости. Термически возбужденные уровни КЭС и зависимость размера локализации КЭС от температуры определяют диэлектрические потери и температурные свойства мнимой части проницаемости ϵ'' . Модель КЭС позволяет объяснить наблюдаемое значительное увеличение диэлектрических потерь гранулированных гетероструктур с ростом температуры: ϵ'' гетероструктур изменяется с температурой значительно сильнее, чем диэлектрические свойства компонентов, взятые по отдельности и обладающие слабой температурной зависимостью. С уменьшением количества дефектов понижается туннельная прозрачность барьеров между металлическими частицами и размер локализации КЭС уменьшается. Этим объясняется уменьшение диэлектрической проницаемости при отжиге в гранулированных композитах.

В разделе 5.5 рассмотрено поглощение электромагнитных волн СВЧ диапазона гранулированными структурами аморфного гидрогенизированного углерода a-C:H(Co) с наночастицами кобальта и радиопоглощающие покрытия на его основе. Большие значения диэлектрических и магнитных потерь в гранулированных структурах позволяют их рассматривать в качестве эффективных поглощающих покрытий электромагнитных волн в СВЧ и КВЧ диапазонах. На основе проведенных исследований изготовлены многослойные тонкие широкополосные поглощающие покрытия, содержащие слои a-C:H(Co,Ni), с поглощением не менее 10 дВ падающего электромагнитного излучения в диапазоне частот 8 - 80 GHz. Описаны разработанные радиопоглощающие покрытия, которые обладают преимуществами перед покрытиями, основанными на ферритах – по толщине, весу и частотной широкополосности поглощения.

5.2 Кластерные электронные состояния

5.2.1 Локализация электронной функции на группе наночастиц

Рассмотрим гранулированную структуру, состоящую из наночастиц (гранул) металла и аморфной матрицы. Аморфная матрица характеризуется большим количеством дефектов структуры, наличием примесей и, кроме этого, существуют дефекты на границе частиц. Существование дефектов и примесей в матрице приводит к образованию в ней локализованных электронных состояний. Наличие этих состояний ведет к тому, что резко возрастает вероятность туннелирования электронов между металлическими частицами [171, 172] и электроны, находящиеся вблизи уровня Ферми в металлических частицах, могут делокализоваться с образованием кластерного электронного состояния (КЭС) на группе частиц. В общем случае, волновая функция КЭС $\Psi_\alpha(r)$ делокализованного электрона формируется из волновых функций $\psi_\lambda^{(n)}(r)$ электронов металлических частиц, входящих в эту группу, и волновых функций $\varphi_\nu^{(i)}(r)$ электронов локализованных состояний i в матрице, находящихся вблизи частиц [94, 170]

$$\Psi_\alpha(r) = \sum_{n,\lambda} a_{\alpha\lambda}^{(n)} \psi_\lambda^{(n)}(r) + \sum_{i,\nu} b_{\alpha\nu}^{(i)} \varphi_\nu^{(i)}(r) \quad (5.1)$$

Индексы α , λ , ν в (5.1) нумеруют собственные функции, соответственно, КЭС, электронов в частице с номером n и локализованного состояния i в матрице. В связи с этим, под кластером мы будем подразумевать группу металлических частиц, на которой локализовано КЭС (5.1).

Характерный размер КЭС определяется размером локализации волновой функции, который зависит от распределений глубин потенциальных ям, образованных металлическими гранулами, и коэффициентов туннелирования электрона между гранулами. Рассмотрим случай, когда в качестве случайного параметра взят размер гранул $d = d_0 + \Delta d$. Тогда локализация КЭС может быть описана моделью локализации Андерсона [173, 174, 178]. Случайный характер размера d приводит к случайному характеру электрической емкости $C^{(n)}$ и глубины потенциальной ямы гранулы n , которая будет меняться в зависимости от емкости $C^{(n)} = \bar{\epsilon}d^{(n)}/2$ в пределах $[W_0 + \min(e^2/2C^{(n)}), W_0 + \max(e^2/2C^{(n)})]$, где W_0 – глубина ямы без учета кулоновского сдвига, $e^2/2C^{(n)}$ – кулоновский сдвиг энергии при нахождении электрона на грануле, $\bar{\epsilon}$ – диэлектрическая проницаемость матрицы, $d^{(n)}$ – размер гранулы n (Рис. 5.1а). Размер локализации КЭС L ниже перколяционного порога определяется коэффициентом туннелирования электрона I между гранулами и разбросом энергий глубин потенциальных ям $V_0 = \max_n(e^2/2C^{(n)}) - \min_n(e^2/2C^{(n)}) = 2e^2\Delta d/\bar{\epsilon}(d_0^2 - \Delta d^2)$ и в первом борновском приближении равен средней длине свободного пробега электрона на множестве ям с "вертикальным" беспорядком [174]

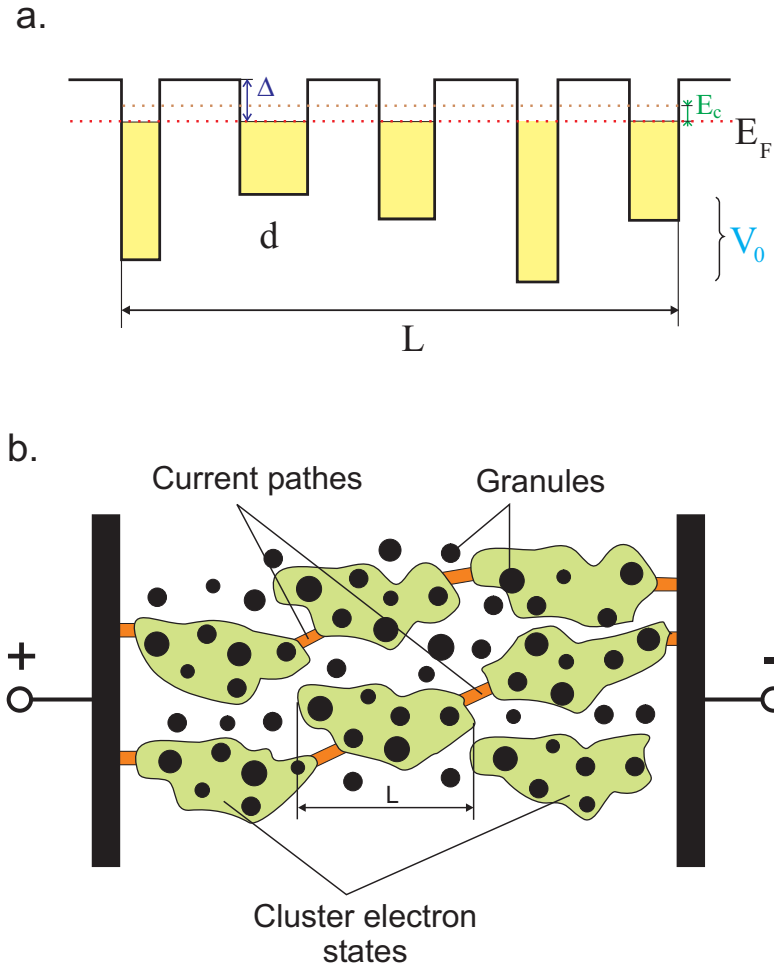


Рис. 5.1: (а) Энергетическая структура квантовых ям, на которых локализовано кластерное электронное состояние (КЭС). Случайное распределение глубин V_0 квантовых ям гранул определяется разбросом их электрических емкостей. L – размер локализации КЭС. (б) КЭС в гранулированной структуре.

$$\frac{1}{L} = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{V_0}{2} \right) \frac{(d_0 + l)^3 g(\varepsilon_F)}{u_F} \quad (5.2)$$

где l – среднее расстояние между гранулами; $g(\varepsilon_F) = k_F m^* p / (2\pi^2 \hbar^2)$ – средняя плотность электронных состояний в металле на уровне Ферми ε_F на единицу энергии и объема гранулированной структуры; $p = (d_0 / (d_0 + l))^3$ – относительный объем гранул; $u_F = \hbar k_F / m^*$ – скорость электрона на поверхности Ферми с волновым вектором k_F и эффективной массой m^* . В первом приближении по $\Delta d / d_0$ эффективная масса электрона m^* связана с коэффициентом туннелирования между гранулами I соотношением [174]

$$m^* = \frac{\hbar^2}{2I(d_0 + l)^2}. \quad (5.3)$$

Принимая во внимание (5.3), соотношение (5.2) для размера локализации КЭС примет

вид

$$L = 16\pi d_0 p^{-4/3} \left(\frac{I}{V_0} \right)^2 \quad (5.4)$$

Для определения зависимости размера локализации КЭС L от концентрации гранул x допустим, что в гранулированной структуре $\text{Mat}_{100-x}\text{Gr}_x$ средние объемы молекул матрицы Mat и молекул металлических гранул Gr равны, соответственно, v_{Mat} и v_{Gr} . Тогда относительный объем гранул p в зависимости от концентрации гранул в атомных процентах определится соотношением

$$p = \frac{xv_{\text{Gr}}}{xv_{\text{Gr}} + (100 - x)v_{\text{Mat}}}. \quad (5.5)$$

Коэффициент туннелирования I в (5.4) экспоненциально зависит от межчастичного расстояния l [131, 183]: $I = I_0 \exp(-l/\xi)$, где ξ - коэффициент, зависящий от типа туннелирования и высоты барьера. Учитывая (5.5) и то, что при $l \gg d_0$ $p \propto x$ и $l \propto x^{-1/3}$, получаем зависимость размера локализации КЭС от концентрации гранул x

$$L = Ax^{-4/3} \exp \left[-\frac{d_0}{\xi} \left(\frac{v_{\text{Mat}}}{v_{\text{Gr}}} \right)^{1/3} \left(\frac{x}{100} \right)^{-1/3} \right], \quad (5.6)$$

где A - коэффициент. Из соотношения (5.6) вытекает, что размер локализации КЭС при увеличении концентрации x должен резко увеличиваться. Кроме этого, увеличению L и количества кластерных состояний при росте концентрации способствует увеличение коэффициента туннелирования I между гранулами для электронов, лежащих ниже уровня Ферми. Коэффициент ξ зависит от плотности локализованных состояний в матрице - плотности дефектов и примесей в межчастичной области и определяется неупругим резонансным туннелированием электронов через локализованные электронные состояния дефектов и примесей [171, 172]. Наличие локализованных состояний дефектов и примесей в матрице помимо резкого возрастания туннельной прозрачности барьера приводит к тому, что из-за неупругого характера туннелирования через дефекты и примеси прозрачность ξ растет с увеличением температуры и размер локализации L КЭС (5.6) увеличивается.

Образование КЭС приводит к тому, что гранулированная структура распадается на области с высокой проводимостью, на которых локализованы электроны с волновыми функциями КЭС (5.1), имеющие размер локализации (5.6), и области с низкой проводимостью (Рис. 5.1b). Ниже порога перколяции области с высокой проводимостью, на которых локализованы КЭС, имеют ограниченные размеры. Так как проводимость этих областей значительно выше туннельной проводимости по примесным каналам в областях с низкой проводимостью, то суммарная проводимость будет определяться средним количеством $\langle n \rangle$ локализованных состояний дефектов и примесей в туннельных каналах между высокопроводящими областями. В силу неупругого характера туннелирования увеличение $\langle n \rangle$

будет приводить к более резкой температурной зависимости прозрачности ξ и суммарной проводимости гранулированной структуры. Поэтому среднее число $\langle n \rangle$ локализованных состояний дефектов и примесей в межкластерной области может быть определено из температурных зависимостей проводимости [87, 130]. Выше порога перколяции размеры КЭС становятся неограниченными, КЭС образует бесконечную проводящую область и формирует зону проводимости. При дальнейшем повышении содержания металлической фазы в гранулированной структуре зона проводимости КЭС переходит в зону проводимости металла.

Существование КЭС-структуры приводит к необходимости изменения некоторых положений классической перколяционной теории [184], что необходимо учитывать при исследовании пленок, содержащих металлические включения [187], а именно:

- (1) На образование КЭС существенное влияние оказывает зонная структура матрицы, изменяя вероятность туннелирования.
- (2) Порог перколяции будет зависеть не только от концентрации металлических частиц в матрице, но и от соотношения размера КЭС L к расстоянию между контактами измеряемого образца. Для пленок это может привести к анизотропии электрических свойств: порог перколяции вдоль пленки может существенно превышать порог перколяции по толщине.

5.2.2 Экспериментальное проявление кластерных электронных состояний

Образование КЭС приводит к нескольким наблюдаемым эффектам.

(1) Особенности проводимости в сильных электрических полях. Действие сильного электрического поля на электроны, находящиеся на КЭС, может привести к изменению их локализаций. При этом будет изменена волновая функция КЭС (5.1) каждого локализованного электрона – к ней могут быть присоединены волновые функции $\psi_\lambda^{(n)}(r)$ электронов металлических частиц, ранее не входивших в кластер, и волновые функции $\varphi_\nu^{(i)}(r)$ электронов на локализованных состояниях других дефектов и примесей в матрице. Размер локализации L и пространственная структура КЭС могут измениться. После снятия поля электроны, находящиеся на КЭС, могут иметь энергетические уровни, отличные от первоначальных. Если энергетический уровень электрона на полученном электронном состоянии находится выше уровня первоначального или какого-нибудь другого состояния, то электрон может перейти, соответственно, к первоначальному или новому состоянию, характеризуемому другой волновой функцией КЭС. Время перехода, которое можно назвать временем релаксации, будет определяться энергией активации, необходимой для перехода из одного энергетического состояния в другое. В зависимости от величины электрического поля эти изменения состояний могут быть обратимыми или необратимыми.

Это должно приводить к особенностям и гистерезису полевых зависимостей проводимости. Особенности проводимости в сильных электрических полях рассмотрены в [170] и в разделе 4.3.

(2) Особенности температурных зависимостей проводимости. Поскольку неупругий характер туннелирования через дефекты и примеси увеличивает туннельную прозрачность барьера между высокопроводящими областями и увеличивает размер локализации L КЭС (5.6) с ростом температуры, то при быстром изменении температуры, когда структура КЭС не достигла равновесного состояния, может наблюдаться релаксация проводимости к равновесному состоянию. При этом электронные функции $\psi_\lambda^{(n)}(r)$, $\varphi_\nu^{(i)}(r)$ частиц и дефектов могут входить в КЭС (5.1) или исключаться из них. Если расстояние между контактами сравнимо с размером КЭС L и проводимость гранулированной структуры определяется одним проводящим каналом, то включение и исключение волновых функций из КЭС должно приводить к скачкам проводимости при изменении температуры. Особенности температурных зависимостей проводимости рассмотрены в [163, 170] и в разделе 4.3.

(3) Особенности полевых и температурных зависимостей диэлектрической проницаемости. Образование КЭС приводит к изменениям диэлектрической проницаемости $\bar{\epsilon}$. Диэлектрическая проницаемость линейно зависит от величины электрических дипольных моментов тех компонентов (атомов, молекул, кластеров), которые составляют вещество [137]. В гранулированной структуре наибольшим дипольным моментом будут обладать кластерные образования и их поляризация будет давать наибольший вклад в диэлектрическую проницаемость. Поэтому измерения $\bar{\epsilon}$ дают информацию об изменениях размеров проводящих кластеров L . В сильных электрических полях размеры кластеров вдоль направления электрического поля будут увеличиваться, что должно приводить к росту $\bar{\epsilon}$. Так как размер локализации L КЭС растет с увеличением температуры, то при нагревании диэлектрическая проницаемость гранулированной структуры будет увеличиваться. Особенности полевых и температурных зависимостей диэлектрической проницаемости рассмотрены в [170] и в разделе 4.4.

(4) Уменьшение диэлектрической проницаемости с уменьшением количества дефектов в матрице. С уменьшением количества дефектов понижается туннельная прозрачность барьеров между металлическими частицами и размер локализации L КЭС (5.6) уменьшается. Этим объясняется уменьшение мнимой части диэлектрической проницаемости при отжиге в гранулированных композитах $(a\text{-SiO}_2)_{100-x}(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x$ в диапазоне частот 4,8 - 16,6 GHz [94]. Рассмотрение этого вопроса проведено в разделе 4.4.

(5) Дополнительные пики на спектрах малоуглового рентгеновского рассеяния. Достоинством малоуглового рентгеновского рассеяния (МУРР) является то, что он позволяет исследовать образования с размерами нанометрового масштаба и анализировать структуру гранулированных систем [188]. В [169] обнаружено, что спектры МУРР грану-

лированных пленок аморфного гидрогенизированного углерода с наночастицами кобальта а-С:Н(Сo) определяются двумя типами рассеивателей: от гранул кобальта и от объектов, размеры которых больше размеров наночастиц. Наблюдаемые объекты были идентифицированы с КЭС.

Пленки (а-С:Н)_{100-x}Сo_x были выращены на подложках аморфного кремния методом одновременного магнетронного распыления графитовой и кобальтовой мишеней в атмосфере аргон-водородной плазмы (80% Ar и 20% H₂). Присутствие кобальта в пленках контролировалось по линиям K_α, K_β характеристического рентгеновского излучения для Сo. Точная концентрация кобальта в пленках определялась с помощью обратного резерфордского рассеяния. Исследовались пленки с концентрациями *x* от 24 до 46 at.%. Диапазон толщин пленок составлял 250 - 550 nm.

Малоугловое рентгеновское рассеяние проводилось в диапазоне волновых векторов $0.04 < q < 0.7 \text{ \AA}^{-1}$ ($q = 2\pi \sin(2\Theta_{Br})/\lambda$), что соответствует углам рассеяния $0.5^\circ < 2\Theta_{Br} < 10^\circ$. Регистрация рассеяния осуществлялась в однокристалльной схеме в $(\Theta, 2\Theta)$ -геометрии на дифрактометре Dmax-B/RC фирмы "Rigaku Cor". Использовалось медное излучение ($\lambda = 1.5418 \text{ \AA}$). Экспериментальные кривые рассеяния приведены на Рис. 5.2. Наличие гранулированной структуры подтверждается локальными максимумами при волновых векторах $q = 0.10 - 0.14 \text{ \AA}^{-1}$, которые присутствуют на спектрах МУРР для всех образцов. Эти максимумы соответствуют рассеянию от частиц Сo и определяются их размерами. При одновременном распылении кобальтовой и углеродной мишеней кобальт входит в матрицу аморфного углерода в виде гранул, что подтверждается при исследовании структур методами электронной микроскопии и электронной дифракции [189]. Кроме максимумов от рассеяния на гранулах, в наших экспериментах на спектрах МУРР при $q < 0.10 \text{ \AA}^{-1}$ наблюдалось рассеяние от объектов, имеющих размеры значительно большие размеров гранул кобальта. При малых концентрациях Сo это рассеяние незначительно. С увеличением концентрации Сo оно резко возрастает. Размер этого типа рассеивателя составляет больше 50 \AA .

На Рис. 5.3 представлена зависимость, полученная в результате обработки максимумов рассеяния от металлических гранул - изменение средних размеров гранул при увеличении концентрации кобальта *x*. Средний размер гранул d_0 растет с увеличением *x*. В первом приближении эта зависимость может быть аппроксимирована формулой $d_0[\text{Å}] = 32.9 - 0.86x + 0.0177x^2$. Разброс размеров составляет $\Delta d = 7 \text{ \AA}$.

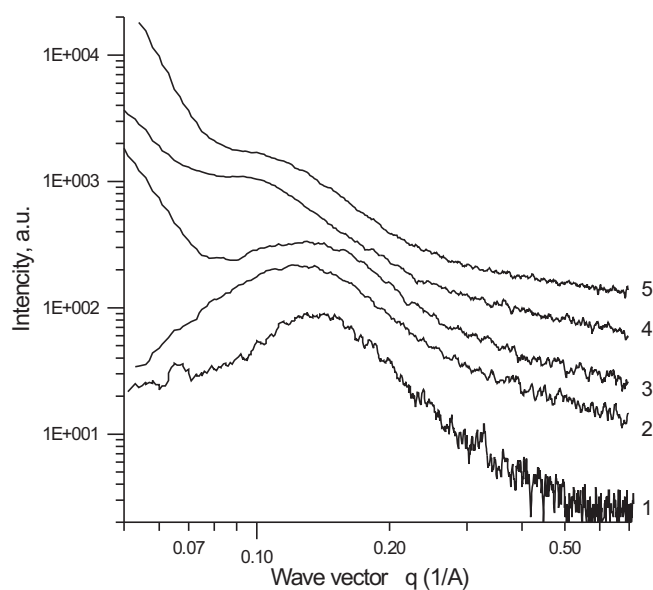


Рис. 5.2: Кривые малоуглового рентгеновского рассеяния для образцов $(a\text{-C:H})_{100-x}\text{Co}_x$ при разных концентрациях кобальта x : 1 - 24; 2 - 30; 3 - 35; 4 - 44; 5 - 46 at.%.

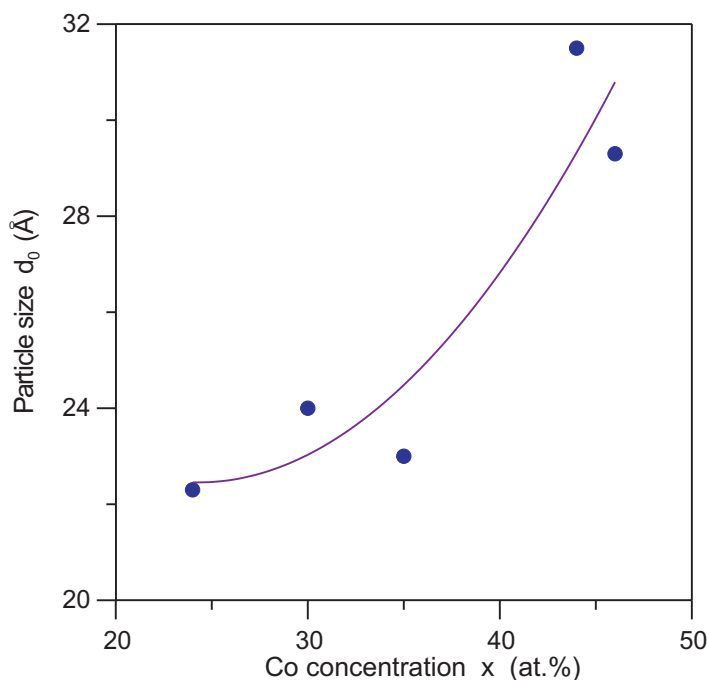


Рис. 5.3: Средние размеры гранул в $(a\text{-C:H})_{100-x}\text{Co}_x$ в зависимости от вхождения кобальта x .

5.3 Электронный транспорт в гранулированных структурах с металлическими наночастицами

5.3.1 Приготовление образцов и схема измерений

Исследования электронного транспорта проводились на гранулированных пленках аморфного гидрогенизированного углерода $a\text{-C:H}$ с наночастицами кобальта и меди (сокращенно, $a\text{-C:H(Co)}$ и $a\text{-C:H(Cu)}$), на пленках аморфной двуокиси кремния $a\text{-SiO}_2$ с ферромагнитными металлическими наночастицами сплава $\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2$ (сокращенно, $a\text{-SiO}_2(\text{Co,Nb,Ta})$) и на пленках аморфной двуокиси кремния $a\text{-SiO}_2$ с ферромагнитными металлическими наночастицами сплава $\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{V}_{20}$.

Гранулированные пленки $(a\text{-C:H})_{100-x}\text{Cu}_x$ были выращены на кварцевых подложках методом одновременного распыления графитовой и медной мишеней в атмосфере аргон-водородной плазмы (80% Ar и 20% H_2). На подложку и на поверхность пленок были напылены контакты (Рис. 5.4а). Ширина контактов составляла 0.5 mm. Толщины пленок D лежали в диапазоне 1.0 - 1.73 μm . Исследования проводимости показали, что пленки с $x = 16 \text{ at.}\%$ находятся ниже порога перколяции и размер проводящих кластеров меньше расстояния между контактами. Пленки $(a\text{-C:H})_{100-x}\text{Cu}_x$ с $x > 16 \text{ at.}\%$ имеют размер проводящих кластеров, равный или больший расстоянию между контактами, в результате чего для этих структур наблюдался металлический тип проводимости. Средний размер d_0 медных частиц в пленках $(a\text{-C:H})_{84}\text{Cu}_{16}$, полученный путем обработки оптических спектров, данных малоуглового рентгеновского рассеяния и электронной микроскопии, составил 4 nm [190–192]. Разброс значений размеров частиц равен $\Delta d = 1.7 \text{ nm}$. В напыленных гранулированных структурах $(a\text{-C:H})_{100-x}\text{Cu}_x$ аморфный гидрогенизированный углерод $a\text{-C:H}$ является органическим аморфным полупроводником и выполняет роль изолирующей матрицы, в объеме которой находятся частицы меди [193].

Пленки $a\text{-C:H(Co)}$ были выращены на поликорковых подложках методом магнетронного сораспыления графитовой и кобальтовой мишеней на постоянном токе в аргон-водородной плазме (80% Ar и 20% H_2). Изменение концентрации вводимого в углеродные пленки кобальта осуществлялось за счет изменения соотношения площадей кобальтовой и графитовой мишеней. Пленки осаждались на подложки, нагретые до 200°C. В распылительной камере предварительно создавался базовый вакуум 1 μTorr . Осаждение пленок производилось в потоке рабочего газа при давлении 10 mTorr и плотности ионного тока 10^{-1} A/cm^2 . Скорость роста пленок зависела от концентрации вводимого кобальта и вставляла 1.4 - 3.0 nm/min. На подложки предварительно были напылены омические контакты в виде медных микрополосков шириной 0.5 mm и длиной 15 mm (Рис. 5.4b). Расстояние между микрополосками было равно 3.5 mm. Толщины пленок находились в диапазоне 250 - 550 nm.

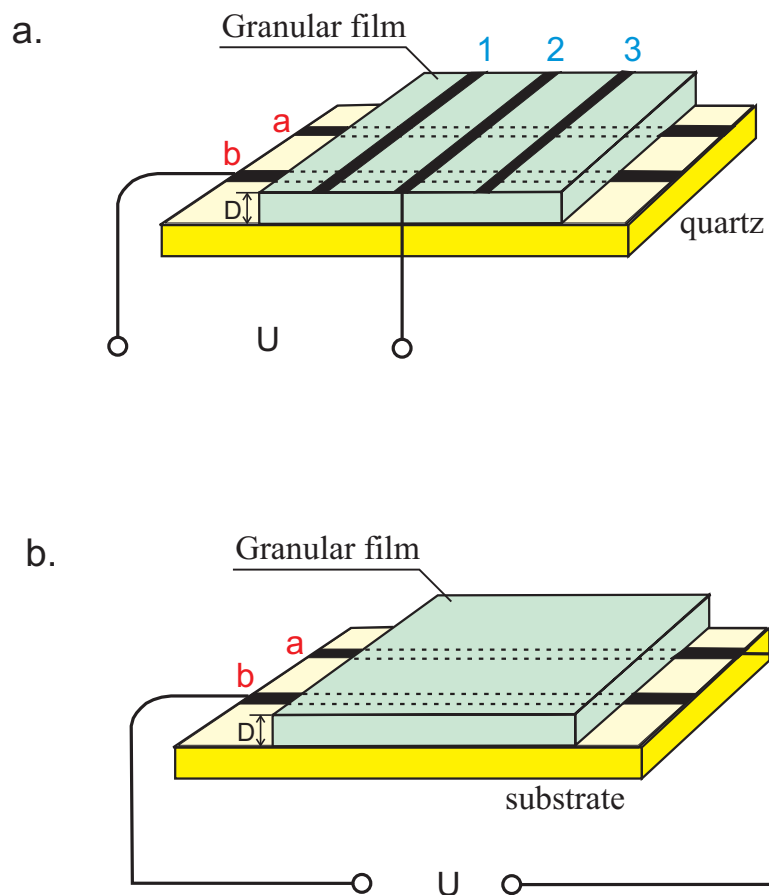


Рис. 5.4: Геометрия электрических контактов изучаемых гранулированных структур. (a) Ток протекает перпендикулярно поверхности пленки, (b) ток протекает в плоскости пленки.

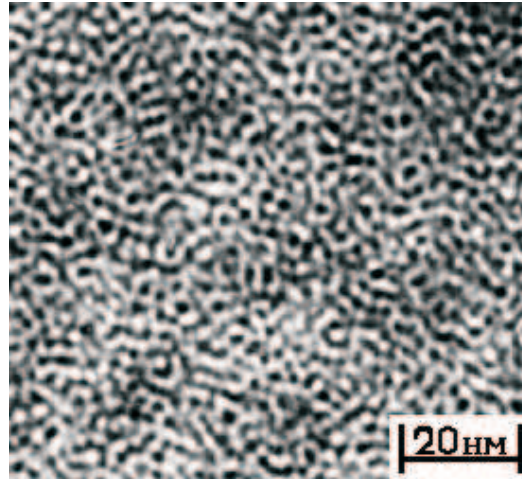


Рис. 5.5: Микроструктура гранулированной пленки $(\text{a-SiO}_2)_{100-x}(\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2)_x$ с $x = 63 \text{ at.}\%$.

Состав пленок был определен ядерно-физическими методами элементного анализа на заряженных частицах. Атомное отношение кобальта к углероду определено из спектров обратного резерфордского рассеяния протонов при $E_p = 1 \text{ MeV}$. Пленки также содержали кислород и примеси азота. Их концентрации определялись методом ядерных реакций с дейтронами при $E_d = 1 \text{ MeV}$: $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}$, $^{14}\text{N}(d,p)^{15}\text{N}$ и $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$. Более подробно эта методика изложена в [194]. Исходя из полученных данных, концентрация кобальта определялась как отношение числа атомов кобальта к общему количеству атомов. Для исследованных пленок концентрации x лежали в диапазоне от 24 до 46 at.% и соответствовали структуре, находящейся ниже перколяционного порога. Размер частиц кобальта определялся методом малоуглового рентгеновского рассеяния. Средний размер частиц увеличивался при увеличении концентрации x : от 2.3 nm при $x = 24 \text{ at.}\%$ до 3 nm при $x = 46 \text{ at.}\%$ (Рис. 5.3).

Пленки $(\text{a-SiO}_2)_{100-x}(\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2)_x$ были выращены на неподвижных ситалловых подложках методом ионно-лучевого сораспыления SiO_2 и сплава $\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2$ ионами аргона. Толщины пленок находились в диапазоне 4.0 - 5.1 μm . Значения концентраций металлической фазы x , выраженные в атомных процентах, лежали в диапазоне 22.4 - 63 at.% и соответствовали структурам с концентрациями гранул, находящимся ниже перколяционного порога. Средний размер гранул увеличивался при увеличении концентрации: от 2.0 nm при $x = 22.4 \text{ at.}\%$ до 5 nm при $x = 63 \text{ at.}\%$. На Рис. 5.5 представлена типичная микроструктура гранулированной пленки $\text{a-SiO}_2(\text{Co,Nb,Ta})$. Темные включения соответствуют гранулам металлического сплава, а светлый фон – диэлектрической фазе двуокиси кремния.

Тонкопленочные наногранулированные композиты $(\text{a-SiO}_2)_{100-x}(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x$ были получены методом ионно-лучевого распыления составной сплавной мишени $\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20}$ с

навесками SiO₂ в атмосфере аргона и кислорода при давлении $P = 30 \mu\text{Torr}$. Материал осаждался на отполированные ситалловые подложки. Толщина пленок в среднем составляла $5 \mu\text{m}$. Композиты представляли собой системы, состоящие из металлических гранул размером 2 - 5 nm, расположенных случайным образом в диэлектрической матрице. Для исследования были приготовлены образцы гранулированных композитов с составами, находящимися ниже порога перколяции.

5.3.2 Электронный транспорт при малых напряженностях электрического поля

Согласно модели КЭС проводимость гранулированной структуры σ определяется совокупностью каналов i , которые включают в себя проводящие области с КЭС и области с большим сопротивлением, являющиеся диэлектрическими прослойками между КЭС. При этом $\sigma = \sum_i \sigma_i$. Проводимость может осуществляться туннелированием электронов в диэлектрических прослойках через локализованные состояния (например, через дефекты в матрице) и термически активированными электронами в зоне проводимости матрицы. Исследованные гранулированные пленки несколько отличались друг от друга по характеру проводимости. Из-за значительной величины активационного барьера Δ (Рис. 5.1) в структурах a-SiO₂(Co,Nb,Ta) проводимость определяется резонансным туннелированием по локализованным состояниям в диэлектрических прослойках. В структурах a-C:H(Co) и a-C:H(Cu) величина активационного барьера Δ меньше и к резонансному туннелированию между проводящими кластерами прибавлялась проводимость, осуществляемая термически активированными электронами из проводящих кластеров в π^* -зону проводимости a-C:H [163]. Кроме этого, в структуре a-C:H содержатся графитоподобные нанокластеры, которые могут давать вклад в формирование каналов проводимости [194]. При наличии графитоподобных нанокластеров в волновых функциях КЭС (5.1) необходимо учитывать не только волновые функции электронов металлических частиц и локализованных состояний в матрице, но и волновые функции sp^2 -фазы графитоподобных нанокластеров. При малых концентрациях металлической фазы преобладающим механизмом проводимости в структурах a-C:H(Co) и a-C:H(Cu) является проводимость, осуществляемая термически активированными электронами в зоне проводимости a-C:H. С ростом концентрации металлических наночастиц увеличивается прозрачность туннельных барьеров и основным механизмом проводимости становится туннелирование электронов через локализованные состояния в диэлектрических прослойках между КЭС.

Исследования электронного транспорта при малых напряженностях электрического поля для случая, когда проводимость определяется термически активированными электронами в зоне проводимости матрицы, проводились на пленке (a-C:H)₈₄Cu₁₆ толщиной $1.73 \mu\text{m}$ в геометрии Рис. 5.4а. Поскольку концентрация носителей зависит от темпера-

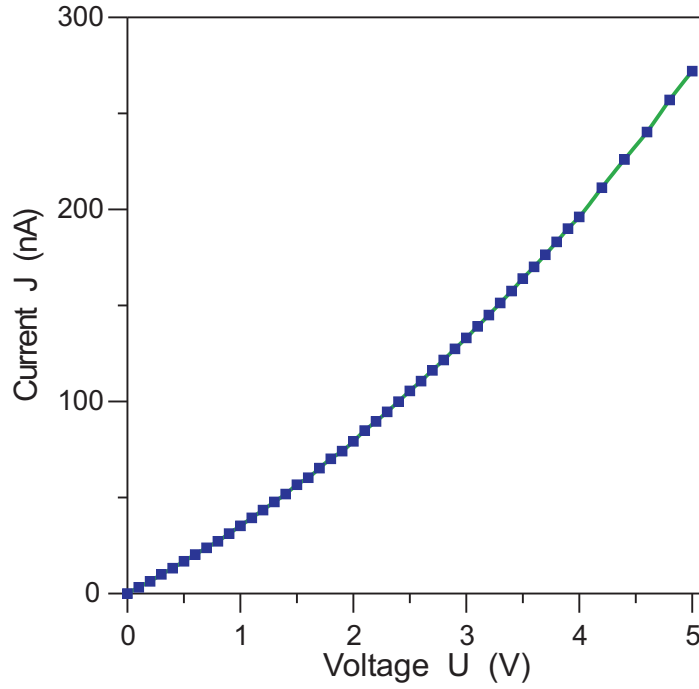


Рис. 5.6: Начальный участок вольт-амперной характеристики пленки $(a-C:H)_{84}Cu_{16}$ для контакта $a2$ геометрии Рис. 5.4а.

туры, то были сняты температурные зависимости вольт-амперных характеристик. Это позволило определить величину активационного барьера Δ и концентрацию носителей. На Рис. 5.6 представлена вольт-амперная характеристика при малых напряжениях. При $U < 2$ V она приближается к линейной зависимости. На Рис. 5.7 показана зависимость логарифма сопротивления $\ln R$ от обратной температуры $1/T$ в интервале $T \in [230, 293K]$ для контакта $a2$ геометрии Рис. 5.4а. Прикладываемое напряжение $U = 0.1$ V. Так как проводимость σ пропорциональна концентрации носителей n_c , сопротивление $R \propto \sigma^{-1}$ и концентрация электронов в зоне проводимости а-С:Н связана с концентрацией электронов в зоне проводимости медных частиц распределением Больцмана

$$n_c = \exp(-\Delta/kT), \quad (5.7)$$

то по двум точкам линейной части температурной зависимости сопротивления была найдена величина активационного барьера

$$\Delta = \frac{k(\ln R_1 - \ln R_2)}{T_1^{-1} - T_2^{-1}} = 0.48 \text{ eV}.$$

Концентрация носителей в зоне проводимости аморфного углерода при $T = 293$ K $n_c = 5.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

Релаксация сопротивления гранулированной структуры к равновесному состоянию, связанная с перестройкой КЭС при росте температуры, наблюдалась на пленке $(a-C:H)_{84}Cu_{16}$.

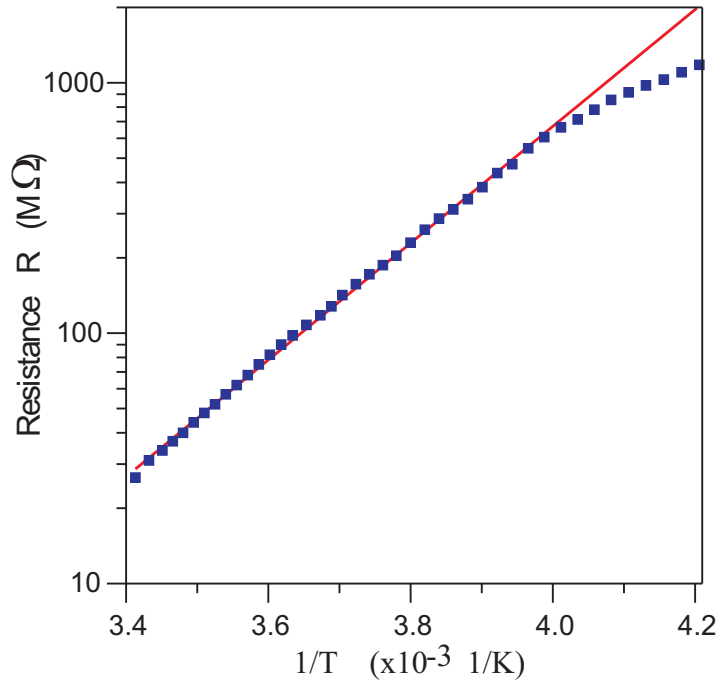


Рис. 5.7: Температурная зависимость сопротивления пленки $(a\text{-C:H})_{84}\text{Cu}_{16}$ для контакта $a2$ геометрии Рис. 5.4а.

Температурный рост увеличивает туннельную прозрачность барьера между высокопроводящими областями и увеличивает размер локализации L КЭС (5.6). Релаксация сопротивления, наблюдаемая после быстрого нагрева пленки, представлена на Рис. 5.8 для контакта $a3$ геометрии Рис. 5.4а. Пленка охлаждалась до температуры $T = 77$ К и 45 min выдерживалась при этой температуре. Сопротивление между контактами было больше 1.2 GΩ. После охлаждения пленка подвергалась быстрому нагреву до 297 К. Начало кривой релаксации ($t = 0$) соответствует тому моменту, когда температура пленки достигла 297 ± 1 К. После этого момента температура не менялась. Сопротивление при $t = 0$ имело минимальную величину. Во временном интервале 1.5 - 5.5 min наблюдался линейный рост сопротивления. При $t = 5.5$ min происходила смена зависимости релаксации сопротивления. При $t > 5.5$ min изменения величины сопротивления были незначительными. Согласно модели КЭС релаксация сопротивления может быть объяснена следующим образом. При низких температурах ($T = 77$ К) размер локализации КЭС L (5.6) и, соответственно, электрическая емкость кластера частиц, на котором локализована КЭС, имеют меньшую величину, чем при более высоких температурах. Если нагрев осуществляется достаточно быстро, L не успевает существенно вырасти. Это приводит к тому, что при $T = 297$ К для получившегося неравновесного состояния кулоновский сдвиг энергии W_c при нахождении электрона на КЭС оказывается большим по сравнению с кулоновским сдвигом энергии $W_c^{(eq)}$ для равновесного КЭС, который должен быть характерен для этой температуры.

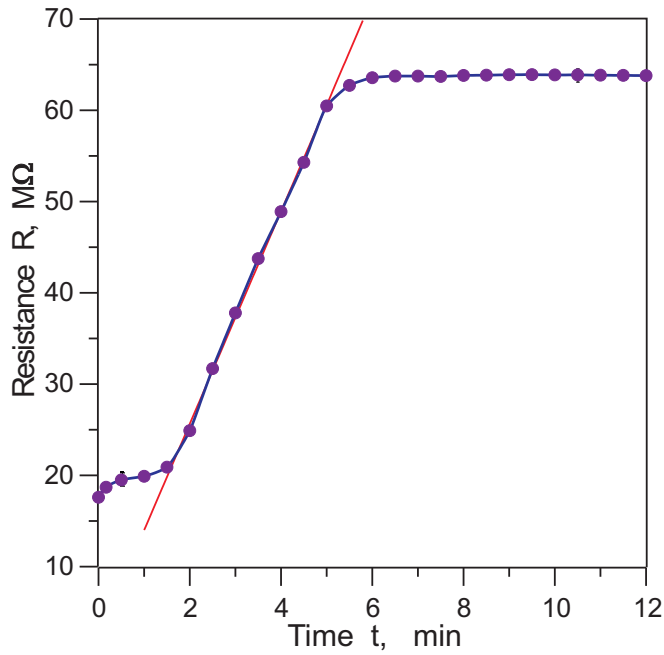


Рис. 5.8: Релаксация сопротивления R на контакте $a3$ для пленки $(a-C:H)_{84}Cu_{16}$.

Увеличение кулоновского сдвига ведет к увеличению числа термически активированных электронов в π^* -зоне проводимости $a-C:H$, которая выражается формулой (5.7) на множитель $\exp(E_c/kT)$, где $E_c = W_c - W_c^{(eq)}$ – разность кулоновских сдвигов энергии (Рис. 5.1а), и, соответственно, к меньшему сопротивлению в неравновесном состоянии при $t = 0$. Отношение сопротивлений между контактами при равновесном ($t > 5.5$ min) и неравновесном ($t = 0$) состояниях определяется соотношением

$$\frac{R^{(eq)}}{R} = \exp\left(\frac{E_c}{kT}\right).$$

При температуре 297 К размеры кластеров растут и W_c релаксирует к равновесному значению $W_c^{(eq)}$. Результатом этого является понижение числа термически активированных электронов в π^* -зоне проводимости $a-C:H$ и увеличение сопротивления между контактами.

Зависимость проводимости σ гранулированной структуры от концентрации металлических частиц исследовалась на пленках $a-SiO_2(Co,Nb,Ta)$. Проводимость σ гранулированной структуры определяется отношением проводимостей металла и матрицы. В первом приближении гранулированную структуру $Mat_{100-x}Gr_x$, где Mat – матрица и Gr – гранулы металла, можно рассматривать как перколяционную систему, которая в зависимости от проводимости кластеров гранул σ_{Gr} и матрицы σ_{Mat} может быть описана двумя предельными моделями. В первой модели рассматривается случай $\sigma_{Mat} = 0$ (ant limit), во второй – $\sigma_{Gr} = \infty$ (termite limit) [184, 204, 205]. Для перколяционных систем ant limit и termite limit характерны существование определенного значения перколяционного порога x_{perc} и скейлинговая зависимость общей проводимости от концентрации металлической

фазы x , $\sigma \propto (x - x_{perc})^\mu$ [184]. Если отношение проводимостей σ_{Gr}/σ_{Mat} отлично от бесконечного значения и нуля, то не существует точной величины перколяционного порога. Он размывается, и можно говорить лишь об области порога протекания [204, 205]. Область порога протекания можно определить по изменению характера температурных зависимостей проводимости – переходу от неметаллического к металлическому типу.

Удельное электрическое сопротивление гранулированной структуры $(a\text{-SiO}_2)_{100-x}(\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2)_x$ в зависимости от концентрации металлической фазы x до и после проведения отжига представлено на Рис. 5.9. Из-за значительной величины активационного барьера Δ в этих структурах проводимость определяется резонансным туннелированием по локализованным состояниям дефектов матрицы. На Рис. 5.9 представлены концентрационные зависимости удельного электрического сопротивления $\rho = \sigma^{-1}$ пленок $(a\text{-SiO}_2)_{100-x}(\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2)_x$ при комнатной температуре для образцов в исходном состоянии и после термической обработки. Измерения проводились в геометрии Рис. 5.4б. Отжиг пленок проводился в вакууме $10 \mu\text{Torr}$ при $T = 400^\circ\text{C}$ в течение 30 min. Отжиг влияет на проводимость σ гранулированной структуры. После отжига уменьшается количество дефектов в диэлектрических прослойках между КЭС, через которые осуществляется туннелирование электронов. После термообработки зависимости удельного сопротивления приобретали S-образную форму, характерную для перколяционных систем. Отожженные гранулированные структуры приближались к пределу termite limit с $\sigma_{Gr} = \infty$. Отжиг гранулированных структур приводит к увеличению электрического сопротивления для составов с малой концентрацией металлической фазы и к его уменьшению при больших x , находящихся вблизи области порога перколяции. При этом область порога перколяции после отжига сдвигается в сторону меньших концентраций x . При отжиге гранулированных структур происходят два процесса.

(А). Отжиг уменьшает количество дефектов в матрице, что ведет к уменьшению количества локализованных состояний в туннельных каналах между гранулами и к падению прозрачности туннельных барьеров между КЭС. Проводимость матрицы уменьшается.

(В). При отжиге происходит структурная релаксация металлической фазы. Гранулы могут укрупняться и сливаться между собой. Это приводит к увеличению проводимости металлических кластеров.

При малых концентрациях гранул превалирует первый механизм и отжиг ведет к увеличению общего удельного сопротивления гранулированных структур $a\text{-SiO}_2(\text{Co},\text{Nb},\text{Ta})$. При больших концентрациях наблюдается второй процесс, который проявляется в уменьшении сопротивления.

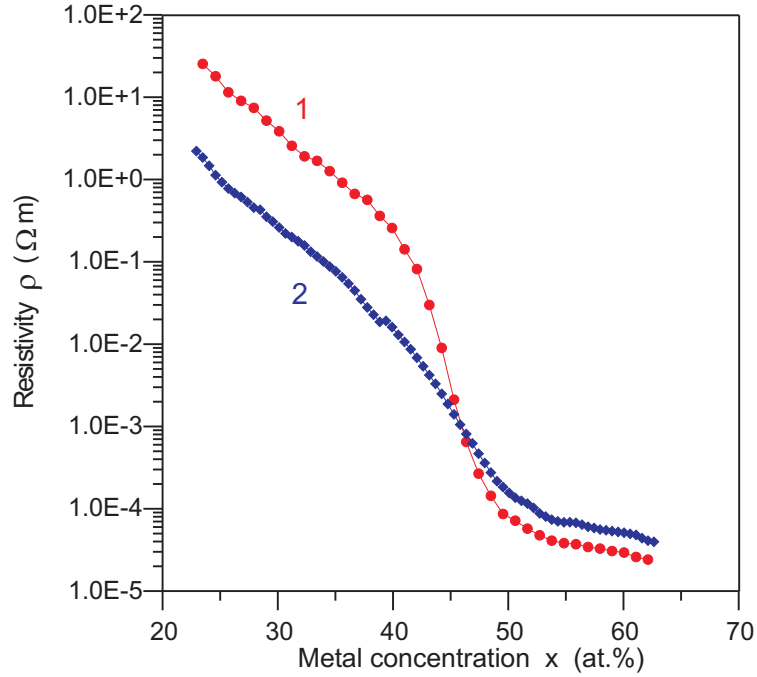


Рис. 5.9: Удельное электрическое сопротивление гранулированной структуры $(a\text{-SiO}_2)_{100-x}(\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2)_x$ в зависимости от концентрации металлической фазы x : 1 – после проведения отжига; 2 – до отжига.

5.3.3 Большие напряженности электрического поля и туннельные эффекты

Рассмотрим действие больших напряженностей электрического поля на структуру $a\text{-C:H(Cu)}$ с малой концентрацией металлической фазы. При малых напряженностях электрического поля проводимость осуществляется термически активированными электронами в π^* -зоне проводимости матрицы $a\text{-C:H}$. Проводимость в диэлектрических прослойках между КЭС посредством туннелирования электронов через локализованные состояния является незначительной. Но при больших напряженностях электрического поля E для этих структур начинает проявляться другой тип туннельного механизма проводимости. Электроны туннелируют непосредственно в π^* -зону проводимости матрицы (Рис. 5.10). Туннельный ток J пропорционален [131]

$$J \propto \sum_j \int_0^V D^{(j)}(\varepsilon) f(\varepsilon) g^{(j)}(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (5.8)$$

где $D^{(j)}(\varepsilon)$ – коэффициент прохождения потенциального барьера из кластера в зону проводимости матрицы для проводящего канала j кластерной структуры (Рис. 5.1b); $g^{(j)}(\varepsilon)$ – плотность квантовых состояний; $f(\varepsilon)$ – распределение Ферми в кластерах. Наибольшая напряженность поля E между двумя изолированными друг от друга кластерами возникает

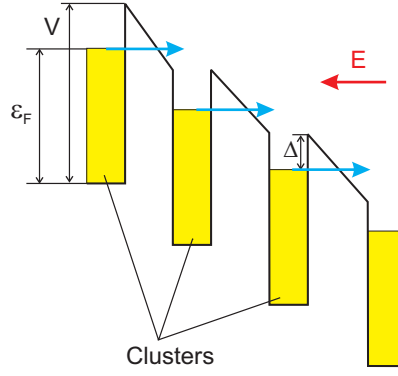


Рис. 5.10: Зонная структура при больших напряжениях приложенного электрического поля, определяющая процесс туннелирования из кластеров в зону проводимости матрицы.

на участке, имеющем наименьшую толщину изолирующего промежутка. Сопротивление самих кластеров значительно меньше сопротивления изолирующего участка, и им можно пренебречь. Определим $l_0^{(j)} = \sum_{i=1} l_i^{(j)}$, как наименьшую толщину всех изолирующих участков $l_i^{(j)}$ между КЭС кластерной структуры для проводящего канала j (Рис. 5.1b), находящейся между контактами. Тогда по порядку величины напряженность поля между кластерами равна $E = U/\langle l_0^{(j)} \rangle$, где U – напряжение на контактах, $\langle l_0^{(j)} \rangle$ – среднее значение изолирующих участков в токопроводящих каналах. Если $eU\langle l_i^{(j)} \rangle/\langle l_0^{(j)} \rangle > \Delta$, то [131]

$$D^{(j)}(\varepsilon) = \exp \left[-\frac{4\sqrt{2m^*}}{3\hbar e E} \Delta (V - \varepsilon)^{3/2} \right].$$

где m^* – эффективная масса электрона в зоне проводимости матрицы. В этом случае из (5.8) получаем приближенную зависимость для туннельного тока

$$J \propto \exp \left[-\frac{4\langle l_0^{(j)} \rangle \sqrt{2m^*}}{3\hbar e U} \Delta^{3/2} \right]. \quad (5.9)$$

Для сравнения (5.9) с экспериментальными данными на Рис. 5.11 построена зависимость $\ln J$ от U^{-1} при $U > 10$ V пленки $(\text{a-C:H})_{84}\text{Cu}_{16}$ для контакта $a2$ геометрии Рис. 5.4а. В области больших U зависимость приближается к линейной. По двум точкам линейной зависимости $\ln J$ от U^{-1} при m^* , равной массе свободного электрона, определено расстояние $\langle l_0^{(j)} \rangle$, на котором происходит процесс туннелирования

$$\langle l_0^{(j)} \rangle = \frac{3\hbar e (\ln J_1 - \ln J_2)}{4\sqrt{2m^*} \Delta^{3/2} (U_2^{-1} - U_1^{-1})} = 24 \text{ nm}.$$

При дальнейшем повышении напряжения (при $U > 20$ V) сопротивление между контактами падало на 5 порядков – осуществлялся переход из изолированного в проводящее состояние. При снятии напряжения наблюдался обратный переход из проводящего в изолированное состояние. Согласно модели КЭС, переход между состояниями с двумя раз-

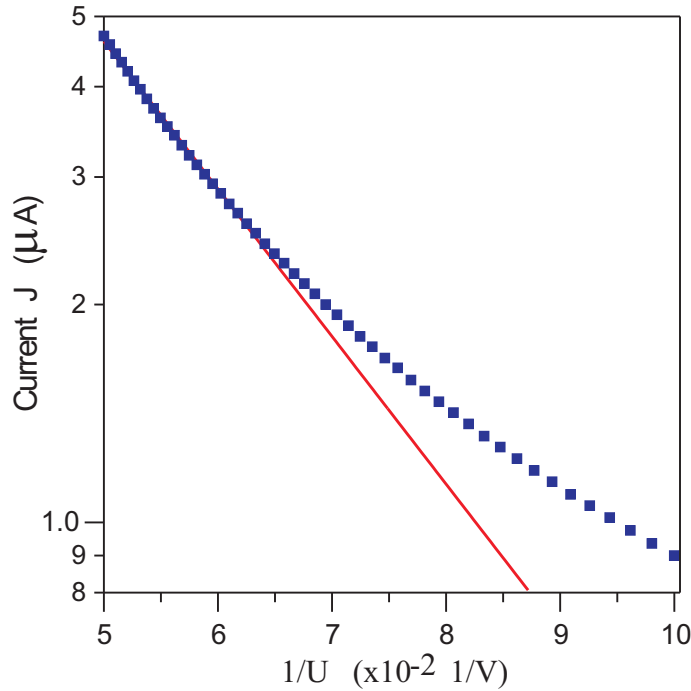


Рис. 5.11: Вольт-амперная характеристика при больших напряжениях для пленки $(a-C:H)_{84}Cu_{16}$ (случай изолированных кластеров).

ными удельными сопротивлениями может быть объяснен перестройкой кластерной структуры. При $U > 20$ V группа изолированных кластеров, на которых были локализованы электроны с волновыми функциями КЭС (5.1), трансформировались в один проводящий кластер. К этому могут привести изменения кластеров, при которых исчезают диэлектрические прослойки между ними. В течение определенного промежутка времени (несколько суток) происходила релаксация и проводящий кластер переходил в первоначальное состояние группы изолированных кластеров.

Когда гранулированная пленка $(a-C:H)_{84}Cu_{16}$ между контактами находилась в состоянии проводящего кластера, температурная зависимость сопротивления носила металлический характер с большим остаточным сопротивлением [163]. На Рис. 5.12 представлена зависимость сопротивления от температуры для случая, когда между контактами существует один проводящий кластер. Видно, что температурная зависимость имеет металлический характер. Поэтому для интерпретации экспериментальных результатов воспользуемся основными положениями теории металлов [3, 195]. Сопротивление R в металлах определяется рассеянием электронов уровня Ферми в основном на тепловых акустических фоновых, примесях, границах и дефектах. При $T \gg 0.1T_D$ (T_D – температура Дебая, для Cu $T_D = 347$ K) температурная зависимость сопротивления R_{ph} от рассеяния на акустических фоновых является линейной ($\propto T$). Рассеяние на примесях, дефектах и границах от температуры не зависит и определяет остаточное сопротивление R_{res}

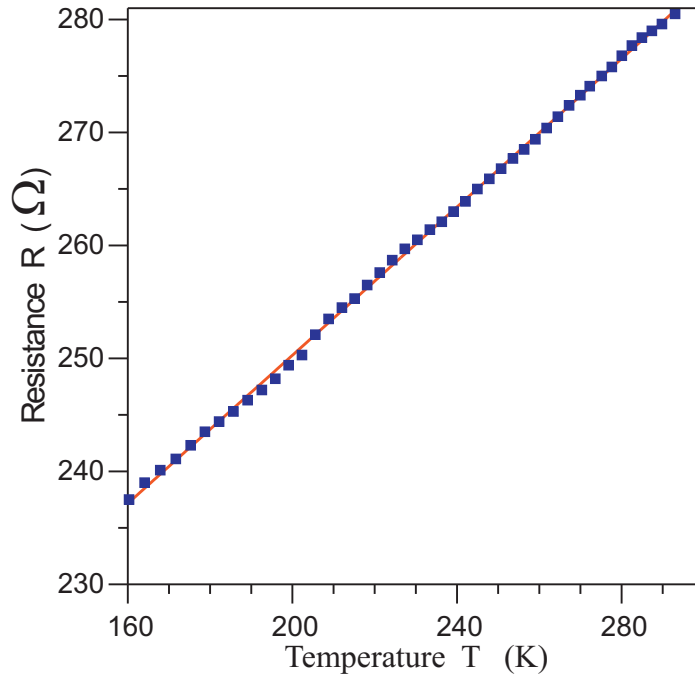


Рис. 5.12: Температурная зависимость сопротивления проводящего кластера для пленки $(a-C:H)_{84}Cu_{16}$.

$$R = R_{ph} + R_{res}.$$

Из температурной зависимости Рис. 5.12 видно, что отношение R_{res} к R_{ph} является достаточно большим

$$u = R_{res}/R_{ph}(0^\circ C) = 185.6 \Omega / 88.5 \Omega. \quad (5.10)$$

Удельное сопротивление ρ обратно пропорционально средней длине свободного пробега электрона λ [3, 195]

$$\rho = \frac{m_{Cu}^* v_F}{n_{Cu} e^2 \lambda}, \quad (5.11)$$

где m_{Cu}^* и n_{Cu} – эффективная масса и концентрация электронов в меди, $v_F = (2\varepsilon_F/m_{Cu}^*)^{1/2} = 1.57 \cdot 10^6$ m/s – скорость электрона на поверхности Ферми. Зная величину удельного сопротивления для чистой меди $\rho_{ph} = 1.55 \cdot 10^{-6}$ $\Omega \cdot \text{cm}$ ($T = 0^\circ C$) [197], которая определяется рассеянием на тепловых акустических фононах, из (5.10), (5.11) можно оценить длину свободного пробега λ_{res} , связанную с R_{res} ,

$$\lambda_{res} = \frac{m_{Cu}^* v_F}{n_{Cu} e^2 \rho_{res}} = \frac{m_{Cu}^* v_F}{n_{Cu} e^2 \rho_{ph}(0^\circ C) u} = 20 \text{ nm}.$$

λ_{res} значительно меньше длины свободного пробега в чистой меди. Столь низкое значение λ_{res} , по-видимому, определяется тем, что большой вклад в рассеяние электронов вносит рассеяние на внутренней структуре кластера.

Действие больших напряженностей электрического поля проявляется также в появлении пиков проводимости на температурных зависимостях плотности протекающего тока, наблюдаемых на структуре а-С:Н(Сu). При малых электрических полях пики проводимости не наблюдаются. Рис. 5.13 показывает температурную зависимость плотности тока j при напряжении $U = 20$ V для контактов $a1$, $a3$ пленки (а-С:Н)₈₄Сu₁₆ (Рис. 5.4а). Кластерная структура между контактами находилась в изолирующем состоянии, т.е. между кластерами были изолирующие прослойки. Проводимость определялась электронами, термически активированными с уровня Ферми медных частиц в π^* -зону проводимости а-С:Н и преодолевшими активационный барьер Δ , и электронами, туннелирующими из кластеров в π^* -зону (Рис. 5.10). Пики проводимости на температурной зависимости тока наблюдались при понижении температуры. Положение и величина пиков проводимости на температурной кривой не были строго локализованы и менялись от эксперимента к эксперименту. При малых напряжениях ($U = 0.1$ V) пики проводимости не наблюдались. Согласно модели КЭС, данные пики могут быть объяснены следующим образом. Ток определяется каналом с наименьшим сопротивлением. В этом канале число термически активированных электронов в π^* -зоне проводимости а-С:Н и соответственно ток уменьшаются при понижении температуры согласно закону

$$j \propto \exp[-(\Delta - W_c)/kT], \quad (5.12)$$

где W_c – средний кулоновский сдвиг энергии при нахождении электронов на кластерах, входящих в канал с наименьшим сопротивлением (Рис. 5.1). При понижении температуры уменьшается размер локализации КЭС L . Процесс уменьшения размера локализации КЭС до размера локализации, соответствующего равновесному состоянию, может идти либо через отсоединение частиц от периферии кластеров, либо через разрыв внутренней связи кластеров. Во втором случае электрон локализуется на одной из частей распавшихся кластеров. Декомпозиция кластеров, которой способствует сильное электрическое поле, приведет к скачкообразному увеличению кулоновского сдвига энергии W_c той части кластеров, на которых локализованы электроны. Для гранулированных структур, в которых проводимость осуществляется благодаря электронам, термически активированным в зону проводимости, рост энергии W_c ведет к увеличению числа активированных электронов в зоне проводимости в окрестности распавшихся кластеров и, согласно (5.12), определяет возрастание тока j . Это проявляется в пике на температурной кривой.

Особенности сопротивления и вольт-амперных характеристик (ВАХ) под действием больших напряженностей электрического поля наблюдались также в гранулированных

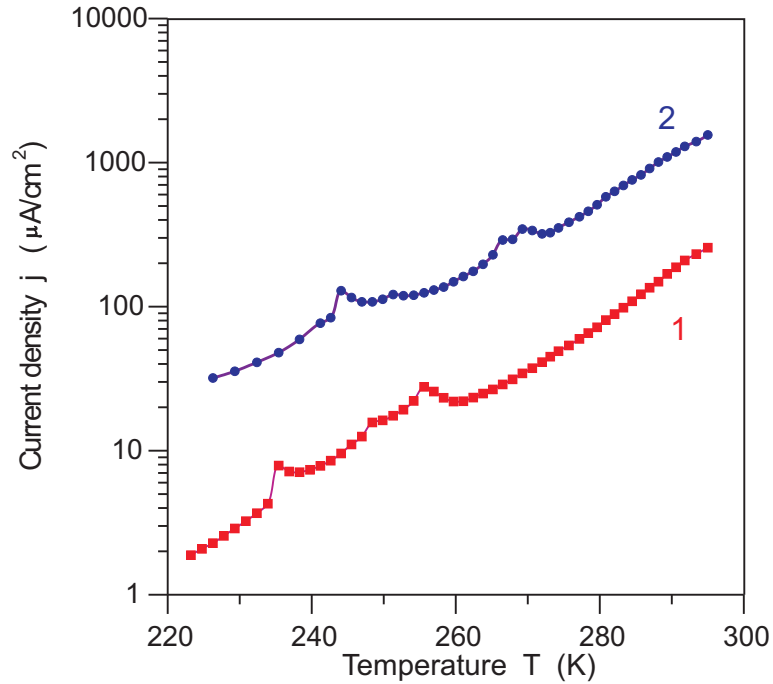


Рис. 5.13: Температурная зависимость плотности протекающего тока j и пики проводимости, наблюдаемые на контактах $a3$ (1) и $a1$ (2), для пленки $(a-C:H)_{84}Cu_{16}$ при $U = 20$ V.

структурах $(a-SiO_2)_{100-x}(Co_{41}Fe_{39}B_{20})_x$ [170]. В отличие от $a-C:H(Cu)$ с малой концентрацией металлической фазы эти структуры характеризуются тем, что проводимость осуществляется туннелированием электронов в диэлектрических прослойках через локализованные состояния и можно пренебречь термически активированными электронами в зоне проводимости матрицы. Напряженность электрического поля между контактами доходила до $2.5 \cdot 10^4$ V/cm. Для ВАХ исследованных композитов были выявлены следующие особенности. Во-первых, наблюдается несимметричность ВАХ, т. е. для одних и тех же значений напряжения противоположной полярности величина тока различна. Во-вторых, в области высоких напряжений существует гистерезис ВАХ, согласно модели КЭС обусловленный изменениями размеров локализации КЭС в канале с наименьшим сопротивлением. В-третьих, установлено, что вид ВАХ зависит от электрической предыстории образца, т. е. от величины и знака напряжения, предварительно подаваемого на образец.

Необычными и крайне интересными оказались результаты измерений ВАХ в режиме, при котором после каждого следующего шага увеличения напряжения проводилось измерение сопротивления при фиксированной низкой величине напряжения (в нашем случае это 0.14 V). Выбор такого значения обусловлен тем, что в образцах данного состава точка на ВАХ, соответствующая напряжению 0.14 V, лежит на линейном участке и при воздействии такого напряжения не наблюдается необратимых изменений электрического сопротивления. Указанный режим позволяет исследовать изменение сопротивления композита после воздействия на него электрического поля большой напряженности. Поскольку по-

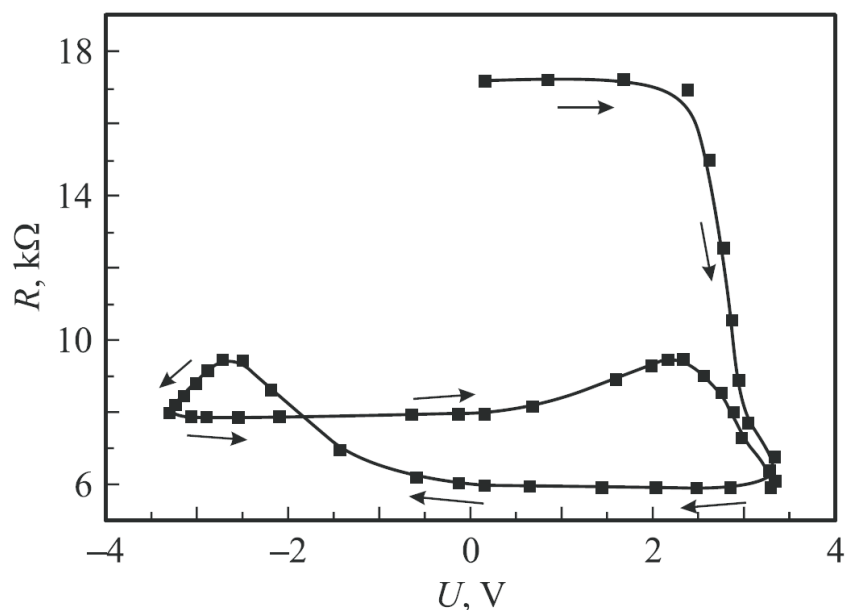


Рис. 5.14: Зависимость электрического сопротивления R (при напряжении на образце 0.14 V) композита $(\alpha\text{-SiO}_2)_{100-x}(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x$ от приложенного напряжения U (стрелками показана последовательность измерения характеристики). Измерения М.Н. Копытина.

следующее измерение сопротивления производится в низкополевых условиях, полученный результат является отражением тех изменений, которые индуцированы внешним электрическим полем высокой напряженности. Одна из полученных зависимостей приведена на Рис. 5.14. Стрелками показана последовательность измерения характеристик. Анализ экспериментальных данных свидетельствует о том, что электрическое сопротивление композита при фиксированном малом напряжении зависит от величины и знака напряжения, предварительно подаваемого на образец, т. е. от электрической предыстории образца. Сопротивление, измеренное до воздействия сильного электрического поля, больше сопротивления после воздействия в 1.8 - 2.9 раза. Согласно модели КЭС, изменение сопротивления связано с изменением размера локализации L проводящих областей, на которых сформировано КЭС, и уменьшением промежутка между проводящими областями в канале с наименьшим сопротивлением. Изменение сопротивления, фиксируемое после воздействия сильного электрического поля, может быть как обратимым, так и необратимым. Необратимость изменения сопротивления может быть объяснена тем, что после снятия поля формируется новая структура КЭС, отличная от предыдущей.

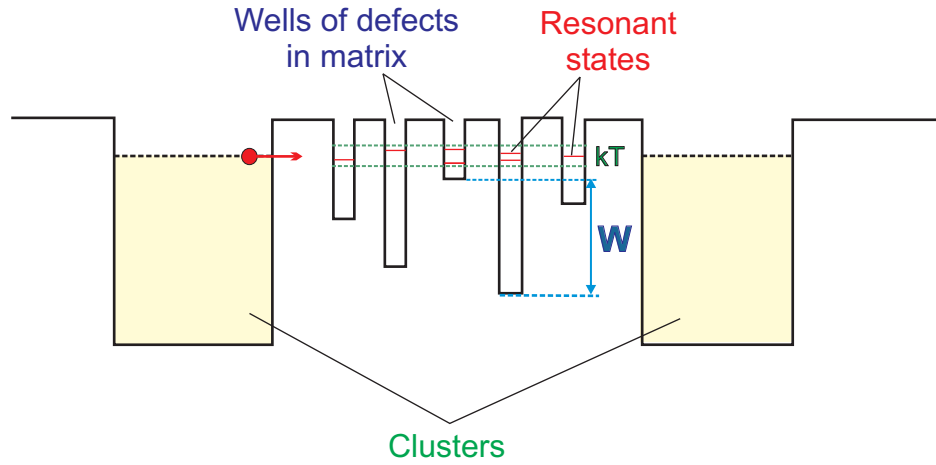


Рис. 5.15: Туннелирование между КЭС через резонансные уровни локализованных электронных состояний дефектов в матрице вблизи уровня Ферми. W – разброс глубин квантовых ям дефектов матрицы.

5.3.4 Температурные зависимости проводимости и туннелирование через локализованные состояния в матрице

Цель настоящей раздела – исследование числа локализованных состояний в матрице вблизи уровня Ферми, через которые происходит процесс туннелирования между КЭС, из температурных зависимостей проводимости (Рис. 5.15). Для нахождения числа локализованных состояний использована теоретическая модель, связывающая стимулированное фононами неупругое резонансное туннелирование через цепочку локализованных состояний в аморфном слое между туннельными контактами с температурной зависимостью проводимости $\sigma(T)$ [171, 172]. В силу достаточно большого количества атомов в грануле ($N > 1000$) и в КЭС данная теоретическая модель может быть применима для определения характера электронного транспорта между металлическими частицами в гранулированных структурах. Источниками локализованных состояний являются дефекты структуры матрицы и границ раздела гранула - матрица. Наличие этих состояний приводит к резкому возрастанию туннельной прозрачности барьера. Согласно модели [171, 172], существенную роль в механизме проводимости играют процессы неупругого резонансного туннелирования в каналах, содержащих локализованные состояния вблизи уровня Ферми с разбросом энергий порядка kT . Температурная зависимость проводимости в канале, содержащем n примесей, имеет степенной вид [171]

$$\sigma_n = P \left(\frac{\Lambda^2}{\rho_0 c^5} \right)^{(n-1)/(n+1)} \frac{(ga^2 n^2 l)^n T^{\gamma_n} E^{\beta_n}}{al} \exp \left[\frac{-2l}{a(n+1)} \right], \quad (5.13)$$

где a – радиус локализованного состояния в матрице, l – среднее расстояние между гранулами, $\gamma_n = n - 2/(n+1)$, $\beta_n = 2n/(n+1)$, P – коэффициент, Λ – константа деформационного

потенциала, ρ_0 – плотность вещества матрицы, c – скорость звука, g – плотность локализованных состояний, E – глубина залегания локализованного состояния в области барьера. Средняя проводимость между КЭС определяется суммой

$$\sigma = \sum_n \sigma_n. \quad (5.14)$$

При большом количестве каналов между КЭС при радиусах локализованного состояния a и расстояниях между гранулами l , попадающих в область значений вблизи $gal^2T \approx 1$, в первом приближении степенного разложения по $1/T$ σ (5.14) обнаруживает температурную зависимость с $\alpha = 1/2$

$$\ln \sigma \propto - \left(\frac{T_c}{T} \right)^\alpha, \quad (5.15)$$

где T_c – характеристическая температура. Экспериментальная зависимость с $\alpha = 1/2$ описана в [198, 199]. Увеличение расстояния между гранулами ведет к росту числа каналов и количества примесей в каналах. При $n \rightarrow \infty$ суммарная проводимость по всем каналам σ (5.14) переходит от режима резонансного туннелирования к режиму прыжковой проводимости, определяемому законом Мотта [184], имеющим вид (5.15) с $\alpha = 1/4$, $T_c = \nu/ga^3$, где ν – численный параметр.

Мы будем исследовать гранулированные структуры, которые характеризуются тем, что проводимость осуществляется туннелированием электронов в диэлектрических прослойках через локализованные состояния и можно пренебречь термически активированными электронами в зоне проводимости матрицы. Это структуры а-С:Н(Со) с содержанием Со $x > 20$ at.% и пленки а-SiO₂(Со,Nb,Ta), находящиеся ниже перколяционного порога. Среднее число туннельных каналов, соединяющих определенный кластер с КЭС (5.1) с соседними кластерами, невелико. В этом случае, поскольку проводимость кластеров значительно выше туннельной проводимости, температурная зависимость проводимости будет иметь степенной вид (5.13). Аппроксимируя температурные зависимости проводимости, полученные экспериментально, степенными зависимостями со степенью γ и учитывая (5.13), можем определить среднее число локализованных состояний $\langle n \rangle$, которые принимают участие в электронном транспорте в гранулированной структуре при данной температуре,

$$\langle n \rangle = \frac{1}{2} [\gamma - 1 + (\gamma^2 + 2\gamma + 9)^{1/2}]. \quad (5.16)$$

Температурные зависимости проводимости структур а-С:Н(Со) были сняты при протекании тока в плоскости пленки (горизонтальная геометрия, Рис. 5.4b) при напряжении 0.1 V в режиме охлаждения пленки. На Рис. 5.16 представлены относительные температурные зависимости в двойном логарифмическом масштабе. Начальной точкой является

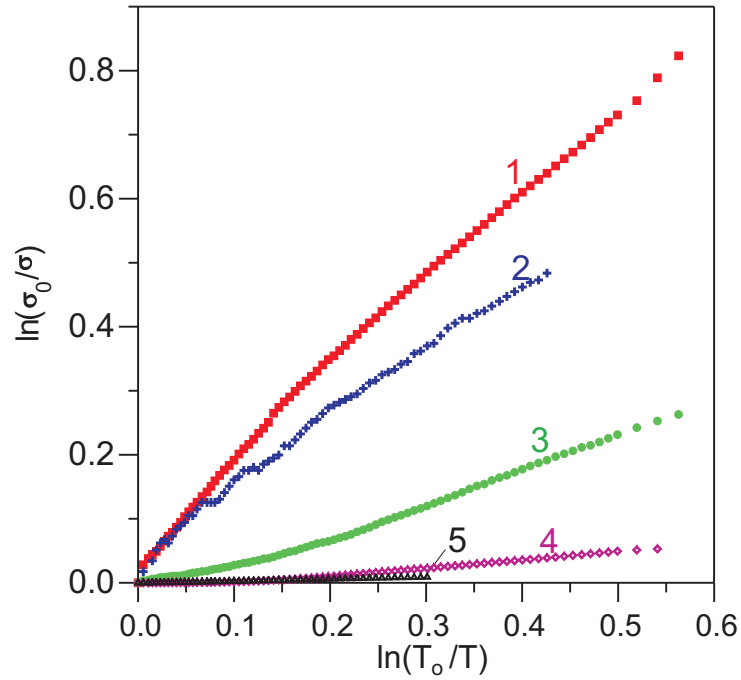
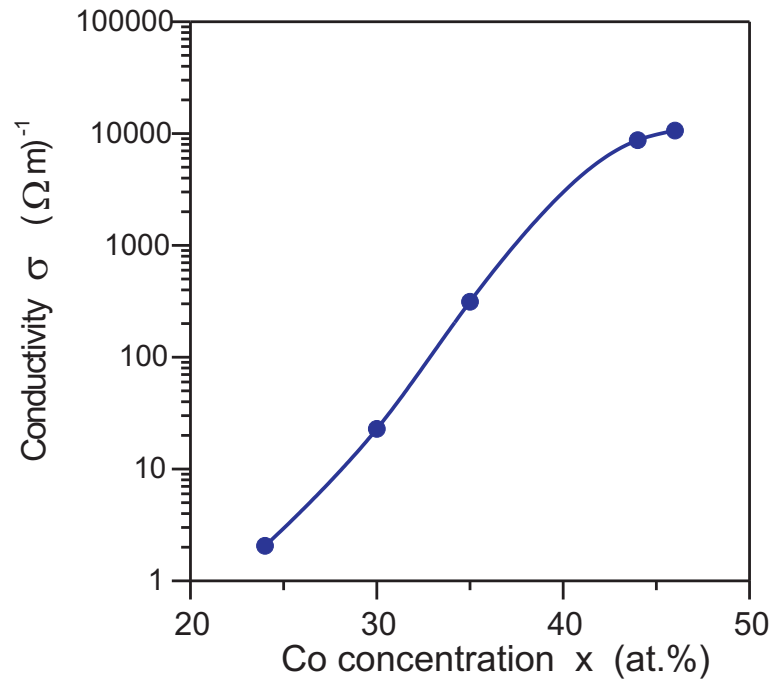


Рис. 5.16: Относительные температурные зависимости проводимости образцов пленок а-SiO₂(Co) при разных концентрациях кобальта x : 1 – 24; 2 – 30; 3 – 35; 4 – 44; 5 – 46 at.%.

проводимость σ_0 при $T_0 = 299.5$ К. Видно, что в первом приближении проводимость имеет степенную форму зависимости от температуры, что подтверждает вклад неупругого резонансного туннелирования в проводимость согласно модели [171, 172]. Незначительные отклонения экспериментальных кривых от степенных зависимостей, по-видимому, можно объяснить перестройкой изолированных проводящих кластеров, между которыми происходит туннелирование, с понижением температуры. На Рис. 5.17а,b показаны проводимость и среднее количество локализованных состояний $\langle n \rangle$ в туннельных каналах между изолированными проводящими кластерами в зависимости от концентрации кобальта. Число состояний $\langle n \rangle$ находилось из соотношения, даваемого формулой (5.16), где показатель степени γ определялся из экспериментальных температурных зависимостей проводимости.

Аналогичные температурные зависимости проводимости при напряжении 0.1 В в режиме охлаждения пленки были построены для неотожженных образцов а-SiO₂(Co,Nb,Ta). Для выявления степенного закона на Рис. 5.18 построены относительные температурные зависимости в двойном логарифмическом масштабе. Начальной точкой является проводимость σ_0 при $T_0 = 292$ К. Среднее число локализованных состояний $\langle n \rangle$ в туннельных каналах между изолированными проводящими кластерами в зависимости от концентрации гранул находилось из степени температурных зависимостей проводимости по формуле (5.16) и показано на Рис. 5.19. Видно, что $\langle n \rangle$ достаточно быстро увеличивается с уменьшением концентрации x .

a.



b.

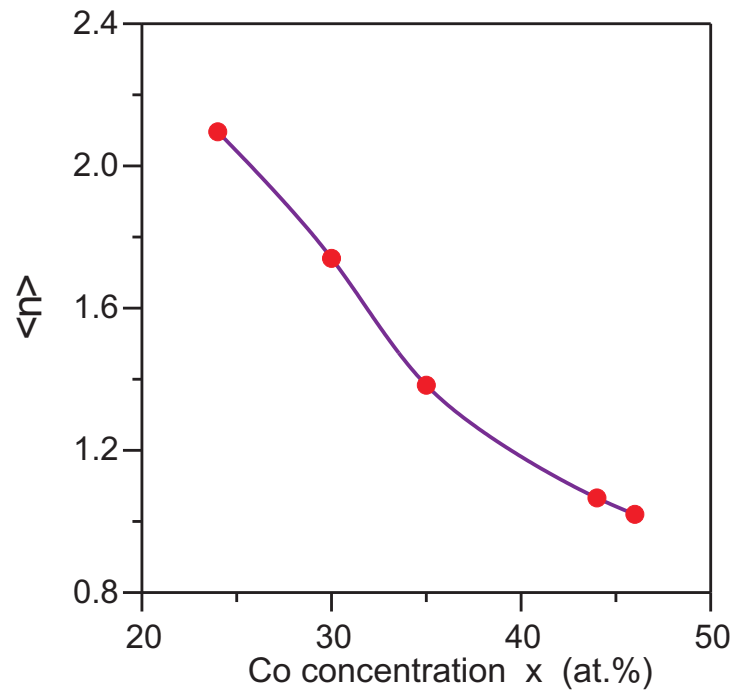


Рис. 5.17: (a) – проводимость и (b) – среднее количество локализованных состояний $\langle n \rangle$ в туннельных каналах между изолированными кластерами в зависимости от концентрации кобальта x в $\alpha\text{-C:H(Co)}$.

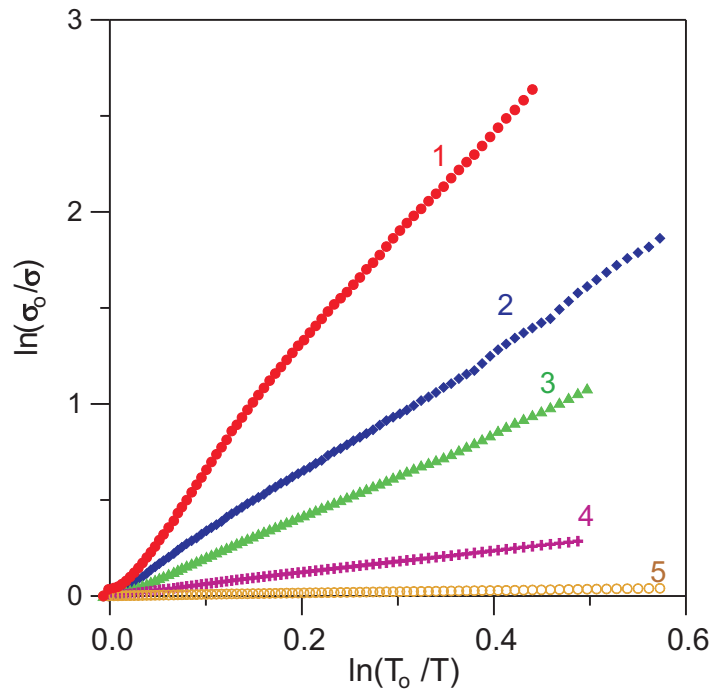


Рис. 5.18: Относительные температурные зависимости проводимости неотожженных образцов $\alpha\text{-SiO}_2(\text{Co}, \text{Nb}, \text{Ta})$ при различных концентрациях гранул x , at.%: 1 – 22.4, 2 – 31.7, 3 – 41.9, 4 – 54.5, 5 – 61.7.

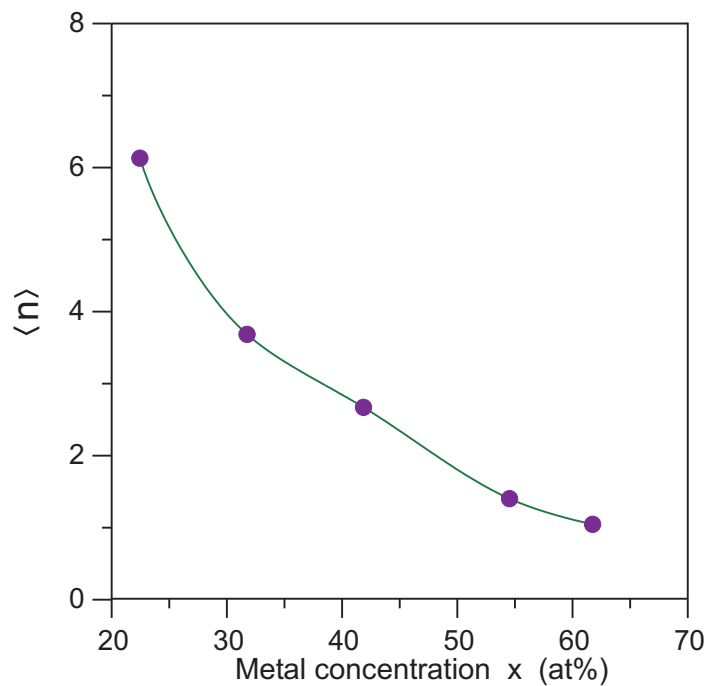


Рис. 5.19: Среднее число локализованных состояний $\langle n \rangle$ в туннельных каналах между кластерами в зависимости от концентрации металлической фазы x в неотожженных пленках $\alpha\text{-SiO}_2(\text{Co}, \text{Nb}, \text{Ta})$.

$$\varepsilon(\mathbf{q}, \omega_n) = 1 - \text{---} \beta V(\mathbf{q}) \text{---} \begin{array}{c} \text{---} G_\sigma(\omega_l) \text{---} \\ \text{---} G_\tau(\omega_n - \omega_l) \text{---} \end{array}$$

Рис. 5.20: Приближение случайных фаз для расчета диэлектрической проницаемости, определенной поляризацией КЭС структуры.

5.4 Диэлектрические свойства гранулированных структур с металлическими наночастицами

В гранулированных структурах наблюдается резкое повышение диэлектрической проницаемости в области перколяционного порога. ТЕМ-изображения показывают, что непосредственного контакта между гранулами нет. Тем не менее, в перколяционной области образуются дипольные моменты большой величины. Теория классической перколяции не может объяснить эти факты. Согласно ей проводящие кластеры в гранулированных структурах формируются металлическими частицами, границы которых соприкасаются друг с другом [184, 204, 205]. Туннельные эффекты между гранулами, дефекты и локализованные электронные состояния в матрице в классической теории перколяции не принимаются во внимание. Учет туннельных эффектов и локализованных состояний может быть произведен на основе теории кластерных электронных состояний, развитой в разделе 4.2. Поляризация проводящих кластеров, на которых определено КЭС, определяет диэлектрическую проницаемость. Это даст возможность объяснить наблюдаемые особенности диэлектрической проницаемости гранулированных структур, которые не объясняются классической теорией.

Рассмотрим структуру КЭС (Рис. 5.1) и определим диэлектрическую проницаемость этой структуры. Электроны, находящиеся на КЭС, могут поляризоваться электрическим полем. КЭС имеет электрические дипольные моменты значительно большей величины, чем моменты, образованные гранулами. Электрические дипольные моменты КЭС определяют диэлектрическую проницаемость ε . Для получения аналитического выражения ε воспользуемся диаграммной техникой температурных функций Грина (глава 2). В RPA приближении (приближение случайных фаз, Рис. 5.20) диэлектрическая проницаемость дается выражением [206]

$$\varepsilon(q, \omega) = 1 - (-1)^m \beta V(q) \sum_{\substack{\sigma, \tau, \omega_l \\ \sigma \neq \tau}} |M_{\sigma\tau}(q)|^2 G_\sigma(\omega_l) G_\tau(\omega_n + \omega_l) \Bigg|_{i\omega_n \rightarrow \omega + i\gamma \text{ sign } \omega} =$$

$$= 1 + V(q) \sum_{\substack{\sigma, \tau \\ \sigma \neq \tau}} \frac{|M_{\sigma\tau}(q)|^2 [n_F(\beta E_\sigma) - n_F(\beta E_\tau)]}{i\hbar\omega_n - E_\tau + E_\sigma} \Bigg|_{i\omega_n \rightarrow \omega + i\gamma \operatorname{sign} \omega}, \quad (5.17)$$

где $m = 1$ – число фермионных петель; $V(q)$ – Фурье-образ кулоновского взаимодействия e^2/r электронов, находящихся на КЭС;

$$G_\sigma(\omega_n) = \frac{1}{\beta(i\hbar\omega_n - E_\sigma)}$$

– температурная функция Грина КЭС Ψ_σ с энергией E_σ ; $\beta\hbar\omega_n = 2(n+1)\pi$; $\gamma \rightarrow +0$;

$$M_{\sigma\tau}(q) = \int \Psi_\sigma^*(r) \exp(-iqr) \Psi_\tau(r) dr$$

– вершинный фактор, представленный матричным элементом перехода между состояниями σ и τ ; q – волновой вектор; $n_F(x) = [\exp(x) + 1]^{-1}$.

Вычислим мнимую часть диэлектрической проницаемости ε'' и сделаем оценки действительной части ε' . Для этого предположим, что:

(1). Волновые функции $\Psi_\alpha(r)$ (5.1) имеют вид

$$\Psi_\alpha(r) = \Psi_{Q_n}(r) = L^{-3/2} \exp(iQ_n r)$$

где индекс $\alpha = (Q_{n_x}, Q_{n_y}, Q_{n_z})$, $Q_n = 2\pi(n_x i_x + n_y i_y + n_z i_z)/L$, $n_x, n_y, n_z = 0, 1, 2, \dots$

(2). Энергетический спектр КЭС E_σ аналогичен спектру электрона с эффективной массой m^* в квантовой яме шириной L (Рис. 5.1а)

$$E_\sigma = E_{Q_n} = \frac{\hbar^2 |Q_n|^2}{2m^*} + E_c,$$

где E_c – энергия основного состояния КЭС, отсчитанная от уровня Ферми.

(3). Волновой вектор q , определяющий пространственное изменение электрического поля, меньше вектора Q_n : $|q| \ll |Q_n|$.

(4). Частота ω электрического поля много меньше значения kT/\hbar и E_c/\hbar : $\hbar\omega \ll kT$, $\hbar\omega \ll E_c$.

(5). Разность Δ между уровнем Ферми металлических частиц и дном зоны проводимости матрицы значительно больше kT : $\Delta \gg kT$.

При этих предположениях в первом приближении по $|q|/|Q_n|$, $|q|/|Q_l|$ матричный элемент перехода между состояниями КЭС, определяемый векторами Q_n и Q_l примет вид

$$M_{Q_n Q_l}(q) = \frac{(-1)^{n_x - l_x} |q| \delta_{n_y l_y} \delta_{n_z l_z}}{Q_{n_x} - Q_{l_x}}, \quad (5.18)$$

где $q \parallel Ox$ и $n_x \neq l_x$.

Принимая во внимание соотношения (5.17), (5.18), используя формулу $(x - i0)^{-1} = \mathcal{P}1/x + i\pi\delta(x)$ и пренебрегая дискретностью спектра КЭС, которое можно сделать при

$kT \gg 2\pi^2\hbar^2/m^*L^2$, получаем окончательную формулу для мнимой части диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon''(q, \omega) = \frac{e^2 m^* L k T}{\pi \hbar^3 \omega} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{-E_c}{kT} \right) \right] \quad (5.19)$$

Действительная часть ε' (5.17) не выражается через аналитические функции. Разлагая подинтегральное выражение в ряд относительно T , можно получить оценку

$$\varepsilon' = AL + o(T),$$

где A – коэффициент, не зависящий от температуры T . Так как ε' и ε'' линейно зависят от среднего размера проводящих кластеров L , который, в свою очередь, также зависит от температуры, то данная оценка ε' позволяет избавиться от L в их отношении и получить температурную зависимость $\varepsilon'/\varepsilon''$ (тангенса угла потерь)

$$\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = BT \ln \left[1 + \exp \left(\frac{-E_c}{kT} \right) \right], \quad (5.20)$$

где B – температурно независимый коэффициент.

Используя формулу (5.19), можно объяснить наблюдаемое резкое увеличение ε'' в области перколяционного порога и изменение диэлектрической проницаемости после отжига (Рис. 5.21). Исследованные гранулированные структуры $(a\text{-SiO}_2)_{100-x}(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x$ были выращены на неподвижных ситалловых подложках, нагретых до 250°C , методом ионно-лучевого сораспыления SiO_2 и сплава $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ ионами аргона [94]. Диэлектрическая проницаемость измерена в волноводном резонаторе на частоте 4.8 GHz. В области перколяционного порога увеличение концентрации металлической фазы x приводит к значительному росту прозрачности туннельного барьера ξ между частицами. Согласно соотношению (5.6) прозрачность ξ ведет к увеличению размера локализации L КЭС. Большие значения L в (5.19) дают большие значения ε'' .

Коэффициент прозрачности ξ в (5.6) в сильной степени зависит от числа локализованных состояний (дефектов) в матрице и от толщины оксидного слоя металлических частиц. Отжиг понижает количество дефектов и число локализованных состояний в матрице. Это приводит к уменьшению числа волновых функций $\varphi_\nu^{(i)}$ локализованных состояний, образующих КЭС (5.1), и к снижению числа уровней при резонансном туннелировании между частицами. Это снижение числа уровней уменьшает туннельную прозрачность ξ в (5.6), что, в свою очередь, приводит к уменьшению размера локализации КЭС L и мнимой части диэлектрической проницаемости ε'' .

Изменения диэлектрической проницаемости были также исследованы на структурах $(a\text{-C:H})_{84}\text{Cu}_{16}$ на частоте 1 МГц. В отличие от случая сопротивления (раздел 4.3), когда наибольший вклад в общее сопротивление структуры вносит канал с наименьшим сопротивлением, диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ определяется поляризацией всех

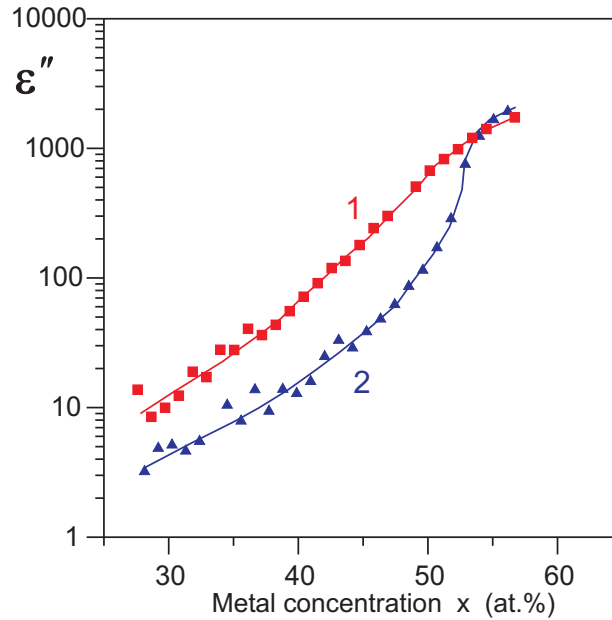


Рис. 5.21: Мнимая часть диэлектрической проницаемости ϵ'' гранулированной пленки $(a\text{-SiO}_2)_{100-x}(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x$ в зависимости от концентрации металлической фазы x на частоте 4.8 GHz. 1 – неотожженный образец; 2 – после отжига при 400°C. Измерения проведены Н.Е. Казанцевой и И.А. Чмутиным.

КЭС и является суммарным эффектом. Поскольку изменения электрической проницаемости пропорциональны изменениям размера локализации КЭС L (5.6) вдоль направления приложенного электрического поля (Рис. 5.1b), измерения ϵ' дают информацию об изменениях размеров проводящих кластеров. Исследования диэлектрической проницаемости были проведены вольт-фарадным методом в переменном электрическом поле с частотой 1 МГц. Электрические емкости C были образованы гранулированной пленкой и верхними (1-3) и нижними (а, б) контактами (Рис. 5.4а). Действительная часть диэлектрической проницаемости находилась из величины электрической емкости при помощи формулы $\epsilon' = 4\pi DC/S$, где D – толщина пленки, S – площадь контакта. Относительные изменения ϵ' , полученные из емкостных зависимостей для контакта а3 пленки $(a\text{-C:H})_{84}\text{Cu}_{16}$, представлены на Рис. 5.22, 5.23. Действительная часть диэлектрической проницаемости возрастала с ростом подаваемого на контакты напряжения U (Рис. 5.22). При напряжении 20 V напряженность электрического поля достигала величины $2.0 \cdot 10^5$ V/cm. Если пленка не имела металлических наночастиц, т. е. была обычной пленкой а-С:Н, увеличения ϵ' с ростом напряжения не наблюдалось. Рис. 5.23 показывает рост ϵ' с повышением температуры. Наблюдаемый рост согласуется с моделью КЭС. Температурные зависимости, измеренные при понижении и повышении температуры, были одинаковыми. Аналогичные эксперименты, проведенные на пленке а-С:Н без металлических наночастиц, показывают незначительные температурные изменения действительной части диэлектрической прони-

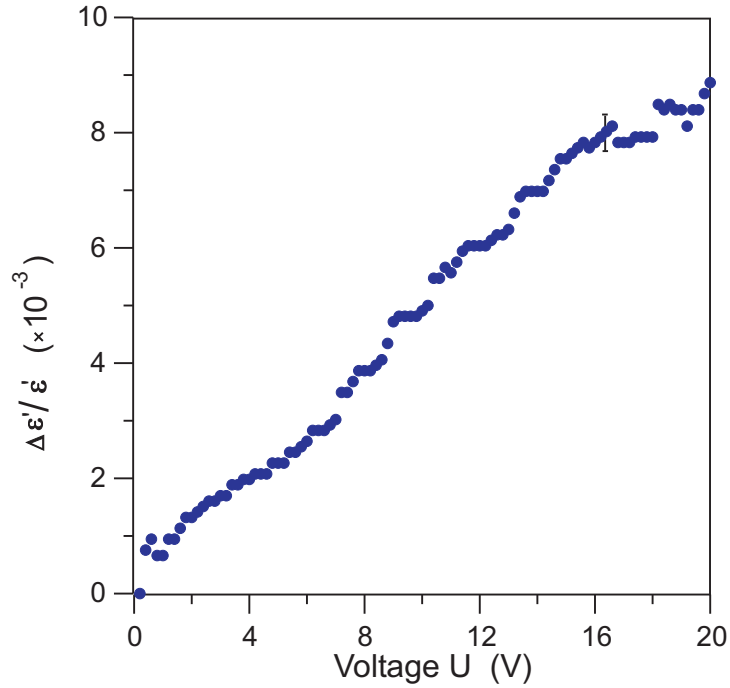


Рис. 5.22: Относительное изменение действительной части диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon'/\varepsilon'$ с ростом подаваемого на контакты напряжения U для пленки $(a-C:H)_{84}Cu_{16}$.

цаемости ε' . Таким образом, сравнение вольт-фарадных и температурных зависимостей ε' гранулированных и негранулированных пленок приводит к выводу, что основной вклад в изменение диэлектрической проницаемости вносит изменение размеров проводящих кластеров кластерной структуры. В наших экспериментах увеличение размеров проводящих кластеров L в сильных полях не превышало 1 %. Увеличение размеров проводящих кластеров с ростом температуры было значительно большим и доходило до 34 %.

На Рис. 5.24 представлена температурная зависимость отношения мнимой и действительной частей диэлектрической проницаемости $\varepsilon''/\varepsilon'$ (тангенса угла потерь) в переменном электрическом поле с частотой 1 МГц для пленки $(a-C:H)_{84}Cu_{16}$. Потери, определяемые мнимой частью ε'' , растут с повышением температуры. Согласно модели КЭС, рост электрических потерь определяется ростом дипольных моментов кластеров и термическим возбуждением вышележащих уровней КЭС. Если пленка $a-C:H$ не имела металлических включений, отношение $\varepsilon''/\varepsilon'$ составляло 0.0085 и изменения с температурой были незначительными. На рисунке приведена теоретическая зависимость, построенная по формуле (5.20) с энергией КЭС $E_c = 22.1$ meV. Близость энергии E_c и kT свидетельствует в пользу того, что температурные зависимости тангенса угла потерь диэлектрической проницаемости можно объяснить термическим возбуждением вышележащих уровней КЭС.

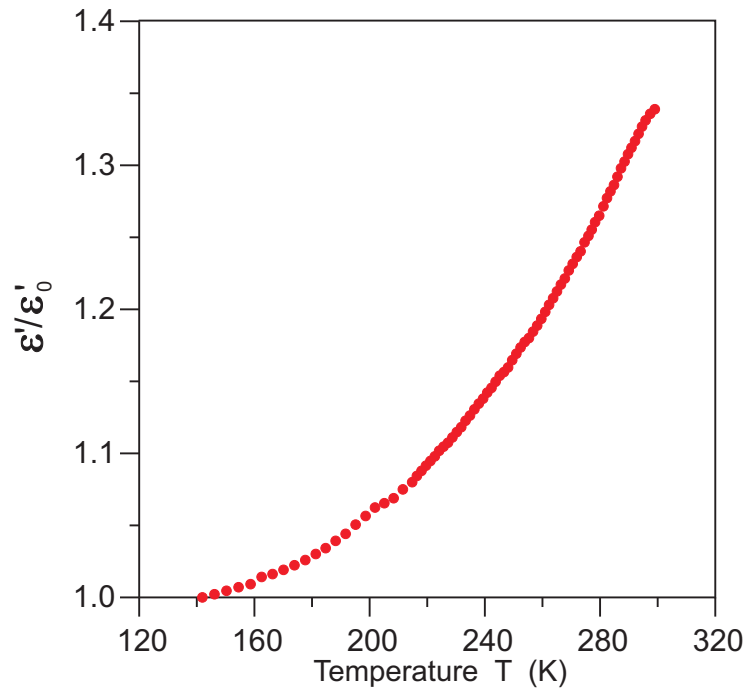


Рис. 5.23: Относительные температурные изменения действительной части диэлектрической проницаемости $\varepsilon'/\varepsilon'_0$ для пленки $(a-C:H)_{84}Cu_{16}$ при напряжении $U = 0.25$ V. ε'_0 – действительная часть диэлектрической проницаемости при $T = 142$ K.

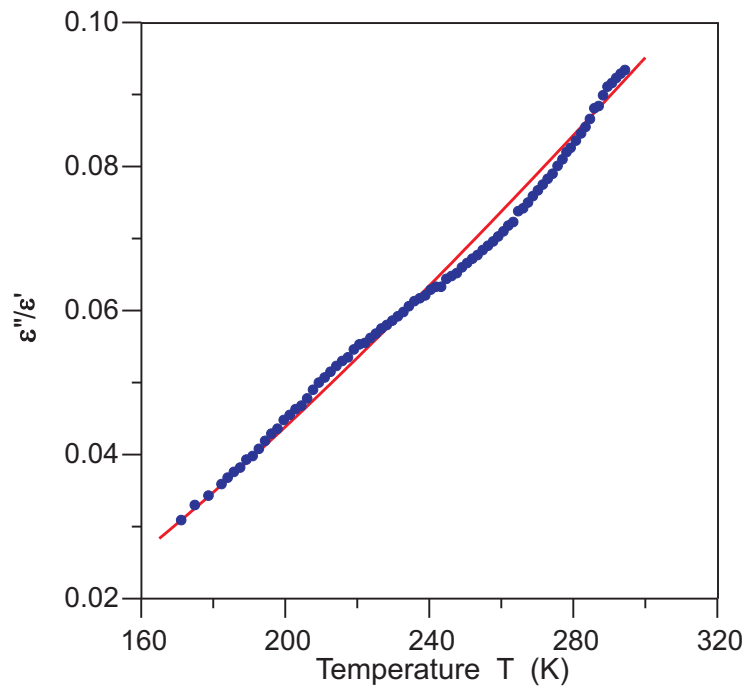


Рис. 5.24: Температурная зависимость отношения мнимой и действительной частей диэлектрической проницаемости $\varepsilon''/\varepsilon'$ (тангенса угла потерь) в переменном электрическом поле с частотой 1 МГц для пленки $(a-C:H)_{84}Cu_{16}$. Сплошная кривая построена по формуле (5.20) модели КЭС с $E_c = 22.1$ meV.

5.5 Микроволновые свойства гранулированных структур и радиопоглощающие покрытия

Гранулированные структуры, содержащие ферромагнитные наночастицы $3d$ -металлов в изолирующей матрице, обладают рядом интересных микроволновых свойств. Одним из этих свойств является эффективное поглощение электромагнитных волн в СВЧ диапазоне, что позволяет рассматривать гранулированные структуры в качестве перспективных материалов для изготовления тонких широкополосных поглощающих покрытий. Большие величины поглощения электромагнитных волн определены большими значениями диэлектрических и магнитных потерь в гранулированных структурах. Магнитные потери обусловлены быстрой релаксацией спина наночастиц, которая происходит благодаря спин-поляризационному механизму релаксации [94,121,229]. Диэлектрические потери в гранулированных структурах в области порога перколяции определяются поляризацией электронов на кластерных электронных состояниях. Эти состояния формируются s -, p -электронами внешних оболочек атомов металлов в наночастицах и электронами локализованных состояний дефектов и примесей в межчастичных областях в матрице [94,169,170]. Большие значения размера локализации кластерных электронных состояний дают большие величины действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости. На величины диэлектрической и магнитной проницаемостей гранулированной структуры существенное влияние оказывают также технология напыления и свойства подложки.

Одним из перспективных материалов является гранулированная структура углерода с наночастицами кобальта, на котором возможно проведение исследований магнитных свойств, особенностей магнитосопротивления, механизма проводимости и микроволнового поглощения, присущее всем гранулированным структурам [94,189,230–232]. В настоящем разделе рассматриваются микроволновые свойства гранулированных структур и задача разработки легкого и тонкого радиопоглощающего материала. За основу взят аморфный гидрогенизированный углерод $a\text{-C:H(Co)}$ с наночастицами кобальта. Исследованы потери электромагнитного излучения в гранулированных структурах аморфного гидрогенизированного углерода $a\text{-C:H(Co)}$, содержащих наночастицы кобальта и напыленных на поликоровые и кевларовые подложки. Материал данного раздела опирается на ряд работ по исследованию пленок $a\text{-C:H(Co)}$, проведенных ранее [94,121,169,229,232–248]. Гранулированные структуры $a\text{-C:H(Co)}$ исследовались в областях ниже перколяционного порога и в области порога перколяции в случае, когда матрица $a\text{-C:H}$ находилась в изолирующем состоянии. Представленные в работе результаты подтверждают, что экспериментальные зависимости могут быть объяснены в терминах модели кластерных электронных состояний и спин-поляризационного релаксационного механизма. На основе проведенных исследований изготовлены многослойные тонкие широкополосные поглощающие покрытия,

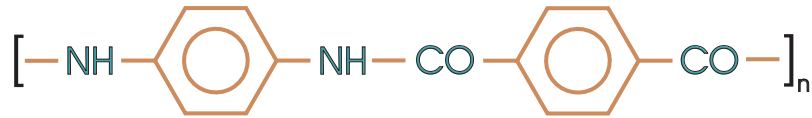


Рис. 5.25: Химическая структура арамидных волокон кевларовой ткани.

содержащие слои а-С:Н(Со), с поглощением не менее 10 dB падающего электромагнитного излучения в диапазоне частот 8 - 80 GHz [248]. На разработанные радиопоглощающие покрытия получены патенты [250, 251].

5.5.1 Выращивание гранулированных структур а-С:Н(Со)

Технология получения радиопоглощающего материала аморфного гидрогенизированного углерода с включениями наночастиц кобальта а-С:Н(Со) были выполнены на установке магнетронного распыления. Магнетронное распыление, по сравнению с другими методами нанесения пленок, обладает рядом достоинств, основными из которых являются высокая скорость роста пленок, их хорошая адгезия и незначительное загрязнение посторонними газовыми включениями, низкая температура нагрева подложек, возможность распыления как проводников, так и диэлектриков и получения сверхтонких пленок с малыми радиационными дефектами, безинерционность процесса. Пленки а-С:Н(Со) были выращены на поликоровых подложках и на кевларовой ткани (Рис. 5.25) методом магнетронного сораспыления графитовой и кобальтовой мишеней на постоянном токе в аргон-водородной плазме (80 % Ar и 20 % H₂). Изменение концентрации вводимого в углеродные пленки кобальта осуществлялось за счет изменения соотношения площадей кобальтовой и графитовой мишеней. Пленки осаждались на подложки, нагретые до 200°C. В распылительной камере предварительно создавался базовый вакуум 1 μТорр. Осаждение пленок производилось в потоке рабочего газа при давлении 10 мТорр и плотности ионного тока 0.1 А/см². Скорость роста пленок зависела от концентрации вводимого кобальта и составляла 1.4 - 3.0 nm/min.

Состав пленок был определен ядерно-физическими методами элементного анализа на заряженных частицах. Атомное отношение кобальта к углероду определено из спектров обратного резерфордского рассеяния протонов при $E_p = 1$ MeV. Пленки содержали кислород и примеси азота. Их концентрации определялись методом ядерных реакций с дейтронами при $E_d = 1$ MeV: $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}$, $^{14}\text{N}(d,p)^{15}\text{N}$ и $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$ [130]. Исходя из полученных данных, находилось отношение x числа атомов кобальта к общему количеству атомов, определенных методами элементного анализа. Для исследованных пленок значения x лежали в диапазоне от 20 at.% до 61 at.% и соответствовали структуре, находящейся ниже перколяционного порога и в области порога перколяции. Размер частиц кобальта

определялся методом малоуглового рентгеновского рассеяния и с помощью электронной микроскопии.

Пленки a-C:H(Co) на поликорových подложках имели толщины, лежащие в диапазоне 0.64 - 0.81 μm . Средний размер частиц Co увеличивался при увеличении значений x : от 2.2 nm при $x = 20 \text{ at.}\%$ до 3.5 nm при $x = 61 \text{ at.}\%$ [169]. Ансамбль ферромагнитных частиц кобальта находился в суперпарамагнитном состоянии.

Пленки a-C:H(Co), напыленные на высокомодульную арамидную ткань типа СВМ (кевлар), позволили получить покрытия, обладающие высокой прочностью и гибкостью. Микроструктура полученных пленок a-C:H(Co) на арамидных волокнах исследовалась при помощи электронного микроскопа JSM-35 (Рис. 5.26) и с помощью электронного микроскопа Vega / LMU фирмы TESCAN. Величина каплеобразных кластеров Co варьировалась от 80 до 800 nm. Для контроля толщины пленок a-C:H(Co) на арамидных волокнах в процессе напыления покрытий одновременно осаждались пленки на стеклянные подложки. Используя пленки на стеклянных подложках, было найдено, что средняя толщина полученных покрытий a-C:H(Co) на арамидных волокнах составляла 0.85 - 2.1 μm . С помощью электронной микроскопии найдено, что покрытие, напыленное на арамидное волокно кевлара, имело неравномерную толщину. На Рис. 5.27 показано (а) SE изображение, полученное при 3 kV среза нити с помощью ионного пучка в PECS Slope cutting tool (фирма Gatan, USA), (b) SE изображение при 10 kV на электронном микроскопе Vega / LMU фирмы TESCAN и (c) изображение при 20 kV.

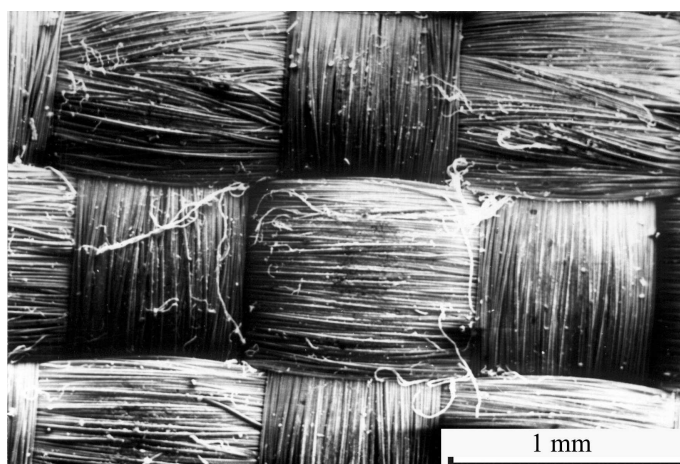
5.5.2 Поглощение электромагнитных мод на микрополосковой линии

Поглощение электромагнитных мод исследовалось на незамкнутой микрополосковой линии с волновым сопротивлением 50 Ω (Рис. 5.28) в частотном диапазоне 2 - 18 GHz. Ширина микрополосковой линии составляла 1 mm. В выбранном частотном диапазоне вдоль микрополоска распространялась одна мода, т.е. реализовывался одномодовый режим. В экспериментах измерялось поглощение электромагнитной моды на образцах с продольным размером $d = 10 \text{ mm}$. Образцы пленок a-C:H(Co) на поликорových подложках прикладывались к микрополосковой линии таким образом, чтобы пленка a-C:H(Co) имела непосредственный контакт с микрополоском. В случае покрытий a-C:H(Co) на кевларе для увеличения точности измерений к микрополоску прикладывалось 4 слоя покрытия. Для нахождения потерь электромагнитной моды измерялись амплитуды падающей и отраженной волн. Величина потерь в dB определялась формулой

$$P = -10 \lg \left\{ \frac{W_R}{W} \right\}, \quad (5.21)$$

где W , W_R – мощности падающей и отраженной волн, соответственно.

a.



b.

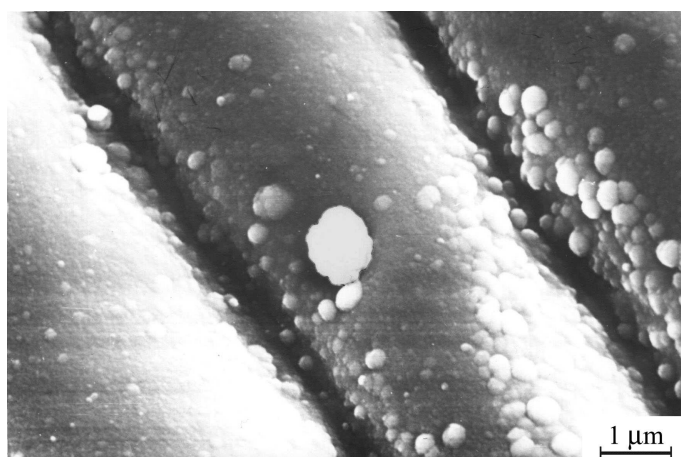


Рис. 5.26: Покрытие толщиной $1.2 \mu\text{m}$ на основе структуры $\text{a-C:H}(\text{Co})$, напыленное на кевлар. Концентрация $\text{Co } x = 60 \text{ at.}\%$. При увеличении: (a) в 40 раз, (b) в 6000 раз.

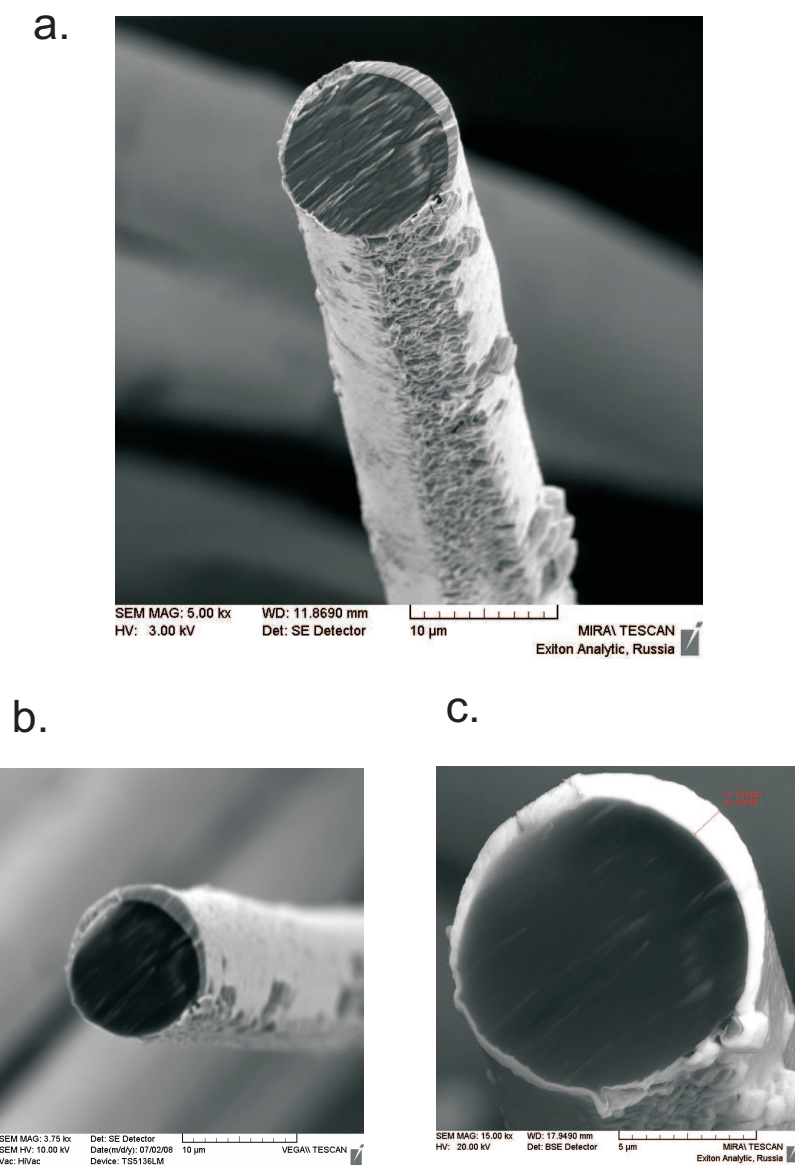


Рис. 5.27: Покрытие a-C:H(Co), напыленное на арамидном волокне кевлара. (a) SE изображение, полученное при 3 kV среза нити с помощью ионного пучка в PECS Slope cutting tool, (b) SE изображение при 10 kV и (c) изображение при 20 kV.

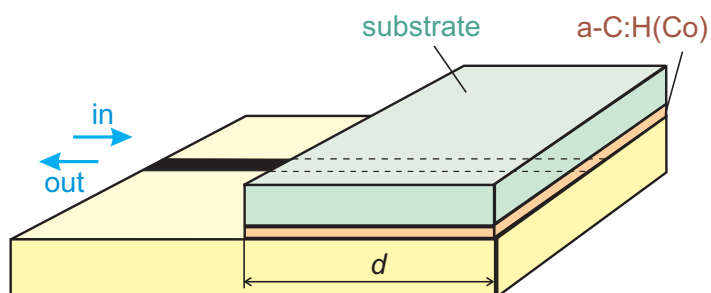


Рис. 5.28: Измерительная ячейка с незамкнутой микрополосковой линией с образцом покрытия a-C:H(Co).

На основе проведенных измерений было найдено, что покрытия а-С:Н(Со), напыленные на поликор, обладают большими значениями электромагнитного поглощения P , чем покрытия с теми же самыми концентрациями кобальта, напыленные на кевлар (Рис. 5.29). В силу того, что была обнаружена анизотропия поглощающих свойств покрытий, образцы а-С:Н(Со) прикладывались к измерительной ячейке таким образом, чтобы наблюдались максимальные значения потерь. Разница между потерями электромагнитной моды в покрытиях а-С:Н(Со) на поликоре и потерями в покрытиях а-С:Н(Со) на кевларе при тех же самых толщинах и концентрациях кобальта может быть объяснена более высокими значениями действительной ε' и мнимой ε'' частей диэлектрической проницаемости пленок, напыленных на поликор, разными значениями спин-поляризационной релаксации и разными величинами удельной проводимости. Значения ε' , ε'' прямо пропорциональны размерам локализации кластерных электронных состояний (раздел 4.4 и [94,169,170]). Кластерные электронные состояния (5.1) формируются волновыми функциями s -, p -электронов внешних оболочек атомов Со в частицах вблизи уровня Ферми и электронами локализованных состояний дефектов и примесей в межчастичных областях в матрице. В области порога перколяции размеры локализации кластерных электронных состояний становятся бесконечными, что приводит к резкому увеличению диэлектрических потерь. Ниже перколяционного порога и в области порога удельная проводимость гранулированных пленок а-С:Н(Со) увеличивается с ростом характеристического размера локализации кластерных электронных состояний. Кроме этого, в области порога магнитная проницаемость μ имеет большие величины. Причиной увеличения μ являются быстрая релаксация спина d -электронов наночастиц Со и большие значения намагниченности наночастиц [94, 121]. Для гранулированных структур а-С:Н(Со) спин-поляризационная релаксация обусловлена flip-flop переходами электронов с изменением спина между подуровнями термически активированных электронных облаков в окрестности частиц Со в матрице. В первом приближении в исследуемом частотном диапазоне константа затухания спин-поляризационной релаксации растет с увеличением частоты F согласно закону $F(F - \gamma H_i)^{2/3}$, где $\gamma = 2.83$ МГц/Ое - гиромагнитное отношение, H_i – внутреннее самосогласованное поле, действующее на частицы Со (глава 3, формула (3.23), и [121]). Высокие значения ε' , ε'' , μ' , μ'' приводят к большим величинам коэффициента поглощения P для пленок на поликоре в области перколяционного порога, которому соответствуют концентрации Со, лежащие в диапазоне 50 - 60 at.%. Так как ε' , ε'' , μ' в гораздо меньшей степени зависят от частоты по сравнению с μ'' , то μ'' и, соответственно, спин-поляризационная релаксация формируют частотную зависимость поглощения P и приводят к росту P с увеличением частоты F :

$$P = AF(F - \gamma H_i)^{2/3}, \quad (5.22)$$

где коэффициент A зависит от ε' , ε'' , μ' , удельной проводимости, температуры, плотности

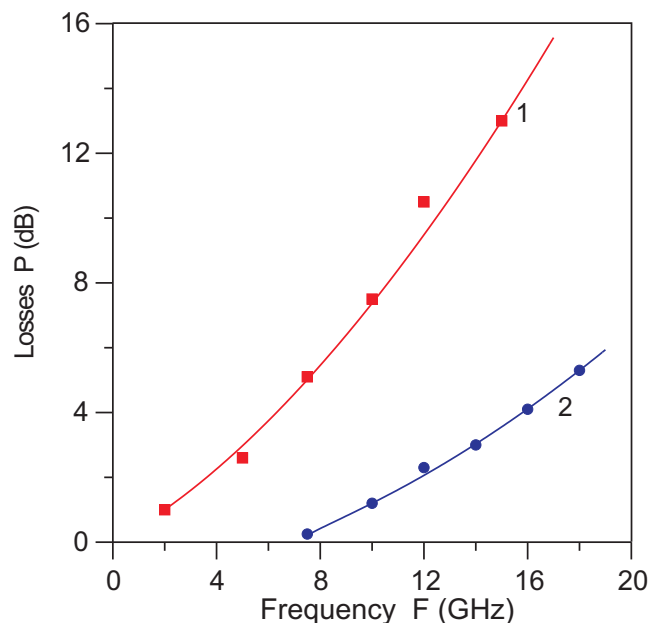


Рис. 5.29: Частотная зависимость коэффициента поглощения P электромагнитной моды, распространяющейся вдоль микрополоска, в измерительной ячейке, нагруженной пленкой а-С:Н(Сo): (1) – на поликоревой подложке (толщина пленки $0.64 \mu\text{m}$, 61 at.% Сo); (2) – на кевларе (4 слоя, толщина покрытия на волокне $1.2 \mu\text{m}$, 60 at.% Сo). Сплошные линии – теоретическая аппроксимация, основанная на модели спин-поляризационной релаксации.

локализованных состояний в матрице а-С:Н и от константы обменного взаимодействия. Коэффициент A увеличивается с увеличением ϵ' , ϵ'' , μ' . На Рис. 5.29 экспериментальные значения потерь для пленки а-С:Н(Сo) на поликоре аппроксимированы зависимостью (5.22) с величиной поля $H_i = -2.88 \text{ kOe}$.

Как было упомянуто выше, из-за разных размеров локализации сформировавшихся кластерных электронных состояний и разных величин удельной проводимости поглощение электромагнитной моды в пленках а-С:Н(Сo) на кевларе меньше поглощения в пленках а-С:Н(Сo) на поликоре при тех же самых толщинах и концентрациях кобальта. Максимальное значение поглощения может быть достигнуто при определенном значении удельной проводимости, ϵ , μ покрытия и увеличивается с ростом ϵ , μ . Формирование кластерных электронных состояний в гранулированных пленках а-С:Н(Сo) на кевларе затруднено по сравнению с образованием кластерных электронных состояний в пленках на поликоре. Малые размеры локализации кластерных электронных состояний в пленках а-С:Н(Сo) на кевларе приводят к малым значениям проводимости. В дополнении к этому, арамидные волокна в ткани отделены друг от друга, что приводит к образованию несплошного покрытия. В результате, действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости и удельная проводимость пленок а-С:Н(Сo) на кевларе имеют более низкие значения. Это приводит к уменьшению коэффициента поглощения P . Было найдено, что удель-

ная проводимость пленок а-С:Н(Со) на кевларовой ткани на 3 порядка меньше удельной проводимости тех же пленок а-С:Н(Со) на поликоре. На Рис. 5.29 экспериментальные значения потерь для пленки а-С:Н(Со) на кевларе аппроксимированы зависимостью (5.22) с величиной поля $H_i = 2.54$ кОе.

Рис. 5.30 показывает частотную зависимость максимальных и минимальных величин потерь электромагнитной моды, распространяющейся вдоль микрополоска, который нагружен образцом покрытия а-С:Н(Со) на кевларовой ткани. Максимальные и минимальные величины потерь получены для двух разных расположений образца относительно микрополоска путем поворота на 90° . В пределах экспериментальной погрешности анизотропия поглощения не наблюдается на пленках а-С:Н(Со) на поликоре. Эффект анизотропии поглощения может быть связан с анизотропией кевларовых нитей и с магнитной анизотропией частиц кобальта в гексагональной кристаллической фазе. Если частицы Со достаточно малы (меньше 22 - 24 нм), то кобальт находится в fcc-фазе. Для частиц Со, имеющих размеры больше 24 нм, наблюдается hcp-фаза. Для пленок а-С:Н(Со) на поликоре средний размер частиц составляет 2.2 - 3.5 нм [169]. Размеры частиц Со в покрытиях а-С:Н(Со) на кевларовой ткани лежат в диапазоне 80 - 800 нм. Следовательно, частицы Со в пленках а-С:Н(Со) на кевларовой ткани должны обладать магнитной анизотропией, связанной с hcp-фазой. Однако, относительные вклады анизотропии кевларовых нитей и магнитной анизотропии частиц кобальта в эффект анизотропии поглощения до конца не выяснены и требуют дальнейшего изучения.

5.5.3 Поглощение нормально падающих электромагнитных волн

Поглощение нормально падающих электромагнитных волн исследовано рупорным методом в частотном диапазоне 8 - 12 GHz (Рис. 5.31). Покрытия а-С:Н(Со) располагались перед рупором на металлическом основании. Потери P определялись соотношением (5.21). Частотная зависимость коэффициента поглощения P нормально падающей электромагнитной волны в покрытиях а-С:Н(Со) на поликоре представлена на Рис. 5.32. Пленки имели примерно одинаковые толщины и разные концентрации кобальта, которые соответствовали кластерной структуре, находящейся ниже перколяционного порога. Из представленных зависимостей видно, что для данного диапазона концентраций потери P растут с ростом концентрации наночастиц Со. Максимальные значения коэффициента поглощения P наблюдаются для пленок, имеющих концентрации частиц, соответствующих области порога перколяции (50 - 60 at.%). Дальнейшее увеличение доли металлических частиц приводит к резкому изменению проводимости и волнового импеданса покрытия

$$Z = \left(\frac{\mu' + i\mu''}{\varepsilon' + i\varepsilon''} \right)^{1/2}. \quad (5.23)$$

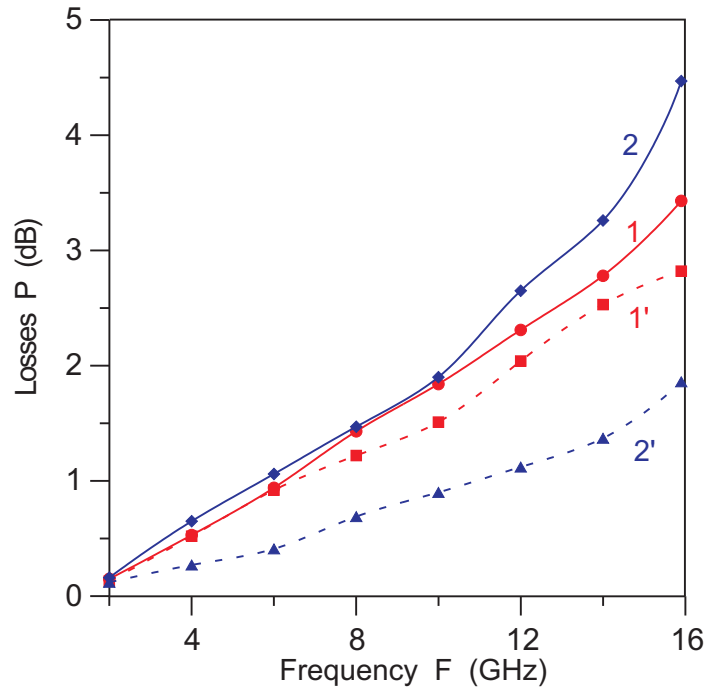


Рис. 5.30: Частотная зависимость максимальных (1,2) и минимальных (1', 2') значений коэффициента поглощения P электромагнитной моды, распространяющейся вдоль микрополоска, в измерительной ячейке, нагруженной 4 слоями покрытия а-C:H(Co) на кевларе. Толщины покрытий и концентрация Co: (1) – $0.85 \mu\text{m}$, 48 at.% Co; (2) – $0.93 \mu\text{m}$, 60 at.% Co. 1', 2' - минимальные значения потерь для образцов #1 и #2, полученных путем поворота на 90° относительно положения, при котором наблюдаются максимальные потери.

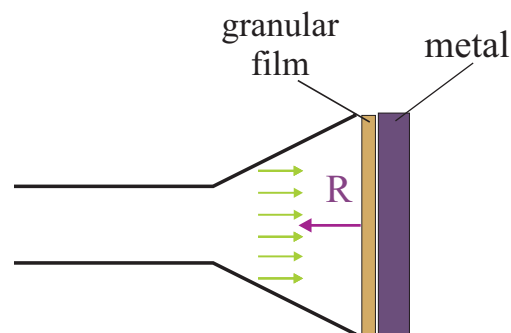


Рис. 5.31: Измерение поглощения электромагнитной волны при отражении рупорным методом.

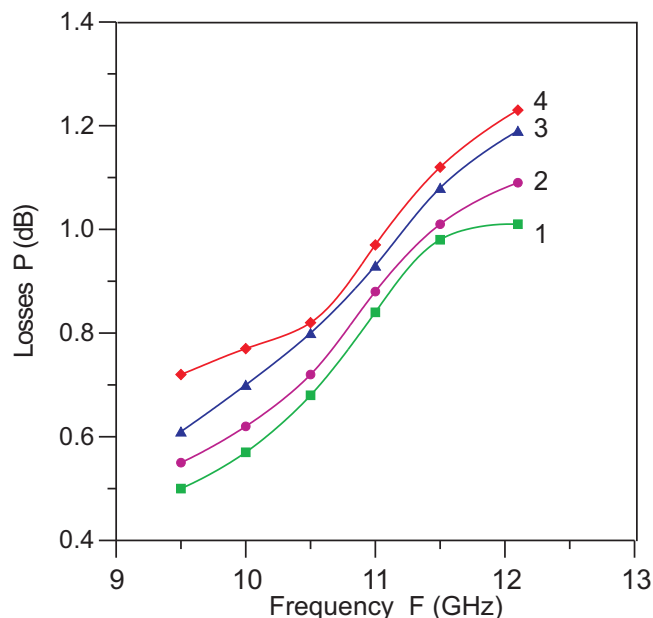


Рис. 5.32: Частотная зависимость коэффициента поглощения P нормально падающих электромагнитных волн в покрытиях а-С:Н(Сo) на поликоре. Толщины покрытий и концентрация Сo: (1) – $0.77 \mu\text{m}$, 20 at.% Сo; (2) – $0.71 \mu\text{m}$, 28 at.% Сo; (3) – $0.8 \mu\text{m}$, 36 at.% Сo; (4) – $0.81 \mu\text{m}$, 43 at.% Сo.

Если концентрация Сo достаточно высока ($>60 \text{ at.}\%$), то структура напыленных пленок а-С:Н(Сo) соответствует области выше перколяционного порога, обладает большой проводимостью и является отражающим покрытием. Наблюдаемое увеличение потерь с ростом частоты F на Рис. 5.32 для покрытий, содержащих концентрации Сo в области ниже перколяционного порога, может быть объяснено частотной зависимостью мнимой части магнитной проницаемости μ'' (глава 4 и [121]). Величина мнимой части магнитной проницаемости растет с увеличением частоты в соответствии с ростом величины спин-поляризационной релаксации спинов d -электронов атомов Сo [94, 121]. На Рис. 5.33 показана частотная зависимость поглощения нормально падающих электромагнитных волн в 4-слойных покрытиях а-С:Н(Сo) на кевларовой ткани, содержащих концентрации Сo в области ниже перколяционного порога. Потери P растут с ростом концентрации наночастиц Сo. Для исследованных покрытий обнаружен аддитивный эффект - потери P растут пропорционально увеличению толщины пленки а-С:Н(Сo) на арамидном волокне.

Температурная зависимость коэффициента поглощения P нормально падающих электромагнитных волн в 4-слойном покрытии а-С:Н(Сo) на кевларовой ткани представлена на Рис. 5.34. В каждом слое толщина пленки на арамидном волокне составляла $0.95 \mu\text{m}$ и концентрация Сo равнялась $45 \text{ at.}\%$. Измерения проводились на частоте 9.35 GHz . Изменения коэффициента поглощения P были незначительными до температуры 230°C . В температурном диапазоне $230 - 280^\circ\text{C}$ водород уходил из покрытия - происходила дегидро-

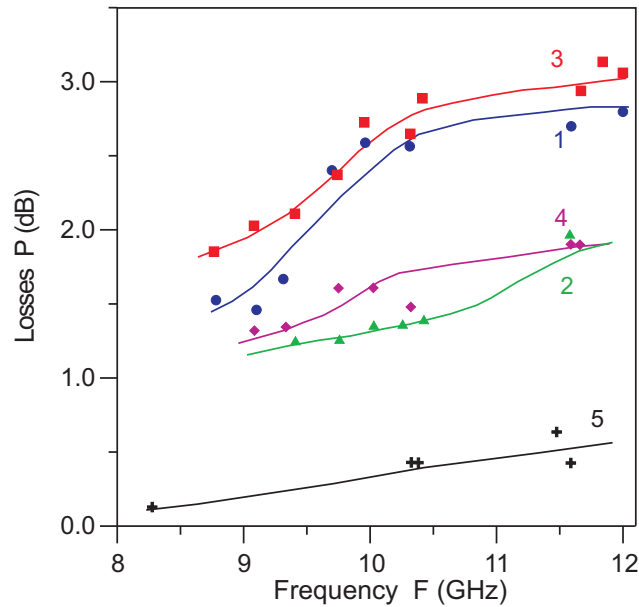


Рис. 5.33: Частотная зависимость коэффициента поглощения P нормально падающих электромагнитных волн в 4-слойных покрытиях $a\text{-C:H(Co)}$ на кевларовой ткани. Толщины пленок на арамидном волокне и концентрация Co : (1) – $0.95 \mu\text{m}$, 45 at.% Co ; (2) – $0.95 \mu\text{m}$, 39 at.% Co ; (3) – $2.1 \mu\text{m}$, 39 at.% Co ; (4) – $1.05 \mu\text{m}$, 32 at.% Co ; (5) – 4 слоя кевларовой ткани без покрытия $a\text{-C:H(Co)}$.

генизация $a\text{-C:H(Co)}$. Дальнейшая графитизация покрытия приводила к росту удельной проводимости и к увеличению отражения падающих волн. В результате коэффициент поглощения P нормально падающих электромагнитных волн снижался.

5.5.4 Многослойные радиопоглощающие покрытия

На основе проведенных исследований гранулированных пленок были разработаны покрытия, поглощающие электромагнитные волны в широком СВЧ диапазоне [248]. Радиопоглощающие покрытия состоят из нескольких слоев с разной концентрацией ферромагнитных металлических наночастиц и, следовательно, с разными значениями ϵ и μ . Слои представляют собой кевларовую ткань с напыленной структурой гидрогенизированного углерода с наночастицами Co и Ni . Толщина напыленной структуры и концентрации Co и Ni для каждого слоя подбираются таким образом, чтобы (1) увеличить поглощение в каждом слое и (2) использовать резонансные условия между слоями в том случае, если половина длины электромагнитной волны $\lambda/(\epsilon\mu)^{1/2}$ соответствует расстоянию между определенными слоями поглощающего покрытия. Большие значения ϵ и использование резонансных условий позволяют максимально расширить диапазон поглощаемых частот. Расчет и подбор слоев производился таким образом, чтобы волновой импеданс покрытия (5.23) был близок к волновому импедансу свободного пространства, $Z = 1$. Разработанные

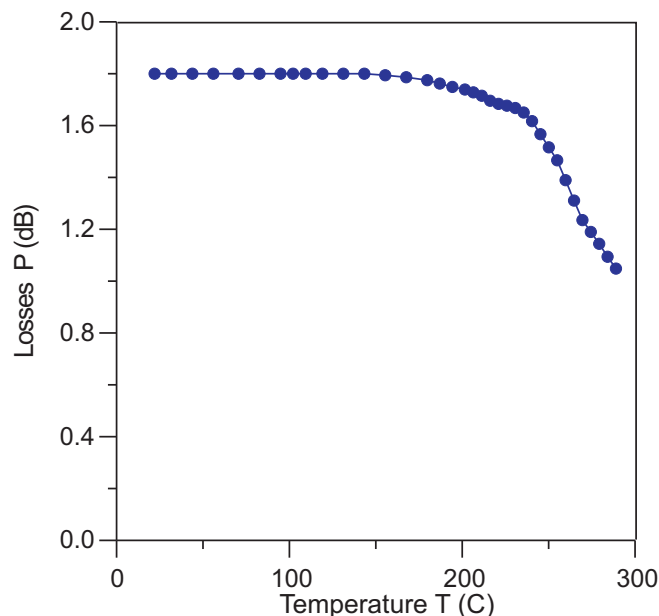


Рис. 5.34: Температурная зависимость коэффициента поглощения P нормально падающих электромагнитных волн в 4-слойном покрытии $a\text{-C:H(Co)}$ на кевларовой ткани на частоте 9.35 GHz. Толщина пленки на арамидном волокне - $0.95 \mu\text{m}$, концентрация Co - 45 at.%.

покрытия обладают следующими свойствами.

1. Диапазон частот: 8 - 80 GHz.
2. Поглощение в диапазоне 8 - 80 GHz: не менее 10 dB.
3. Масса покрытия: $1,0 - 1,5 \text{ kg/m}^2$.
4. Толщина покрытия: $1,5 - 2 \text{ mm}$.
5. Температурный диапазон: $-100 - +200^\circ\text{C}$.
6. Химически стойкое.
7. Механически стойкое.

Ниже приведена частотная зависимость 5-слойного покрытия на основе гидрогенизированного углерода с наночастицами Co и Ni (Рис. 5.35). Разработанные радиопоглощающие покрытия обладают преимуществами перед покрытиями, основанными на ферритах – они в 7 - 10 раз легче, в 5 - 7 раз тоньше и являются гибкими. Поглощение электромагнитного излучения происходит в широком диапазоне частот. В противоположность этому, ферритовые покрытия имеют поглощение в более узком частотном диапазоне, который определяется естественным ферромагнитным резонансом этого покрытия.

5.6 Выводы

В данной главе получены следующие результаты.

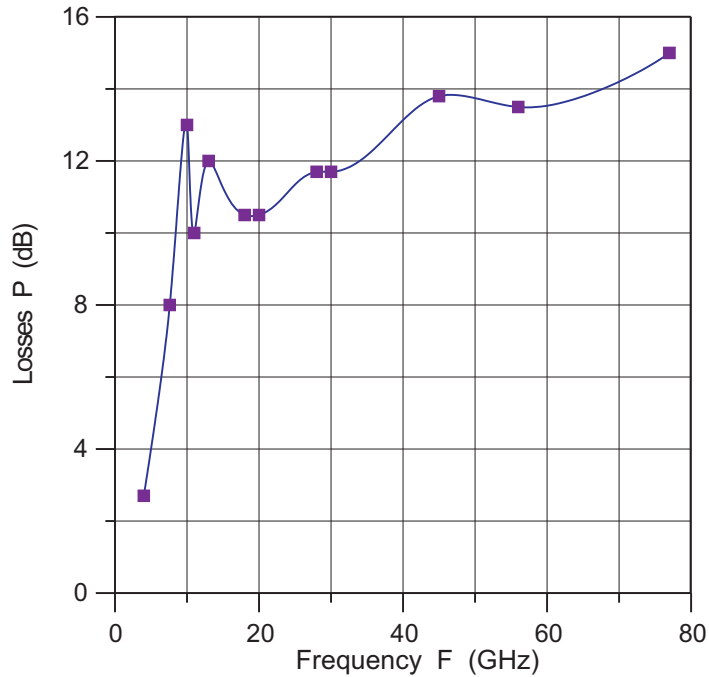


Рис. 5.35: Частотная зависимость 5-слоистого покрытия на основе гидрогенизированного углерода с наночастицами Co и Ni.

(1) В гранулированных структурах с ферромагнитными и неферромагнитными металлическими наночастицами при определенных условиях образуются кластерные электронные состояния (КЭС), что приводит к необходимости изменения некоторых положений классической перколяционной теории. КЭС формируются в основном из волновых функций s - и p -электронов оболочек атомов металлических частиц при достаточно большой прозрачности туннельных барьеров между ними, когда волновые функции электронов, находящихся на уровне Ферми, расплываются и локализуются на группе (кластере) частиц. Ниже порога перколяции КЭС имеют ограниченные размеры и определяют области проводимости в гранулированной структуре. Выше порога перколяции размеры КЭС становятся неограниченными и КЭС образует бесконечный проводящий кластер. Формирование КЭС влияет на электронный транспорт и диэлектрическую проницаемость гранулированных структур.

(2) Для гранулированных структур с металлическими наночастицами обнаружены пики проводимости на температурной зависимости тока при понижении температуры в сильных электрических полях, переходы из изолирующего состояния в проводящее при действии электрического поля, обратные переходы при снятии поля и релаксация проводимости. Когда гранулированная пленка между контактами находилась в состоянии проводящего кластера, температурная зависимость сопротивления носила металлический характер с большим остаточным сопротивлением. Экспериментальные факты объясняются образованием КЭС, которые формируются электронами частиц металла и электронами дефектов

матрицы вблизи поверхности Ферми.

- Изменение сопротивления связано с изменением размера локализации проводящих кластеров и уменьшением межкластерного промежутка в канале с наименьшим сопротивлением при действии электрического поля и температуры.

- Пики проводимости на температурной зависимости тока обусловлены декомпозицией кластеров в сильном электрическом поле.

- Релаксация сопротивления гранулированной структуры к равновесному состоянию связана с изменением размера локализации КЭС при температурных изменениях.

- Гистерезис вольт-амперных характеристик и необратимость изменения сопротивления объясняются тем, что после снятия электрического поля формируется новая структура КЭС, отличная от предшествовавшей.

- Найдено, что отжиг уменьшает количество дефектов в матрице, что ведет к уменьшению количества локализованных состояний в туннельных каналах между гранулами и к падению прозрачности туннельных барьеров между КЭС. Проводимость матрицы уменьшается.

(3) Для гранулированных структур с металлическими наночастицами, находящимися ниже порога перколяции, из температурных зависимостей проводимости найдено число локализованных состояний в матрице, через которые происходит процесс туннелирования между КЭС. Существенную роль в механизме проводимости играют процессы неупругого резонансного туннелирования через цепочку локализованных состояний в аморфном слое между КЭС вблизи уровня Ферми с разбросом энергий порядка kT . Источниками локализованных состояний являются дефекты структуры матрицы и границ раздела гранула - матрица. Наличие этих состояний приводит к резкому возрастанию туннельной прозрачности барьера и к степенному виду температурной зависимости, степень которой определяется числом дефектов n матрицы в проводящем канале. Увеличение расстояния между гранулами ведет к росту числа каналов и количества примесей в каналах. При $n \rightarrow \infty$ суммарная проводимость по всем каналам переходит от режима резонансного туннелирования к режиму прыжковой проводимости, определяемому законом Мотта.

(4) Образование КЭС приводит к изменениям диэлектрической проницаемости ϵ в гранулированных структурах. В области перколяционного порога, где КЭС образует бесконечный проводящий кластер, наблюдается резкое повышение диэлектрической проницаемости. Ниже порога перколяции измерения ϵ дают информацию об изменениях размеров проводящих кластеров, которые могут изменяться под действием электрического поля и температуры. В сильных электрических полях размеры кластеров растут вдоль направления электрического поля. Повышение температуры приводит к росту размера локализации КЭС и к увеличению диэлектрической проницаемости. Это положение было экспериментально подтверждено сравнением вольт-фарадных и температурных зависимостей

ε' гранулированных и негранулированных пленок. В экспериментах увеличение размеров проводящих кластеров в сильных полях не превышало 1 %. Увеличение размеров проводящих кластеров с ростом температуры было значительно большим и доходило до 34 %. Температурные зависимости тангенса угла диэлектрических потерь можно объяснить термическим возбуждением вышележащих уровней КЭС.

(5) Наблюдалось уменьшение диэлектрической проницаемости с уменьшением количества дефектов в матрице. С уменьшением количества дефектов понижается туннельная прозрачность барьеров между металлическими частицами и размер локализации КЭС уменьшается. Этим объясняется уменьшение диэлектрической проницаемости при отжиге в гранулированных композитах.

(6) Большие значения диэлектрических и магнитных потерь в гранулированных структурах позволяют их рассматривать в качестве эффективных поглощающих покрытий электромагнитных волн в СВЧ диапазоне. На основе проведенных исследований изготовлены многослойные тонкие широкополосные поглощающие покрытия, содержащие слои $a\text{-C:H(Co,Ni)}$, с поглощением не менее 10 dB падающего электромагнитного излучения в диапазоне частот 8 - 80 GHz. Разработанные радиопоглощающие покрытия обладают преимуществами перед покрытиями, основанными на ферритах – по толщине, весу и частотной широкополосности поглощения.

Глава 6

Магнитосопротивление структур с металлическими магнитными наночастицами

6.1 Постановка задачи и краткое содержание 6 главы

В 6 главе будет рассмотрен эффект магнитосопротивления, наблюдавшийся в гранулированных пленках с ферромагнитными металлическими наночастицами и в гетероструктурах гранулированная пленка / полупроводник.

В разделе 6.2 будут изложены экспериментальные данные и теоретическая модель эффекта магнитосопротивления, наблюдавшегося в гранулированных пленках с ферромагнитными металлическими наночастицами. Магнитосопротивление (MR) в гранулированных структурах, состоящих из изолирующей матрицы и ферромагнитных металлических наночастиц, исследовалось как при малых, так и при больших величинах приложенного электрического поля. В зависимости от величины электрического поля наблюдались различные особенности электронного транспорта в магнитном поле. Наличие эффекта положительного магнитосопротивления и изменения величины отрицательного магнитосопротивления под действием сильного электрического поля говорят о необходимости учета введенных в главе 5 кластерных электронных состояний (КЭС), которые могут быть образованы на группе частиц. Для объяснения особенностей зависимостей отрицательного MR от магнитного поля [87] и влияния отжига на MR [326] нужно учесть локализованные электронные состояния, которые образуются на дефектах и примесях аморфной матрицы. Спин-зависимый электронный транспорт осуществляется посредством неупругого резонансного туннелирования через цепочку этих локализованных состояний между гранулами. Теоретическая модель спин-зависимого электронного транспорта с учетом КЭС и локализованных состояний в матрице и объяснение экспериментальных зависимостей

будут рассмотрены в разделах 6.2.1, 6.2.2 и 6.2.3. Из работ, посвященных аномальному эффекту Холла [88, 326], следует, что в модели спин-зависимого электронного транспорта необходим учет спин-орбитального взаимодействия. Рассмотрение этого взаимодействия между КЭС и d -системой, которое позволяет объяснить эффект положительного MR, будет произведено в разделе 6.2.4.

В разделе 6.3 будет рассмотрен эффект магнитосопротивления, наблюдавшийся в гетероструктурах гранулированная пленка / полупроводник [161, 162, 365]. Роль гранулированной пленки сводится к образованию обогащенного электронного слоя в полупроводнике вблизи интерфейса, содержащего обменно-расщепленные спин-поляризованные уровни, и формированию магниточувствительного потенциального барьера. Эффект магнитосопротивления наблюдается как до развития лавинного процесса в полупроводнике, так и при лавинообразовании. Наибольшие величины магнитосопротивления достигаются при лавинном процессе. Область начала развития лавинного процесса в полупроводнике очень чувствительна к величине потенциального барьера и к изменению электрического поля, которое вносит барьер. Если высота барьера может изменяться магнитным полем, то малые изменения высоты барьера будут приводить к большим изменениям тока, в результате чего можно достичь больших величин магнитосопротивления не только при низких, но и при высоких температурах. В данном разделе изучается магнитосопротивление в гетероструктурах $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{Si}$, $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ и $\text{TiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$, где $\text{SiO}_2(\text{Co})$ ($\text{TiO}_2(\text{Co})$) – гранулированная пленка SiO_2 (TiO_2) с наночастицами Co. Большие значения MR эффекта в гетероструктурах $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ объясняются процессом ударной ионизации, который управляется магнитным полем путем изменения высоты потенциального барьера. Магнитоуправляемый спин-зависимый барьер образуется в обогащенном электронном слое в полупроводнике вблизи интерфейса благодаря обменному взаимодействию между электронами в обогащенном слое в полупроводнике и d -электронами Co. Ударная ионизация, вызываемая инжектируемыми электронами, рождает дырки, которые, двигаясь, скапливаются в области потенциального барьера и понижают его высоту. Уменьшение высоты барьера повышает электронный ток, текущий через барьер, и увеличивает лавинообразование. Благодаря дыркам формируется положительная обратная связь и малые изменения высоты барьера приводят к большим изменениям тока. Приложенное магнитное поле увеличивает высоту и понижает прозрачность барьера. Из-за существования обратной связи малые изменения барьера в магнитном поле подавляют наступление ударной ионизации, что проявляется в больших величинах магнитосопротивления.

Изготовление образцов и экспериментальные результаты представлены в разделе 6.3.1. Эффект является более выраженным, когда электроны инжектируются из гранулированной пленки в полупроводник, в связи с чем, он получил название инжекционного магнитосопротивления (IMR) [99, 100, 365]. Для гетероструктур $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ значение IMR достигает 1000 (10^5 %) при комнатной температуре, что на два-три порядка выше макси-

мальных величин GMR в магнитных металлических мультислойных структурах и TMR в структурах MTJ. С другой стороны, для гетероструктур $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{Si}$ значения магнитосопротивления очень малы, а собственное магнитосопротивление пленок $\text{SiO}_2(\text{Co})$ имеет отрицательную величину. Эффект IMR обладает выраженной температурно-пиковой зависимостью и его температурная локализация может сдвигаться внешним электрическим полем. Пиковая зависимость IMR-эффекта от температуры связана с локализованными спин-поляризованными электронными состояниями в обогащенном слое в полупроводнике – существование локализованных спин-поляризованных состояний в обогащенном слое приводит к температурно-пиковой зависимости высоты барьера, что проявляется на температурной зависимости IMR. Большие величины IMR-эффекта в гетероструктурах $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ и температурно-пиковая зависимость объясняются в разделах 6.3.2 и 6.3.3, где представлена теоретическая модель управляемого магнитным полем лавинного процесса, начало которого осуществляется электронами, прошедшими через спин-зависимый потенциальный барьер в обогащенном электронном слое в полупроводнике вблизи интерфейса [162]. Структура гранулированной пленки вблизи интерфейса пленка / полупроводник, полученная методами рефлектометрии поляризованных нейтронов (PNR), малоуглового рассеяния синхротронного излучения в скользящей геометрии (GISAXS) и SQUID, рассмотрена в разделе 6.3.4. Свойства магнитных сенсоров на основе IMR-эффекта в гетероструктурах $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ описаны в разделе 6.3.5. В разделе 6.3.6 представлена гетероструктура FM / SC с дырочными ловушками и квантовыми ямами, содержащими локализованные спин-поляризованные электроны, как структура перспективного спинового инжектора и магнитного датчика, работающего в широком температурном диапазоне. Эта гетероструктура может быть использована в качестве био-аналитического сенсора, обладающего большей чувствительностью по сравнению с GMR-датчиками, и как спиновый инжектор в spin-valve транзисторах и в спиновых полевых (FET) структурах. Раздел 6.4 содержит выводы главы 6.

6.2 Магнитосопротивление гранулированных пленок с металлическими магнитными наночастицами

6.2.1 Теоретическая модель

Рассмотрим электронный транспорт в магнитном поле в гранулированных структурах с металлическими магнитными наночастицами ниже перколяционного порога. Согласно главе 5 электроны, находящиеся вблизи уровня Ферми в металлических частицах, делокализуются с образованием кластерных электронных состояний (КЭС) на группе частиц. Волновая функция КЭС $\Psi_N(r)$ с квантовым числом N делокализованного электрона фор-

мируется из волновых функций $\psi_\lambda^{(n)}(r)$ электронов n металлических частиц, входящих в эту группу, и волновых функций $\varphi_\kappa^{(i)}(r)$ электронов i локализованных состояний в матрице, находящихся вблизи частиц [94, 170]

$$\Psi_N(r) = \sum_{n,\lambda} a_{N\lambda}^{(n)} \psi_\lambda^{(n)}(r) + \sum_{i,\kappa} b_{N\kappa}^{(i)} \varphi_\kappa^{(i)}(r) \quad (6.1)$$

Для выяснения зависимости проводимости гранулированной структуры от магнитного поля рассмотрим модель, в которой электроны, находящиеся на КЭС могут туннелировать между ближайшими КЭС. В этом случае магнитосопротивление гранулированных структур с металлическими магнитными наночастицами объясняется спин-зависимым резонансным туннелированием через цепочку локализованных состояний между КЭС, которые не входят в структуру КЭС (6.1) (рис.6.1) и можно применить теоретическую модель [276, 299]. Локализованные состояния образованы дефектами и примесями аморфной матрицы и оказывают достаточно сильное влияние на спин-поляризационный электронный транспорт. Уровни локализованных состояний туннельного канала, по которым происходит транспорт электрона со спином \vec{s} , расщеплены. Величина расщепления определяется зеемановским расщеплением во внешнем \vec{H} и внутреннем магнитных полях и обменным взаимодействием с $d(f)$ -электронами гранул, с которых начинается и заканчивается цепочка локализованных состояний туннельного канала. Предположим, что (1) при туннелировании между КЭС спин электрона сохраняется; (2) на процесс туннелирования между любыми двумя КЭС не оказывают влияния другие КЭС; (3) электроны туннелируют с уровня Ферми одной КЭС на уровень Ферми другой. Тогда проводимость канала с поляризацией $\nu = \uparrow, \downarrow$ туннелирующего электрона между двумя гранулами gr_0, gr_1 (рис.6.1), входящими в разные КЭС, будет иметь вид [276, 299]

$$\sigma^{(gr)\nu} = \frac{4e^2}{h} \text{Tr}[T_{10}^\nu \text{Im} g_{00}^{\nu\nu}(E_F)] [T_{01}^\nu \text{Im} g_{11}^{\nu\nu}(E_F)] \quad (6.2)$$

В (6.2) $g_{00}^{\nu\nu}(E_F), g_{11}^{\nu\nu}(E_F)$ являются $\nu\nu$ -проекциями одноэлектронных функций Грина на двух изолированных соседних КЭС 0 и 1 на уровне Ферми E_F ; ν – спиновый индекс туннелирующего электрона; $T_{10}^\nu = T_{01}^{\nu+}$ – матрицы перехода. Функции Грина имеют вид

$$g_{kk}^{\nu\nu'}(E_F) = \lim_{E \rightarrow E_F, \varepsilon \rightarrow +0} \langle E_F, N, \nu | [E - \mathcal{H} + i\varepsilon \text{sign}(E - E_F)]^{-1} | E_F, N', \nu' \rangle,$$

где $k = 0, 1$; \mathcal{H} – гамильтониан электрона КЭС, в котором учтено взаимодействие спина туннелирующего электрона \vec{s} со спином гранул \vec{S}_k ($k = 0, 1$), с которых начинается (gr_0) и заканчивается (gr_1) цепочка локализованных состояний, и взаимодействие спинов \vec{s}, \vec{S}_k с магнитным полем H ; N, N' – квантовые числа электронов, находящихся на уровне Ферми E_F в КЭС. $g_{00}^{\nu\nu}(E_F), g_{11}^{\nu\nu}(E_F), T_{10}^\nu, T_{01}^\nu$ являются матрицами в пространстве квантовых чисел N . В операции Tr предполагается суммирование по этим квантовым числам. Матрицы перехода T_{10}^ν, T_{01}^ν связаны с матрицами коэффициентов перескока (hopping integrals)

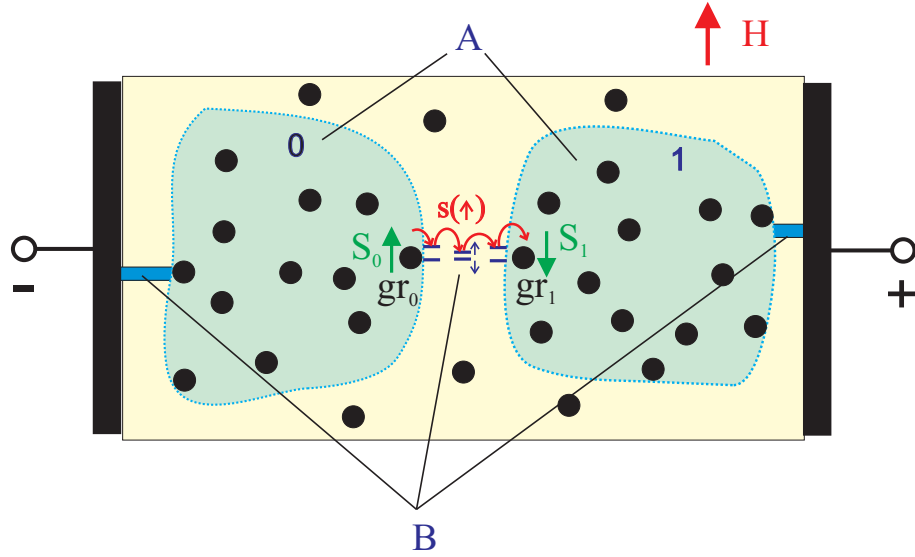


Рис. 6.1: Электронный транспорт в магнитном поле H между двумя кластерными электронными состояниями (КЭС) 0 и 1. (A) – КЭС; (B) – спин-поляризованные каналы; gr_0 и gr_1 – гранулы, с которых начинается и заканчивается цепочка локализованных состояний туннельного канала; S_0, S_1 – спины гранул gr_0 и gr_1 .

$t_{10} = t_{01}^+$, которые определяются перекрытиями волновых функций двух соседних КЭС с волновыми функциями локализованных состояний и между собой, а именно волновых функций $\psi_\lambda^{(gr_0)}(r)$ и $\psi_\lambda^{(gr_1)}(r)$ электронов металлических гранул gr_0 и gr_1 , входящих в волновые функции соседних КЭС (6.1). Связь матриц $T_{10}^\nu, T_{01}^\nu, t_{10}, t_{01}^+$ дается уравнением Дайсона

$$\begin{pmatrix} T_{00}^\nu & T_{01}^\nu \\ T_{10}^\nu & T_{11}^\nu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & t_{01} \\ t_{10} & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} T_{00}^\nu & T_{01}^\nu \\ T_{10}^\nu & T_{11}^\nu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_{00}^{\nu\nu} & 0 \\ 0 & g_{11}^{\nu\nu} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & t_{01} \\ t_{10} & 0 \end{pmatrix}. \quad (6.3)$$

Из (6.3) следует, что

$$T_{01}^\nu = t_{01}(I - g_{11}^{\nu\nu}t_{10}g_{00}^{\nu\nu}t_{01})^{-1},$$

где I – единичная матрица в пространстве квантовых чисел N электрона, находящегося на уровне Ферми в КЭС. Сумма спин-зависимых проводимостей (6.2) дает проводимость между гранулами

$$\sigma^{(gr)} = \sigma^{(gr)\uparrow} + \sigma^{(gr)\downarrow}. \quad (6.4)$$

В исследованных нами гранулированных структурах с гранулами (Co, Nb, Ta) волновые функции электронов КЭС на уровне Ферми определяются s -, p -, d -электронами внешних оболочек атомов металлов, входящих в гранулы. Волновые функции электронов на двух соседних КЭС 0 и 1 (рис.6.1), составленные из линейных комбинаций атомных функций

орбиталей гранул, имеют интеграл перекрытия, который определяется волновыми функциями $\psi_\lambda^{(gr_0)}(r)$ и $\psi_\lambda^{(gr_1)}(r)$ электронов металлических гранул gr_0 и gr_1 начала и конца туннельной цепочки. Интеграл перекрытия пропорционален [131, 299]

$$C_{\lambda_0\lambda_1\mu}l^{-(\lambda_0+\lambda_1+1)},$$

где l – расстояние между гранулами; $C_{\lambda_0\lambda_1\mu}$ – не зависящая от расстояния константа; $\lambda_0, \lambda_1 = 0, 1, 2$ (для s, p, d) – орбитальные индексы атомных волновых функций, из которых составлены волновые функции электронов в гранулах gr_0 и gr_1 ; $\mu = \sigma, \pi, \delta$ определяет суммарную проекцию угловых моментов орбиталей атомов двух гранул. Если расстояние l между двумя соседними гранулами gr_0 и gr_1 превышает определенное значение (для атомов Со оно приблизительно равно одноатомному слою кобальта при туннелировании через вакуумный промежуток между двумя электродами Со [299]), то наибольшее значение будут иметь интегралы перекрытия волновых функций, составленных из s -орбиталей атомов металлов. Следовательно, в качестве первого приближения в (6.2), (6.4) в множестве квантовых чисел N электронов, находящихся на уровне Ферми, можно ограничиться квантовыми числами N_s волновых функций, составленных из s -орбиталей. Такое приближение носит название одноорбитальной модели, и соответственно туннелирование между гранулами определяется как s - s -туннелирование [299]. Применимость одноорбитального приближения ограничивается величиной спин-орбитального взаимодействия, которое приводит к тому, что к s -волновым функциям примешивается часть волновых функций d -орбиталей, и расстоянием между гранулами. При малых расстояниях l к s - s -туннелированию между гранулами прибавляется определенная часть s - p -, s - d -, p - d -, ...-туннелирования, что при некоторых обстоятельствах может дать значительное увеличение магнитосопротивления [299, 300]. В этом случае необходимо рассмотрение многоорбитального приближения.

Магнитосопротивление определяется зависимостью проводимости гранулированной структуры от магнитного поля. Проводимость гранулированной структуры пропорциональна средней проводимости туннельных каналов между гранулами: $\sigma \propto \sigma^{(gr)}$. Действие магнитного поля H на $\sigma^{(gr)}$ в (6.4) проявляется через изменение функций Грина $g_{00}^{\nu\nu}(E_F)$, $g_{11}^{\nu\nu}(E_F)$ в (6.2), (6.3) и зависит от взаимного расположения спинов гранул gr_0 и gr_1 начала и конца туннельной цепочки. В приближении молекулярного поля при $|\vec{S}_0| = |\vec{S}_1| = S$ расположение спинов \vec{S}_0, \vec{S}_1 относительно друг друга определяется корреляционной функцией [301]

$$\frac{\langle \vec{S}_0 \vec{S}_1 \rangle}{S^2} = L^2(\xi), \quad (6.5)$$

где $L(\xi) = \coth \xi - \xi^{-1}$ – функция Ланжевена. Если гранулы связаны ферромагнитно, ξ является корнем уравнения [301]

$$\xi = \frac{\gamma\mu_B SH}{kT} + \frac{3T_M}{T}L(\xi),$$

где γ – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора, T_M – температура перехода гранулированной структуры из суперпарамагнитного в ферромагнитное состояние. В суперпарамагнитном случае

$$\xi = \frac{\gamma\mu_B SH}{kT}.$$

Таким образом, подводя итог теоретическому рассмотрению, можно сказать, что магнитосопротивление гранулированных структур с металлическими магнитными наночастицами ниже перколяционного порога определяется корреляционной функцией (6.5) спинов гранул gr_0 и gr_1 начала и конца туннельных цепочек. Главный вклад в матрицы перехода (6.3) и в проводимость между гранулами (6.4) дает s - s -туннелирование.

6.2.2 Эксперимент

Экспериментальные исследования были выполнены на пленках аморфной двуокиси кремния $a\text{-SiO}_2$ с ферромагнитными наночастицами $\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2$. Пленки $(a\text{-SiO}_2)_{100-x}(\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2)_x$ (или, сокращенно, $a\text{-SiO}_2(\text{Co},\text{Nb}, \text{Ta})$) были выращены на неподвижных ситалловых подложках методом ионно-лучевого сораспыления SiO_2 и сплава $\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2$ ионами аргона. Толщины пленок находились в диапазоне 4.0 - 5.1 μm . Значения концентраций металлической фазы x , выраженные в атомных процентах, лежали в диапазоне 22.4 - 63 at.% и соответствовали структурам с концентрациями гранул, находящимся ниже перколяционного порога. Средний размер гранул увеличивался при увеличении концентрации: от 2.0 nm при $x = 22.4$ at.% до 5 nm при $x = 63$ at.%.

Определим магнитосопротивление JMR (junction magnetoresistance) формулой [276]

$$JMR = \frac{R(H) - R(0)}{R(0)} = \frac{\sigma(0) - \sigma(H)}{\sigma(H)}, \quad (6.6)$$

где $R(0)$, $R(H)$ – сопротивление между контактами без поля и в магнитном поле с напряженностью H , $\sigma(0)$, $\sigma(H)$ – проводимости без поля и в поле H . Измерения магнитосопротивления неотожженных гранулированных структур $a\text{-SiO}_2(\text{Co},\text{Nb}, \text{Ta})$ проводились при $T = 77$ и 295 K при горизонтальном расположении электрических контактов в магнитных полях, ориентированных перпендикулярно плоскости пленки и имеющих значения от 0 до 25 кОе. Измерения проводились при низких приложенных напряжениях (~ 1 V). На рис.6.2 показана зависимость магнитосопротивления JMR (6.6) от величины приложенного магнитного поля при температуре 295 K для структур с разными концентрациями гранул. Магнитосопротивление было отрицательным, т. е. сопротивление между контактами с увеличением поля понижалось. В пределах погрешности эксперимента не было выявлено

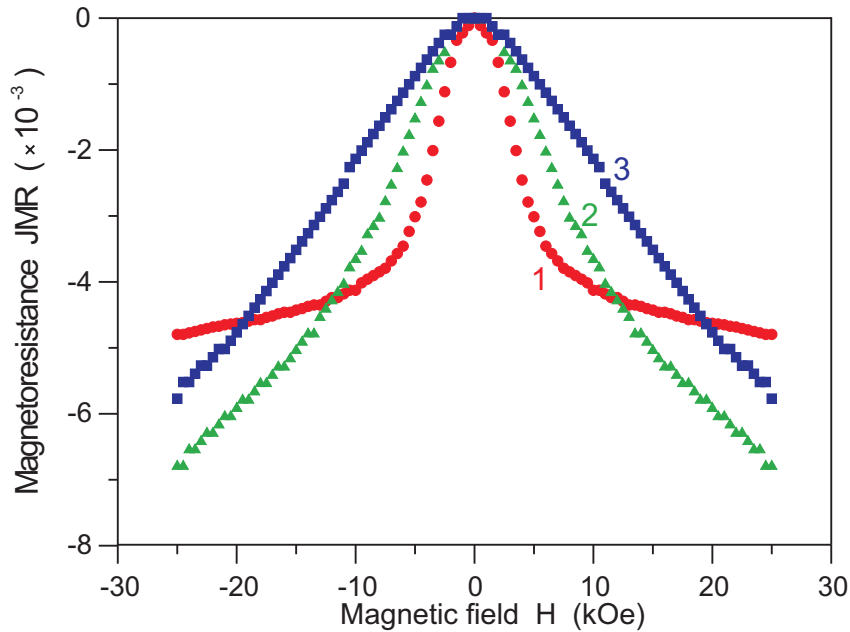


Рис. 6.2: Магнитосопротивление JMR неотожженной гранулированной структуры $a\text{-SiO}_2$ (Co,Nb,Ta) в зависимости от величины внешнего магнитного поля H при различных концентрациях гранул x : (1) – 54.5, (2) – 41.9, (3) – 31.7 at.%.

гистерезисных явлений. В магнитных полях до 2 кОе величина JMR мало изменялась и была незначительной. В диапазоне полей 2 - 7 кОе наблюдалось максимальное изменение сопротивления в зависимости от магнитного поля. В структурах, которые имели большие концентрации металлических гранул $\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2$ ($x = 53 - 56$ at.%) и находились вблизи области перколяционного порога, изменение сопротивления в диапазоне 2 - 7 кОе было более значительным, чем в структурах с меньшими концентрациями гранул. При дальнейшем повышении величины поля для структур с концентрациями гранул вблизи порога перколяции наступало насыщение JMR . В структурах с меньшими концентрациями металлической фазы эффект насыщения магнитосопротивления либо был значительно менее выражен, либо отсутствовал.

Температурные измерения магнитосопротивления проводились вблизи магнитного поля $H = 3$ кОе. Измерялась производная относительного сопротивления от поля $\chi = -dR/RdH$. На рис.6.3 представлены концентрационные зависимости χ при $T = 77$ и 295 К. Обращает на себя внимание то, что в структурах с малыми концентрациями гранул температурные изменения χ и, следовательно, JMR являются более значительными, чем в структурах, имеющих концентрации металлической фазы в области перколяционного порога. При этом для структур с меньшими концентрациями гранул значение JMR при $T = 77$ К имеет значительно большую величину.

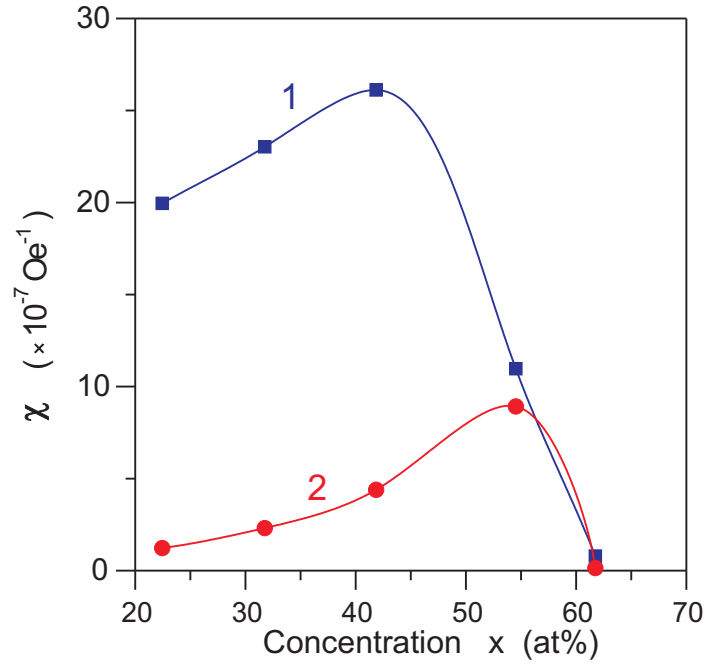


Рис. 6.3: Производная относительного удельного сопротивления от магнитного поля χ при $H = 3$ кОе в зависимости от концентрации металлической фазы x в неотожженной гранулированной структуре $a\text{-SiO}_2(\text{Co},\text{Nb},\text{Ta})$ при температуре 77 (1) и 295 К (2).

6.2.3 Обсуждение результатов

Рассмотрим, как вышеприведенная модель и туннелирование через локализованные состояния в матрице позволяют объяснить особенности магнитосопротивления, наблюдаемые экспериментально.

(1) Увеличение $|JMR|$ в структурах с меньшими концентрациями гранул по сравнению с $|JMR|$ структур, находящихся вблизи перколяционного порога.

Этот эффект наблюдается при $T = 77$ К в диапазоне концентраций $x = 42 - 62$ at.% (рис.6.3). В [299] исследовалась зависимость магнитосопротивления туннельного канала (tunneling magnetoresistance) $TMR = -JMR/(1 + JMR)$ от величины коэффициента $s - s$ -туннелирования t_{01} . Рассматривался случай, когда TMR определяется разностью между состоянием, в котором спины контактов антипараллельны ($H = 0$), и состоянием, в котором спины контактов параллельны ($H \gg 0$). С учетом зонной структуры материала контактов для электродов Со на основе формул (6.2), (6.3), (6.4) в [299] найдено, что TMR резко понижается при переходе от металлического режима к режиму туннелирования. После достижения минимума TMR , который имеет место в случае одноатомной изолирующей прослойки между ферромагнитными металлами, при дальнейшем увеличении t_{01} наблюдается рост TMR . По порядку величины рост TMR соответствует росту магнитосопротивления $|JMR|$ (6.6) в гранулированных структурах при уменьшении концентрации

металлической фазы в диапазоне концентраций 42 - 62 at.%, поскольку увеличение длины туннельного канала между частицами растет при уменьшении концентрации гранул.

(2) Насыщение JMR в больших полях в структурах, находящихся вблизи перколяционного порога, и отсутствие насыщения JMR в структурах с малыми концентрациями гранул (рис.6.2).

В [302] отсутствие насыщения, которое проявляется как логарифмическая функция магнитосопротивления в сильных магнитных полях, связывается с широким разбросом форм несферических гранул нанокompозита (от сильно вытянутых до сплюснутых). Согласно предположению, выдвинутому в [302], структуры, находящиеся в области порога перколяции, и структуры с малыми концентрациями металлической фазы должны иметь разные формы гранул. Это должно проявляться в особенностях магнитосопротивления в сильных магнитных полях. Рассмотрим магнитные поля, действующие на гранулу. Спин \vec{S} гранулы (Co,Nb,Ta) формируется d -электронами внешних оболочек атомов металлов. Внутреннее магнитное поле $\vec{H}^{(0)}$, действующее на спины d -электронов гранул, будет складываться из внешнего поля \vec{H} и внутреннего поля $\vec{H}^{(gr)}$, определяемого гранулированной структурой: $\vec{H}^{(0)} = \vec{H} + \vec{H}^{(gr)}$. Поле $\vec{H}^{(gr)}$ формируется полем взаимодействия между гранулами $\vec{H}^{(int)}$, полем анизотропии формы гранул $\vec{H}^{(a)}$ и полем взаимодействия между спинами d -электронов гранулы и спинами примесей в матрице $\vec{H}^{(loc)}$

$$\vec{H}^{(gr)} = \vec{H}^{(int)} + \vec{H}^{(a)} + \vec{H}^{(loc)}. \quad (6.7)$$

Размагничивающее поле гранул $\vec{H}^{(a)}$ связано с намагниченностью гранул $4\pi\vec{M}^{(gr)}$ соотношением $\vec{H}^{(a)} = 4\pi N\vec{M}^{(gr)}$, где N – тензор размагничивающих коэффициентов [42]. По порядку величины это поле не должно превышать значения намагниченности $4\pi\vec{M}^{(gr)}$, которая в случае гранул (Co,Nb,Ta) меньше 17.9 kGs (намагниченность кобальта). Поскольку в [302] логарифмическая зависимость магнитосопротивления от поля H наблюдалась в магнитных полях, значительно превышающих $4\pi\vec{M}^{(gr)}$, анизотропия формы гранул не может быть причиной логарифмической зависимости и отсутствия насыщения магнитосопротивления в исследованных гранулированных структурах. Кроме того, экспериментально не подтверждается, что нанокompоненты с разными концентрациями металлической фазы имеют разные формы гранул.

Изложенная выше теоретическая модель позволяет объяснить, почему присутствие локализованных состояний в матрице может приводить к отсутствию эффекта насыщения магнитосопротивления в гранулированных структурах в сильных магнитных полях. При уменьшении концентрации металлической фазы увеличивается число локализованных состояний $\langle n \rangle$, через которые осуществляется спин-зависимое резонансное туннелирование между гранулами. Спин-ориентированный электронный транспорт зависит от величины

обменного расщепления ΔE уровней локализованных состояний, через которые туннелирует электрон, и от взаимного расположения спинов двух соседних гранул, которое определяется корреляционной функцией (6.5). Если в гранулированной структуре величина расщепления $\Delta E > kT$ и корреляционная функция спинов гранул не изменяется (что происходит в случае, когда магнитное поле велико и спины гранул параллельны), то магнитное поле не влияет на поляризацию локализованного состояния и магнитосопротивление. В этом случае, после того как спины гранул станут параллельными, магнитосопротивление не будет изменяться и возникает эффект насыщения. Если концентрация гранул мала, то при большой длине канала проводимости между гранулами в цепочке локализованных состояний присутствуют слаборасщепленные уровни с $\Delta E \ll kT$, находящиеся далеко от гранул. Магнитное поле H при увеличении от нуля до $(kT - \Delta E)/\mu_B$ будет приводить к постепенной поляризации слаборасщепленных локализованных состояний и к увеличению проводимости туннельных каналов. Это проявляется в отсутствии насыщения магнитосопротивления в структурах с малыми концентрациями гранул при $H < (kT - \Delta E)/\mu_B$.

(3) Увеличение температурных изменений магнитосопротивления с уменьшением концентрации гранул.

Этот эффект виден при сравнении концентрационных зависимостей χ при $T = 77$ и 295 К (рис.6.3). Согласно вышеприведенной модели, температура влияет на проводимость $\sigma^{(gr)\nu}$ канала с поляризацией ν между гранулами через: (1) изменение корреляционной функции спинов двух соседних гранул (6.5), которые входят в функции Грина $g_{00}^{\nu\nu}(E_F)$, $g_{11}^{\nu\nu}(E_F)$ в (6.2); (2) неупругое рассеяние спина электрона, туннелирующего по цепочке локализованных состояний между гранулами. В последнем случае происходит взаимодействие туннельных каналов с разными поляризациями, и в (6.2) необходимо учитывать матрицы перехода T_{10}^{ν} , T_{01}^{ν} с $\nu = \uparrow$ и \downarrow . Увеличение длины цепочки локализованных состояний, по которым туннелирует электрон, приводит к росту вероятности неупругого рассеяния спина электрона. Поскольку $|JMR|$ увеличивается при понижении концентрации гранул x вследствие роста вклада s - s -туннелирования [299] (см. выше), рост вероятности неупругого рассеяния спина при увеличении длины канала при отличной от нуля температуре должен приводить к характерной концентрационной зависимости: увеличению магнитосопротивления при понижении концентрации от порога перколяции x_{perc} до определенной концентрации x_m , достижению максимума при концентрации x_m и убыванию магнитосопротивления при уменьшении x от x_m до нуля. Такая концентрационная зависимость наблюдалась в [304] на гранулированных структурах $a\text{-SiO}_2(\text{Ni})$. При концентрации x_m действия двух факторов (концентрационное увеличение $|JMR|$ и рост вероятности неупругого рассеяния спина электрона при увеличении температуры) взаимно уравновешиваются. При понижении температуры магнитосопротивление растет и поло-

жение максимума x_m должно сдвигаться в сторону меньших x .

В эксперименте исследовались пленки в суперпарамагнитном состоянии. Если внешнее магнитное поле H больше поля $H^{(int)}$, определяемого обменным и диполь-дипольным взаимодействиями между гранулами, то в первом приближении по отношению этих полей при температуре большей температуры перехода гранулированной структуры из суперпарамагнитного в ферромагнитное состояние, $T > T_M$, корреляционные функции спинов гранул (6.5) являются однотипными для всех концентраций и температурно-концентрационные зависимости будут определяться особенностями, задаваемыми неупругим спиновым рассеянием в туннельных каналах. К таким особенностям можно отнести упомянутые выше наличие максимума магнитосопротивления при $x = x_m$, увеличение температурных изменений магнитосопротивления при понижении x , сдвиг x_m в сторону меньших x при понижении температуры. Эти эффекты наблюдались в эксперименте, что свидетельствует о том, что электронный транспорт в исследованных структурах осуществляется посредством неупругого резонансного туннелирования через цепочку локализованных состояний между гранулами.

(4) Незначительное изменение магнитосопротивления в малых полях (рис.6.2).

Анизотропия формы гранул, обменное взаимодействие между спином гранулы и спинами примесей в матрице, взаимодействие между гранулами (поле $\vec{H}^{(int)}$) приводят к отличному от нуля внутреннему полю $\vec{H}^{(gr)}$ (6.7), определяемому гранулированной структурой. Оно суммируется с внешним полем \vec{H} , и для его учета в вышеприведенной модели в корреляционных функциях (6.5) необходимо сделать замену $H \rightarrow H^{(0)} = |\vec{H} + \vec{H}^{(gr)}|$. Поскольку ориентация внутреннего поля является произвольной, величина поля $H^{(0)}$ при $H < H^{(gr)}$ в основном определяется полем $H^{(gr)}$, что приводит к незначительному изменению корреляционной функции (6.5) и проводимости (6.2). Из экспериментальных зависимостей JMR для кривой с $x = 54.5 \text{ at.}\%$, приведенных на рис.6.2, можно определить, что $H^{(gr)} \approx 2 \text{ кОе}$.

6.2.4 Кластерные электронные состояния и положительное магнитосопротивление

Положительное магнитосопротивление в гранулированных структурах $\text{SiO}_2(\text{Fe})$ с ферромагнитными металлическими наночастицами железа, наблюдавшееся в [88, 321], может быть объяснено образованием доменов, состоящих из наночастиц, на которых сформировано КЭС. В экспериментах осуществлялась длительная обработка (несколько минут) образцов сильным магнитным полем. Действие магнитного поля с величиной, большей поля насыщения, приводит к упорядочиванию спинов d -электронов ферромагнитных металлических наночастиц. При наличии спин-орбитального взаимодействия между d -системой и КЭС упорядочивание спинов d -электронов увеличивает величину локализации КЭС, что,

в свою очередь, может приводить к фазовому переходу гранулированной системы из суперпарамагнитного в ферромагнитное состояние. При наблюдении положительного магнитосопротивления в слабых магнитных полях происходит изменение доменной структуры, сопровождающееся поворотом спинов ферромагнитных областей вдоль поля, частичным разрушением КЭС на границах областей и образованием туннельных цепочек большей длины между КЭС. Увеличение длины туннельных каналов позволяет объяснить эффект положительного магнитосопротивления. Рассмотрим более подробно увеличение размера КЭС и фазовый переход, индуцированный магнитным полем.

Согласно главе 5 (раздел 5.2.1) электроны, находящиеся вблизи уровня Ферми в металлических частицах, делокализуются с образованием КЭС, волновая функция $\Psi_N^{(p)}(\vec{r})$ которого на уровне N с номером кластера p выражается формулой (6.1). При наличии спин-орбитального взаимодействия между КЭС и спинами d -электронов гамильтониан системы имеет вид

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{CES}^{(0)} + \mathcal{H}_d^{(0)} + \mathcal{H}_d^{(int)} + \mathcal{H}_{CES-d}, \quad (6.8)$$

где

$$\mathcal{H}_{CES}^{(0)} = \sum_{p,N,\alpha} E_N^{(p)} c_{N\alpha}^{(p)+} c_{N\alpha}^{(p)} - g\mu_B H \sum_{p,N} (c_{N\uparrow}^{(p)+} c_{N\uparrow}^{(p)} - c_{N\downarrow}^{(p)+} c_{N\downarrow}^{(p)})$$

– гамильтониан невзаимодействующих между собой электронов на КЭС-структуре, $E_N^{(p)}$ – энергия КЭС на уровне N кластера p , $\alpha = \uparrow, \downarrow$ – спиновый индекс, $c_{N\alpha}^{(p)+}$, $c_{N\alpha}^{(p)}$ – операторы рождения и уничтожения электрона на энергетическом уровне N КЭС с номером p со спином α , удовлетворяющие коммутационным соотношениям $\{c_{N\alpha}^{(p)+}, c_{N'\alpha'}^{(p')}\} = \delta_{pp'} \delta_{NN'} \delta_{\alpha\alpha'}$, H – внешнее магнитное поле. g и μ_B являются, соответственно, фактором Ланде и магнетоном Бора.

$$\mathcal{H}_d^{(0)} = -g\mu_B H \sum_{\vec{I}} S^z(\vec{I})$$

– гамильтониан взаимодействия спинов d -электронов $\vec{S}(\vec{I})$ с магнитным полем. Член

$$\mathcal{H}_d^{(int)} = -\frac{1}{2} \sum_{\vec{I} \neq \vec{I}', \alpha\beta} J^{\alpha\beta}(\vec{I} - \vec{I}') S^\alpha(\vec{I}) S^\beta(\vec{I}')$$

описывает взаимодействие спинов d -системы между собой, где $J^{\alpha\beta}(\vec{I} - \vec{I}')$ включает в себя магнитное диполь-дипольное взаимодействие между частицами и также может включать в себя прямое обменное взаимодействие, которое для изолированных друг от друга частиц составляет малую величину.

$$\mathcal{H}_{CES-d} = - \sum_{\vec{1}, p} \int V(\vec{r} - \vec{1}) (\vec{S}(\vec{1}), \vec{\sigma}^{(p)}(\vec{r})) d\vec{r}$$

гамильтониан спин-орбитального взаимодействия между электронами на КЭС со спиновой плотностью $\vec{\sigma}^{(p)}(\vec{r})$ и спинами d -системы $\vec{S}(\vec{1})$. Векторный оператор спиновой плотности $\vec{\sigma}^{(p)}(\vec{r})$ выражается через вторично квантованные волновые функции $\hat{\Psi}_{\alpha}^{(p)+}(\vec{r}) = \sum_N \Psi_N^{(p)*}(\vec{r}) c_{N\alpha}^{(p)+}$, $\hat{\Psi}_{\alpha}^{(p)}(\vec{r}) = \sum_N \Psi_N^{(p)}(\vec{r}) c_{N\alpha}^{(p)}$ ($\alpha = \uparrow, \downarrow$):

$$\sigma_x^{(p)}(\vec{r}) = \hat{\Psi}_{\uparrow}^{(p)+}(\vec{r}) \hat{\Psi}_{\downarrow}^{(p)}(\vec{r}) + \hat{\Psi}_{\downarrow}^{(p)+}(\vec{r}) \hat{\Psi}_{\uparrow}^{(p)}(\vec{r})$$

$$\sigma_y^{(p)}(\vec{r}) = -i \hat{\Psi}_{\uparrow}^{(p)+}(\vec{r}) \hat{\Psi}_{\downarrow}^{(p)}(\vec{r}) + i \hat{\Psi}_{\downarrow}^{(p)+}(\vec{r}) \hat{\Psi}_{\uparrow}^{(p)}(\vec{r})$$

$$\sigma_z^{(p)}(\vec{r}) = \hat{\Psi}_{\uparrow}^{(p)+}(\vec{r}) \hat{\Psi}_{\uparrow}^{(p)}(\vec{r}) - \hat{\Psi}_{\downarrow}^{(p)+}(\vec{r}) \hat{\Psi}_{\downarrow}^{(p)}(\vec{r}).$$

Спин-орбитальное взаимодействие расщепляет уровни КЭС $E_N^{(p)}$ по спину. В первом приближении это расщепление будет равно

$$\bar{E}_{N\alpha}^{(p)} = E_N^{(p)} \mp \varepsilon_N^{(p, \text{ex})}, \quad (6.9)$$

где

$$\varepsilon_N^{(p, \text{ex})} = - \sum_{\vec{1}} \int V(\vec{r} - \vec{1}) (\langle \vec{S}(\vec{1}) \rangle_0, \langle \vec{\sigma}^{(p)}(\vec{r}) \rangle_0) d\vec{r},$$

$\langle \vec{S}(\vec{1}) \rangle_0$, $\langle \vec{\sigma}^{(p)}(\vec{r}) \rangle_0$ – средние значения спинов d -системы и спиновой плотности КЭС. Верхний знак в уравнении (6.9) берется для $\alpha = \uparrow$, а нижний знак – для $\alpha = \downarrow$.

Теперь рассмотрим какое влияние оказывает упорядочение спинов d -системы наночастиц на локализацию КЭС в модели Андерсона, рассмотренной в разделе 4.2. Согласно соотношению (4.4) при полном спиновом упорядочивании d -системы размер локализации пропорционален квадрату разброса глубин потенциальных ям наночастиц V_0 , определяемый случайным характером электрических емкостей наночастиц при нахождении на них электрона

$$L \propto \frac{1}{V_0^2}.$$

Если спины частиц разупорядочены, то к разбросу глубин потенциальных ям прибавляется разброс энергий спин-орбитального взаимодействия $\varepsilon_N^{(p, \text{ex})}$ (6.9) и размер локализации КЭС будет меньше в $(V_0 + 2\varepsilon_N^{(p, \text{ex})})^2/V_0^2$ раз. Таким образом, действие магнитного поля

H с величиной большей поля насыщения и упорядочивающей спины d -системы, должно приводить к увеличению размера локализации КЭС

$$L(H) = \frac{L_0(V_0 + 2\varepsilon_N^{(p,ex)})^2}{V_0^2}, \quad (6.10)$$

где $L(H)$ и L_0 – размеры КЭС в поле H и без поля.

Увеличение размера КЭС сдвигает температуру фазового перехода. Для определения сдвига точки фазового перехода рассмотрим модель Вейсса. Магнитный момент системы дается соотношением [343]

$$M = \bar{N}\mu\mathcal{L}\left(\frac{\mu H^{(c)}}{kT}\right), \quad (6.11)$$

где \bar{N} – количество КЭС в единице объема, μ – магнитный момент КЭС, $H^{(c)} = wM$ – самосогласованное поле, определяемое магнитным диполь-дипольным взаимодействием между кластерами, w – коэффициент, $\mathcal{L}(x) = \coth(x) - 1/x$ – функция Ланжевена. В зависимости от температуры T уравнение (6.11) имеет решение ферромагнитного или суперпарамагнитного типа. Фазовый переход ферромагнетик - суперпарамагнетик происходит при температуре

$$T_0 = \frac{\mu w M_0}{3k}, \quad (6.12)$$

где M_0 – магнитный момент при $T = 0$. Так как магнитный момент μ пропорционален размеру локализации КЭС, то при условии, что после действия поля H размер локализации $L(H)$ в течении долгого времени будет оставаться неизменным, из соотношения (6.12) следует, что увеличение размера локализации КЭС (6.10) приведет к увеличению температуры фазового перехода на

$$\Delta T = \left(\frac{L(H)}{L_0} - 1\right) T_0.$$

Таким образом, при некоторых условиях возможно наблюдение фазового перехода, индуцированного магнитным полем.

Как долго будет сохраняться КЭС с большим размером локализации $L(H)$ и с упорядочиванием спинов d -электронов после действия магнитного поля? Время перехода из метастабильного спин-упорядоченного состояния B в суперпарамагнитное состояние A зависит от положения минимумов и высоты энергетического барьера системы, состоящей из электронов, находящихся на КЭС, и связанных с ними спинов d -электронов (рис.6.4). Волновая функция этой системы запишется в виде $|\Phi\rangle = \prod_i^{\bar{N}} \Psi_{N_i}^{(i)}(\vec{r}_i) \chi_S^{(i)}$, где $\chi_S^{(i)}$ – спиновая функция d -электронов кластера i . Учитывая, что в суперпарамагнитном состоянии A спины разупорядочены, из гамильтониана (6.8) при $H = 0$ получаем энергии состояний A и B

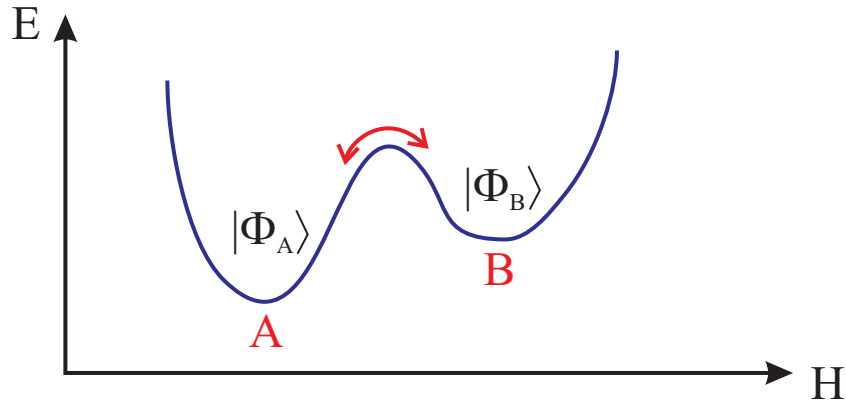


Рис. 6.4: Переход из метастабильного состояния B с большим размером локализации КЭС и с упорядоченными спинами наночастиц в состояние A с малым размером локализации и хаотическим распределением спинов.

$$E_A = \langle \Phi_A | \mathcal{H}_{CES}^{(0)} | \Phi_A \rangle,$$

$$E_B = \langle \Phi_B | \mathcal{H}_{CES}^{(0)} + \mathcal{H}_d^{(int)} + \mathcal{H}_{CES-d} | \Phi_B \rangle.$$

При переходе $A \rightarrow B$ метастабильное состояние B характеризуется подъемом энергии d -подсистемы $\langle \Phi_B | \mathcal{H}_d^{(int)} + \mathcal{H}_{CES-d} | \Phi_B \rangle$ и, поскольку размер локализации КЭС больше, понижением энергии $\langle \Phi_B | \mathcal{H}_{CES}^{(0)} | \Phi_B \rangle$ по сравнению с E_A . Обратный переход $B \rightarrow A$ будет происходить с повышением энергии электронов на КЭС. Исходя из данных работы [321], для гранулированных пленок $\text{SiO}_2(\text{Fe})$ время перехода из метастабильного состояния B с магнитоупорядоченными кластерами в суперпарамагнитное состояние A занимает 3 суток. Большие времена релаксации КЭС к первоначальному состоянию подтверждаются также экспериментами, проведенными на гранулированных структурах в больших электрических полях (глава 5).

6.3 Гигантское инжекционное магнитосопротивление в гетероструктурах полупроводник / гранулированная пленка с металлическими магнитными наночастицами

6.3.1 Экспериментальные исследования

Изготовление образцов

Экспериментальные исследования были проведены на образцах, содержащих пленки аморфной двуокиси кремния с наночастицами кобальта, выращенных на подложках (1) арсенида галлия, $(\text{SiO}_2)_{100-x}\text{Co}_x/\text{GaAs}$ (или, сокращенно $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$), (2) кремния, $(\text{SiO}_2)_{100-x}\text{Co}_x/\text{Si}$ (или, сокращенно $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{Si}$), (3) кварца $(\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{кварц})$, и (4) на образцах, содержащих пленки аморфной двуокиси титана с подслоями островков кобальта на подложках арсенида галлия, $(\text{TiO}_2)_{100-x}\text{Co}_x/\text{GaAs}$ (сокращенно $\text{TiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$). Подложки *n*-GaAs толщиной 0.4 mm имели ориентацию (100). Удельное электрическое сопротивление подложек GaAs было измерено четырех-зондовым методом на постоянном токе при комнатной температуре и составило $0.93 \cdot 10^5 \Omega \cdot \text{cm}$. Подложки *n*-Si толщиной 0.4 mm имели ориентацию (100) и их удельное сопротивление равнялось $3.7 \Omega \cdot \text{cm}$. Перед напылением пленок подложки полировались низко-энергетическим пучком ионов кислорода [344,345]. Шероховатость полированных поверхностей не превышала 0.5 nm.

Пленки $\text{SiO}_2(\text{Co})$ напылялись методом ионно-лучевого распыления с композитной кобальт-кварцевой мишени на подложки GaAs, Si и кварца, нагретых до 200°C . Концентрация наночастиц Co в SiO_2 задавалась соотношением площадей кобальта и кварца. Состав пленок определялся ядерно-физическими методами элементного анализа, использующих дейтериевые пучки, полученных в ускорителе (ПИЯФ, Гатчина, Ленинградская область). Атомное соотношение кобальта к кремнию определено из спектров обратного резерфордского рассеяния дейтронов. Концентрация кислорода в пленках была найдена методом ядерных реакций с дейтронами при $E_d = 0.9 \text{ MeV}$: $^{16}\text{O} + d \rightarrow p + ^{17}\text{O}$. Более подробно эта методика изложена в [194]. Для исследованных образцов атомные концентрации кобальта *x* и толщины пленок приведены в таблице 6.1. Средний размер частиц Co определялся с помощью малоуглового рентгеновского рассеяния и увеличивался с ростом *x*: от 2.7 nm при $x = 38 \text{ at.}\%$ до 4.5 nm при $x = 85 \text{ at.}\%$. При этих размерах частицы Co находятся в однодоменном ферромагнитном состоянии [86, 90, 134]. Образцы с высоким содержанием Co (71, 82 и 85 at.%) при комнатной температуре демонстрируют ферромагнитное поведение, которое подтверждается наличием доменной структуры (рис. 6.5), полученной в

магнитном поле с помощью сканирующего микроскопа Solver HV-MFM (NT-MDT). Период доменной структуры для образца $5 \text{ SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ с 82 at.% Co равен $3.9 \mu\text{m}$, что меньше периода доменной структуры для той же самой пленки $\text{SiO}_2(\text{Co})$ на подложке Si ($6.0 \mu\text{m}$, образец 13). Образцы с меньшей концентрацией Co являются суперпарамагнитными, т.е. в отсутствии магнитного поля ориентация спинов ферромагнитных частиц Co хаотическая.

Пленки $\text{TiO}_2(\text{Co})$ были выращены методом ионно-лучевого распыления послойно с отдельных мишеней TiO_2 и кобальта. В отличие от $\text{SiO}_2(\text{Co})$, гранулированная пленка $\text{TiO}_2(\text{Co})$ имела слоистую островковую структуру. Первым слоем, осажденным на подложку GaAs, был слой островков Co. Было напылено 10 слоев островков Co и 10 слоев двуокиси титана: $(\text{Co}/\text{TiO}_2)_{10}$. Толщины островкового слоя для всех образцов были одинаковыми и составляли 2.7 нм. Толщины слоев TiO_2 для исследованных образцов были разными и, соответственно, уменьшались с увеличением содержания Co. Состав пленок определялся ядерно-физическими методами элементного анализа и методом рентгеновского анализа. Для исследованных образцов содержание Co x и общая толщина структуры $\text{TiO}_2(\text{Co})$ приведены в таблице 6.1. Для сравнения характеристик гетероструктур с гранулированными пленками были также напылены сплошные пленки металлического Co на подложки GaAs.

Удельное сопротивление пленок $\text{SiO}_2(\text{Co})$ измерялось четырех-зондовым методом на постоянном токе при комнатной температуре на структурах $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{кварц}$. С увеличением концентрации Co сопротивление пленок $\text{SiO}_2(\text{Co})$ уменьшалось от $1.46 \cdot 10^2 \Omega \cdot \text{cm}$ (38 at.%) до $1.1 \Omega \cdot \text{cm}$ (82 at.%).

Эксперимент

Исследования электронного транспорта и магнитосопротивления проводились на структурах, представленных в Таблице 1. Вольт-амперные зависимости при комнатной температуре для структур $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ и $\text{TiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ до развития лавинного процесса в GaAs показаны на рис.6.6. Один контакт находился на полупроводниковой подложке, другой – на гранулированной пленке. Размеры образцов составляли $3 \times 3 \times 0.4 \text{ мм}$. В направлении тока размер образцов равнялся 0.4 мм. Для структур $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ со средним содержанием Co ($x = 45 - 71 \text{ at.}\%$), образца $\text{TiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ с концентрацией Co $x = 55 \text{ at.}\%$ и структур $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{Si}$ с содержанием Co $x = 38 - 54 \text{ at.}\%$ вольт-амперные зависимости являются зависимостями диодного типа. Структуры $\text{SiO}_2(71 \text{ at.}\% \text{ Co})/\text{Si}$ и $\text{TiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$, $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ с низким и высоким содержанием кобальта (38, 39, 82 и 85 at.% Co для $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ и 34, 76 at.% Co для $\text{TiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$) имеют нелинейные вольт-амперные характеристики, промежуточные между диодными и омическими зависимостями. Вольт-амперные зависимости структур $\text{SiO}_2(82 \text{ at.}\% \text{ Co})/\text{Si}$ и Co/GaAs близ-

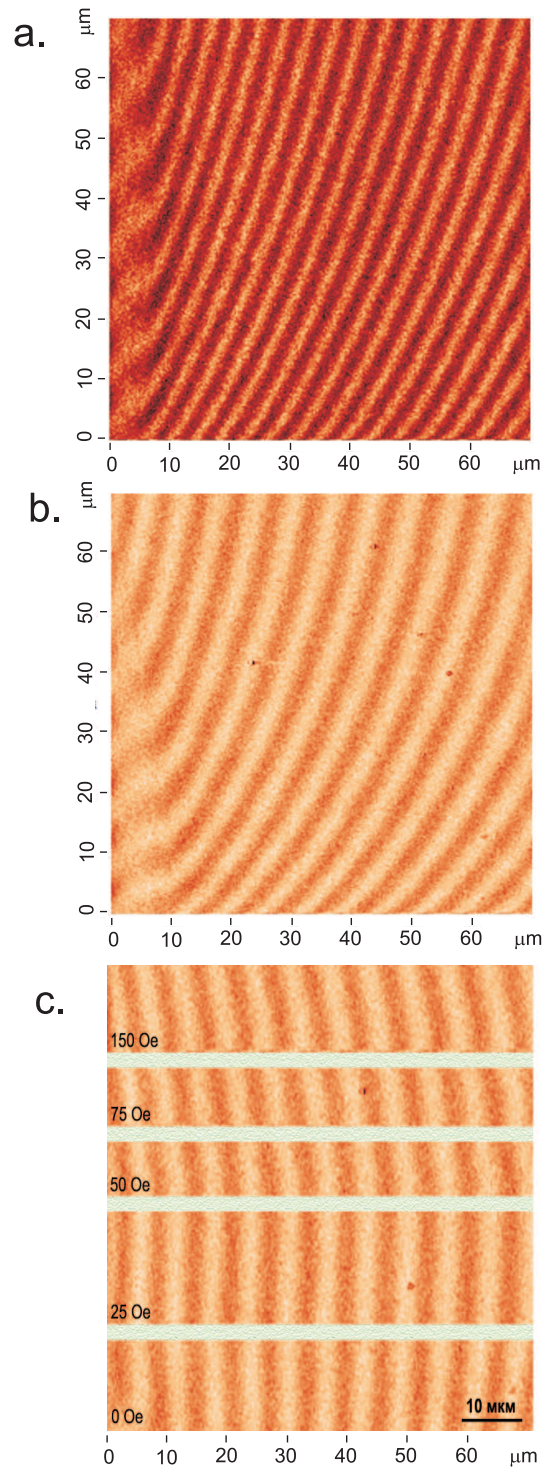


Рис. 6.5: Доменная структура, полученная методом сканирующей магнитной микроскопии на образцах с пленкой $\text{SiO}_2(\text{Co})$ с 82 at.% Co (a) на GaAs подложке (образец 5) и (b) на Si подложке (образец 13). (c) Влияние магнитного поля на доменную структуру образца 13 $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{Si}$ с 82 at.% Co.

Таблица 6.1: Свойства пленок $\text{SiO}_2(\text{Co})$ и $\text{TiO}_2(\text{Co})$, напыленных на GaAs, Si и кварцевые подложки.

N	Концентрация Co x (at.%)	Толщина h (nm)
$\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$		
1	38	86
2	45	81
3	54	90
4	71	95
5	82	95
6	39	450
7	60	520
8	85	600
$\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{Si}$		
9	38	86
10	45	81
11	54	90
12	71	95
13	82	95
$\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{кварц}$		
14	38	860
15	45	810
16	54	900
17	71	950
18	82	950
$\text{TiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$		
19	34	45
20	55	40
21	76	35

ки к зависимостям омического типа. При положительном напряжении, подаваемом на полупроводниковую подложку, электроны инжектируются из гранулированной пленки в полупроводник. Для структур с диодными вольт-амперными характеристиками при положительном напряжении плотность тока j велика. При напряжении $U = 90$ В, когда в GaAs развивается лавинный процесс, плотность тока достигает значений $6.0 \cdot 10^{-2}$ А/см² (образец 4). Если приложенное напряжение U на полупроводниковой подложке отрицательно, электроны дрейфуют из полупроводника в пленку и плотность тока мала. Следует заметить, что для образцов SiO₂(Co)/GaAs и TiO₂(Co)/GaAs удельное сопротивление подложки GaAs больше удельного сопротивления пленки и приложенное напряжение в основном падает на полупроводниковую подложку. Низкие значения удельного сопротивления пленок SiO₂(Co) и TiO₂(Co) объясняются тем, что гранулированные пленки находятся выше или в области порога перколяции. К тому же диэлектрические промежутки между наночастицами Co малы, что приводит к низким значениям туннельного сопротивления между ними.

Зависимости логарифма тока инжекции при $U = 35$ В от обратной температуры $1/T$ для структур SiO₂(Co)/GaAs (образец 7) с $x_{Co} = 60$ at.% и TiO₂(Co)/GaAs (образец 20) с $x_{Co} = 55$ at.% представлены на рис.6.7. Электроны инжектируются из гранулированной пленки в полупроводник. Величина плотности тока j нормализована относительно плотности тока j_R , измеренного при комнатной температуре $T = 292$ К. Из представленных зависимостей видно, что при температурах $T < 292$ К ток инжекции для структуры SiO₂(Co)/GaAs описывается законом $A_1 \exp(-\varepsilon_1/kT) + A_2 \exp(-\varepsilon_2/kT)$ с энергиями активации $\varepsilon_1 = 0.48$ eV и $\varepsilon_2 = 0.19$ eV. Для структуры TiO₂(Co)/GaAs ток инжекции описывается законом с активационной энергией $\varepsilon = 0.071$ eV в температурном диапазоне вблизи комнатной температуры. Температурная зависимость тока в SiO₂(Co)/GaAs объясняется тем, что интерфейсная область GaAs содержит ионы кислорода, оставшиеся после процесса полировки. В связи с этим, согласно [346, 347] в дополнение к энергетическому уровню дефектов EL2 в запрещенной зоне GaAs находятся уровни ионов кислорода с энергиями $E_1 = 0.48$ eV, $E_2 = 0.74$ eV, $E_3 = 1.0$ eV и $E_4 = 1.25$ eV. При комнатной температуре уровни с энергиями E_2 , E_3 и E_4 заняты электронами и проводимость определяется температурной активацией электронов с уровня E_1 . С учетом этого, часть A температурной зависимости тока в SiO₂(Co)/GaAs вблизи комнатной температуры может быть аппроксимирована законом Аррениуса с $\varepsilon_1 = E_1$. Проводимость TiO₂(Co)/GaAs в области комнатной температуры определяется энергетическим уровнем доноров $\varepsilon = 0.071$ eV, по-видимому, образованных на интерфейсе GaAs при взаимодействии с TiO₂(Co).

На рис. 6.8 показаны температурные зависимости плотности тока j инжектированных в полупроводник электронов для структуры SiO₂(Co)/GaAs (образец 4) с концентрацией Co $x = 71$ at.% при напряжении $U = 70$ В, когда в GaAs развился лавинный процесс. При температурах $T < 300$ К ток инжекции описывается температурной зависимостью

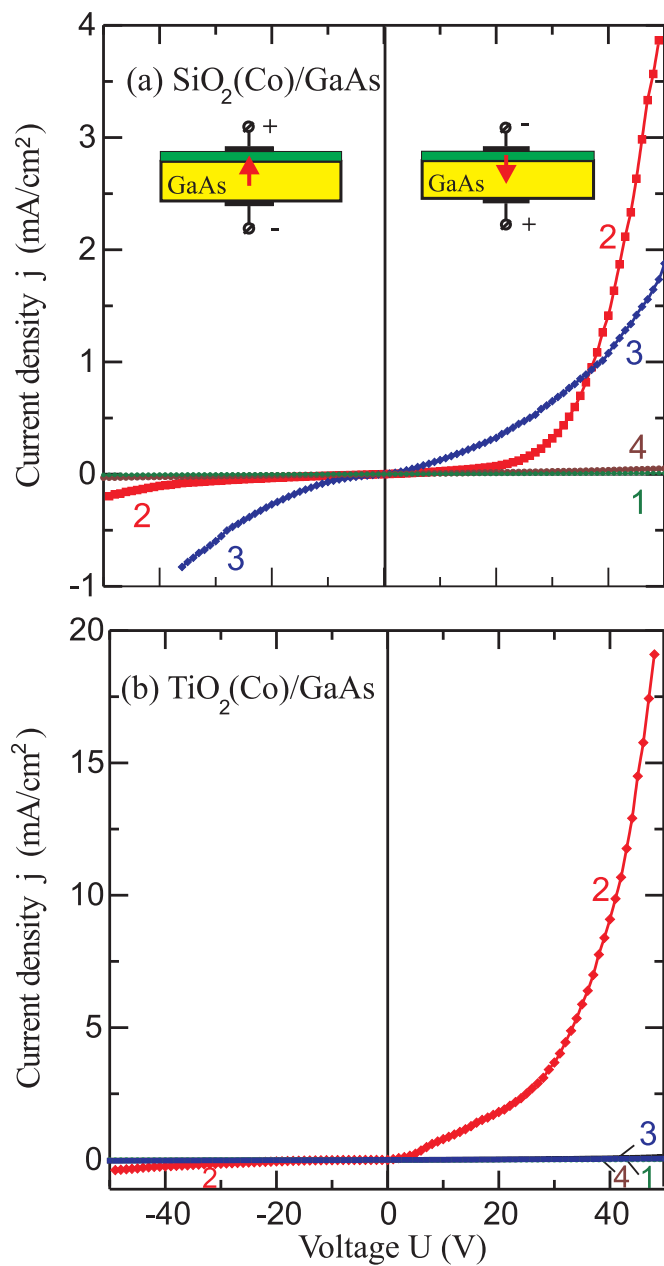


Рис. 6.6: Вольт-амперные характеристики для структур: (a) SiO₂(Co)/GaAs с концентрациями Co (1) 39 at.%, (2) 60 at.%, (3) 85 at.%, (4) 100 at.% ; (b) TiO₂(Co)/GaAs с концентрациями Co (1) 34 at.%, (2) 55 at.%, (3) 76 at.%, (4) 100 at.%.

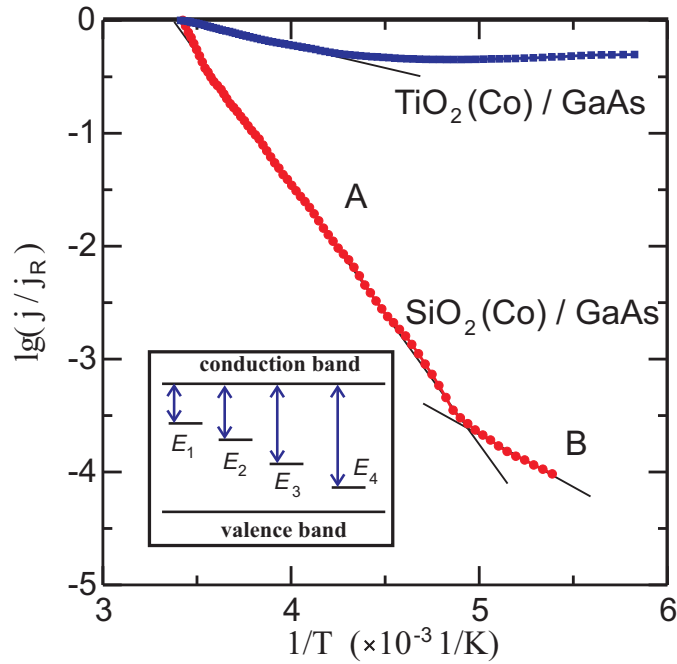


Рис. 6.7: Температурные зависимости тока инжекции j для структур $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ с концентрацией Co 60 at.% и $\text{TiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ с концентрацией Co 55 at.%. Ток j нормирован на ток j_R при комнатной температуре. Вставка показывает энергетические уровни ионов кислорода в запрещенной области GaAs вблизи интерфейса.

с вышеприведенной энергией активации $\varepsilon_1 = E_1 = 0.48 \text{ eV}$. Следует заметить, что при температуре $T = 320 \text{ K}$ в отсутствии магнитного поля ток инжекции имеет локальный минимум. Электронный ток инжекции, текущий из пленки в полупроводник, при $T < 320 \text{ K}$ подавляется магнитным полем. Магнитное поле H равно 10 кОе и параллельно поверхности гранулированной пленки. При $T > 320 \text{ K}$ температурные зависимости тока инжекции в магнитном поле H и без поля сближаются.

На рис. 6.9 показано влияние магнитного поля на вольт-амперную зависимость в случае инжекции электронов в полупроводник (прямая ветвь диодной характеристики) для структуры $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ (образец 4) с 71 at.% Co. При $U > 52 \text{ V}$ наблюдается резкое увеличение тока благодаря процессу ударной ионизации и образованию электронной лавины. Магнитное поле подавляет лавинный процесс и он начинается при больших электрических полях. Магнитное поле H параллельно поверхности пленки. Для ортогональной ориентации магнитного поля влияние магнитного поля H на вольт-амперную зависимость слабее из-за размагничивающего фактора пленки, но, тем не менее, подавление тока полем сохраняется.

Зависимости относительной плотности тока $j(H)/j(0)$ от магнитного поля H при разных приложенных напряжениях при комнатной температуре для структуры $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ (образец 7) с концентрацией Co 60 at.% до развития лавинообразования

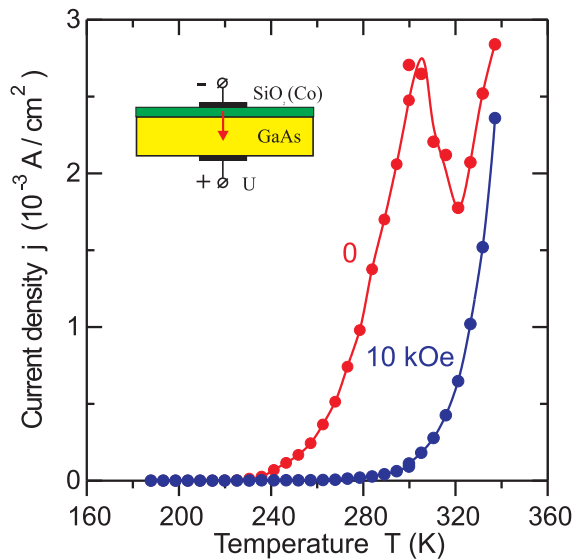


Рис. 6.8: Температурные зависимости плотности тока инжекции j для структуры $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ (образец 4) с концентрацией Co 71 at.% при напряжении $U = 70 \text{ V}$ в отсутствии магнитного поля в магнитном поле $H = 10 \text{ kOe}$. H параллельно поверхности пленки $\text{SiO}_2(\text{Co})$. Сплошные линии аппроксимируют экспериментальные значения.

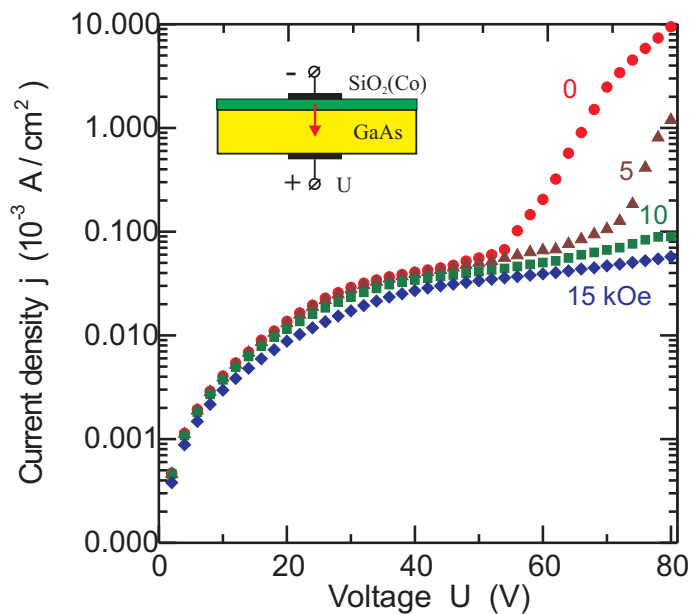


Рис. 6.9: Вольт-амперная зависимость в случае инжекции электронов в полупроводник для структуры $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ (образец 4) с 71 at.% Co при различных значениях магнитного поля: $H = 0, 5, 10, 15 \text{ kOe}$. H параллельно поверхности пленки $\text{SiO}_2(\text{Co})$.

в полупроводнике показаны на рис.6.10. $j(H)$ и $j(0) = j_0$ – плотность тока в поле H и в отсутствии магнитного поля. При отрицательных напряжениях, подаваемых на подложку GaAs, электроны дрейфуют из GaAs в пленку SiO₂(Co) и влияние магнитного поля на ток незначительно. При положительных напряжениях электроны инжектируются в GaAs и наблюдается значительное уменьшение тока с ростом H . В случае, если магнитное поле параллельно поверхности пленки, с увеличением H ток инжекции j стремится к определенному пределу – насыщению. Если магнитное поле перпендикулярно поверхности пленки, зависимость тока от магнитного поля является более слабой и не наблюдается эффекта насыщения в диапазоне полей 0 - 23 кОе. На рис.6.11 показаны зависимости относительной плотности тока j/j_0 от магнитного поля H , касательного к пленке, при разных приложенных напряжениях для структуры TiO₂(Co)/GaAs (образец 20) с концентрацией Co 55 at.%. По сравнению с SiO₂(Co)/GaAs, структура TiO₂(Co)/GaAs дает более слабую зависимость тока инжекции от магнитного поля. Сравнивая кривые, представленные на рис.6.9, 6.10 и 6.11, можно прийти к выводу, что магнитное поле подавляет ток инжекции при любых приложенных напряжениях, но при развитии лавинного процесса в полупроводнике подавление тока происходит значительно сильнее.

По аналогии с коэффициентами GMR и TMR в [268,271–284], определим коэффициент инжекционного магнитосопротивления IMR соотношением [99, 100, 161, 162]

$$IMR = \frac{R(H) - R(0)}{R(0)} = \frac{j(0) - j(H)}{j(H)}, \quad (6.13)$$

где $R(0)$ и $R(H)$ сопротивления структуры гранулированная пленка / полупроводник без поля и в магнитном поле H , соответственно. Зависимости коэффициента IMR от магнитного поля H для структур SiO₂(Co)/GaAs (образцы 6, 7, 8) и TiO₂(Co)/GaAs (образцы 19, 20, 21) при приложенном напряжении $U = 35$ V до развития лавинного процесса представлены на рис.6.12 для случая магнитного поля, касательного к пленке. Для структуры SiO₂(Co)/GaAs с концентрацией Co 60 at.% наблюдается эффект насыщения IMR при больших H . При напряжении $U = 50$ V в магнитном поле $H = 23$ кЭ коэффициент IMR для этой структуры достигает значения 52 (5200%). Стоит отметить, что эффект магнитосопротивления для чистых образцов GaAs (без пленки SiO₂(Co)) в этих магнитных полях не наблюдался.

Коэффициент магнитосопротивления IMR для структуры SiO₂(Co)/GaAs (образец 4) с 71 at.% концентрацией Co при развитии лавинного процесса в полупроводнике при различных приложенных напряжениях показан на рис.6.13. Лавинный процесс начинается при $U = 52$ V. Зависимости сняты при комнатной температуре (21°C) в виде функции от магнитного поля H параллельного пленке. Коэффициент IMR увеличивается с ростом приложенного напряжения. При напряжении $U = 90$ V для этой структуры значение IMR достигает 1000 (10⁵ %) в поле $H = 19$ кОе. Эта величина на два - три порядка выше

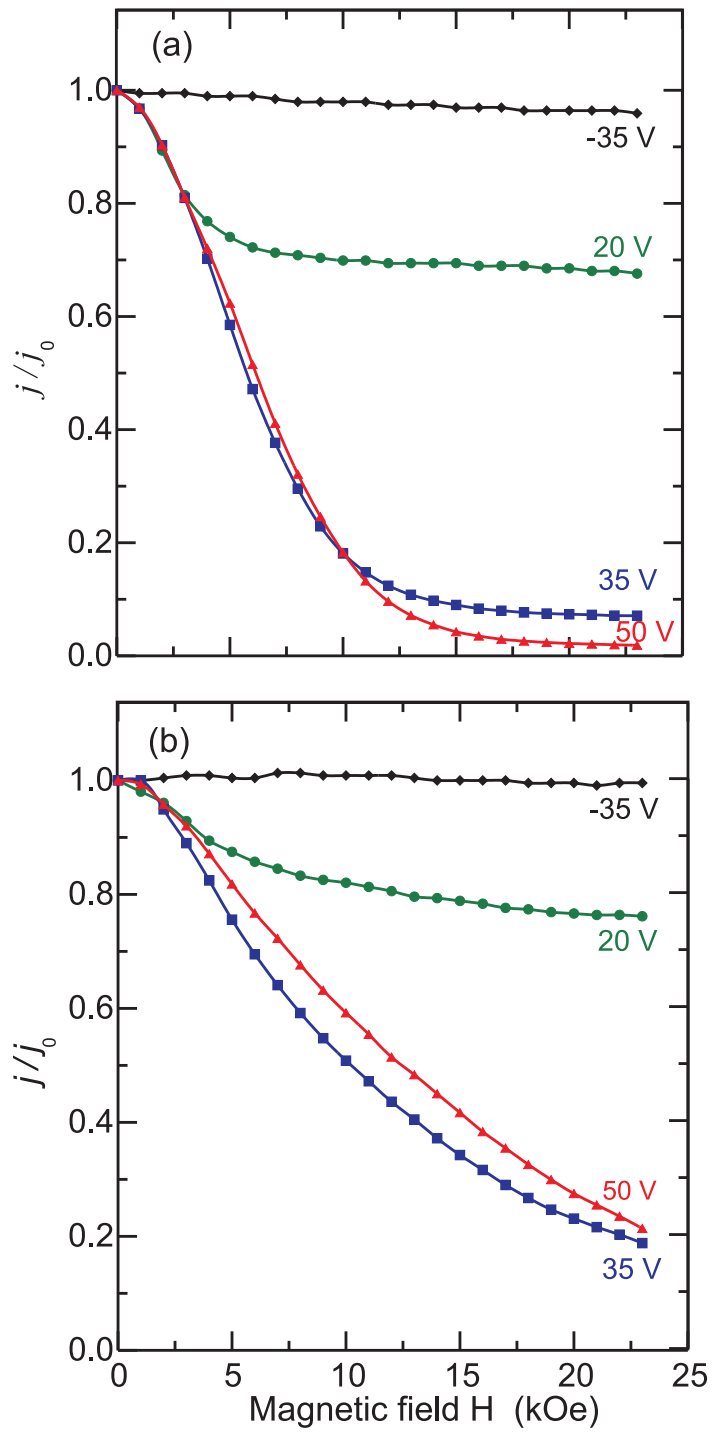


Рис. 6.10: Относительные изменения тока инжекции j/j_0 от магнитного поля H при разных приложенных напряжениях для структуры $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ (образец 7) с концентрацией Co 60 at.% (а) в касательном и (б) в перпендикулярном к пленке магнитных полях.

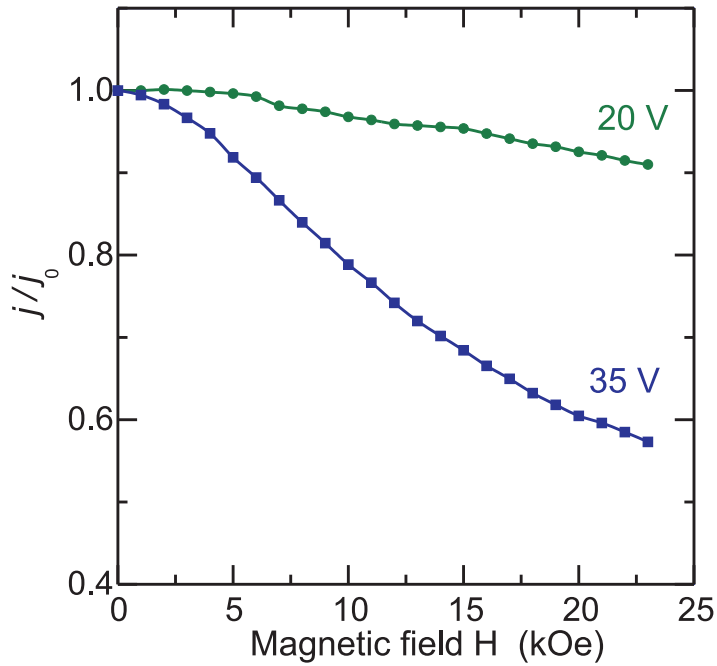


Рис. 6.11: Относительные изменения тока инжекции j/j_0 от магнитного поля H при разных приложенных напряжениях для структуры $\text{TiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ (образец 20) с концентрацией Co 55 at.% в касательном магнитном поле.

максимальных величин гигантского магнитосопротивления (GMR) в магнитных металлических мультислойных пленках и туннельного магнитосопротивления (TMR) в магнитных туннельных структурах.

Коэффициенты IMR для структур $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ (образцы 1-5) в зависимости от концентрации Co x в касательном поле $H = 20$ kOe при приложенном напряжении $U = 60$ V для противоположных направлений тока представлены на рис.6.14. Значение IMR имеет максимум для структур с концентрациями Co в диапазоне [54 - 71 at.%], когда электроны инжектируются из пленки $\text{SiO}_2(\text{Co})$ в GaAs . IMR уменьшается для структур с высокими ($x > 71$ at.%) и низкими ($x < 54$ at.%) концентрациями Co . Для противоположного направления тока, когда электроны дрейфуют из полупроводника в пленку $\text{SiO}_2(\text{Co})$, эффект магнитосопротивления значительно менее выражен.

Как можно видеть из рис.6.13 и 6.14, для структур $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ IMR эффект достигает больших значений при комнатной температуре. В противоположность этому, для структур $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{Si}$ значения магнитосопротивления очень малы, а собственное магнитосопротивление пленок $\text{SiO}_2(\text{Co})$ к тому же имеет отрицательные величины (рис.6.15). Магнитосопротивление (MR) пленок $\text{SiO}_2(\text{Co})$ определялось соотношением, аналогичным соотношению (6.13). Для структур $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{Si}$ (образцы 9-13) электроны инжектировались из гранулированной пленки в подложку Si . Принимая во внимание низкие значения удельного сопротивления Si , эксперименты проводились при напряжении $U = 3$ V. Соб-

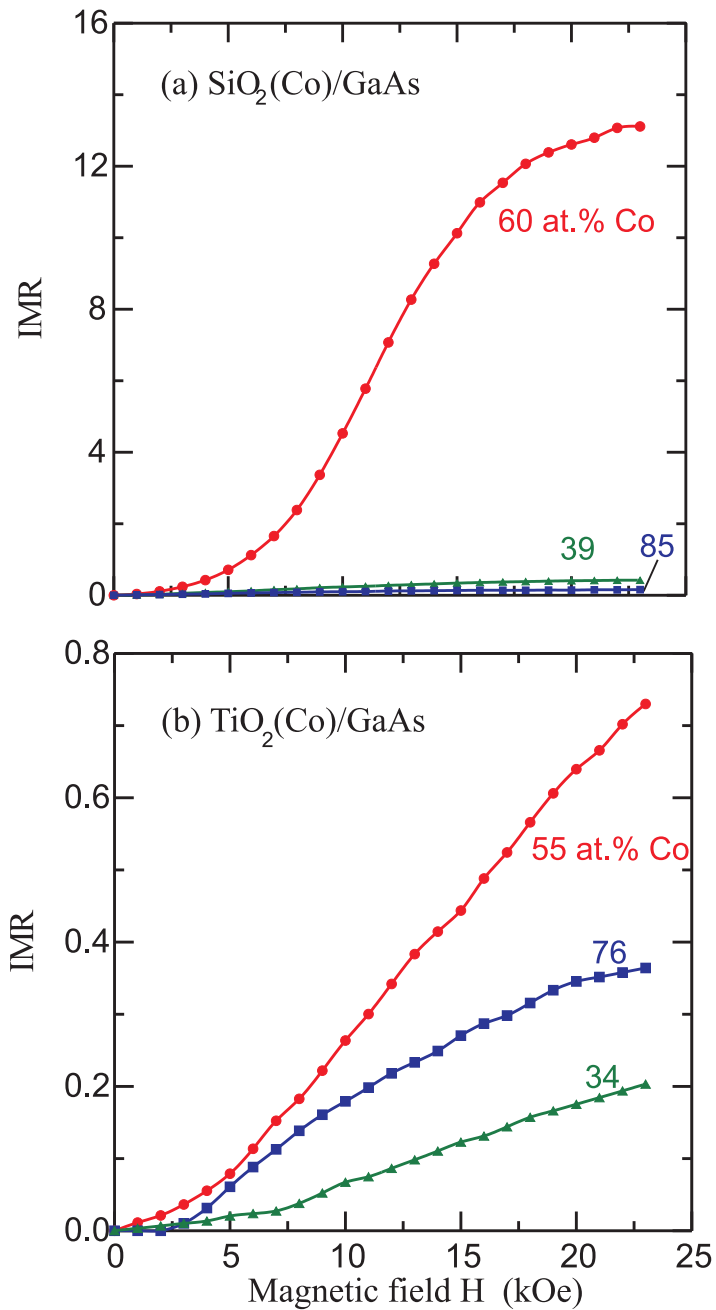


Рис. 6.12: Коэффициент инжекционного магнитосопротивления IMR при комнатной температуре в зависимости от магнитного поля H при напряжении $U = 35 \text{ V}$ для структур: (a) $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ с концентрациями Co 39 at.%, 60 at.% и 85 at.%; (b) $\text{TiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ с концентрациями Co 34 at.%, 55 at.% и 76 at.%. H параллельно поверхности пленки.

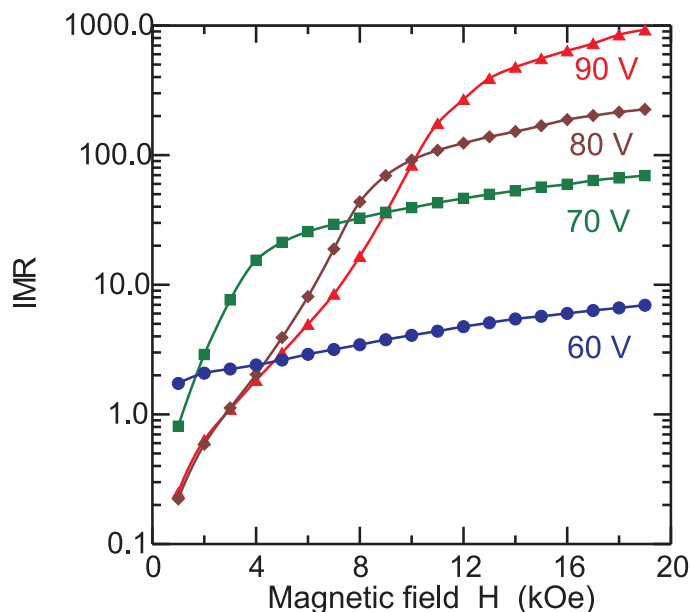


Рис. 6.13: Коэффициент инжекционного магнитосопротивления IMR в зависимости от магнитного поля H при комнатной температуре для структуры $SiO_2(Co)/GaAs$ (образец 4) с 71 at.% Co при развитии лавинного процесса. Приложенные напряжения $U = 60, 70, 80, 90$ V. Поле H параллельно поверхности пленки. Сплошные линии аппроксимируют экспериментальные значения.

Собственное магнитосопротивление пленок $SiO_2(Co)$ измерялось четырех-зондовым методом на постоянном токе на структурах $SiO_2(Co) / \text{кварц}$ (образцы 14-18) в current-in-plane геометрии при напряжении $U = 60$ V при комнатной температуре.

Температурные зависимости магнитосопротивления могут дать полезную информацию о природе магниторезистивного эффекта. На рис.6.16 представлены температурные зависимости собственного магнитосопротивления пленок $SiO_2(Co)$ с низким ($x = 38$ at.%, образец 14) и высоким ($x = 71$ at.%, образец 17) содержанием Co и зависимость магнитосопротивления структуры $SiO_2(Co, 71 \text{ at.}\%)/Si$ (образец 12) при инжекции электронов в полупроводник. Эксперименты проводились при напряжении $U = 60$ V в случае пленок $SiO_2(Co)$ и при $U = 3$ V для структур $SiO_2(Co)/Si$. Магнитное поле $H = 10$ kOe было параллельно поверхности пленки. Как можно заметить, с уменьшением температуры наблюдается рост абсолютного значения собственного магнитосопротивления пленок $SiO_2(Co)$. Для структур $SiO_2(Co)/Si$ уменьшение температуры приводит к смене знака магнитосопротивления.

Температурные зависимости IMR для структур $SiO_2(Co)/GaAs$ существенно отличаются от вышеприведенных температурных зависимостей структур $SiO_2(Co)/Si$ и пленок $SiO_2(Co)$. Они имеют характер температурных пиков (рис.6.17 и 6.18). Температурная локализация пиков зависит от концентрации Co и может сдвигаться приложенным элект-

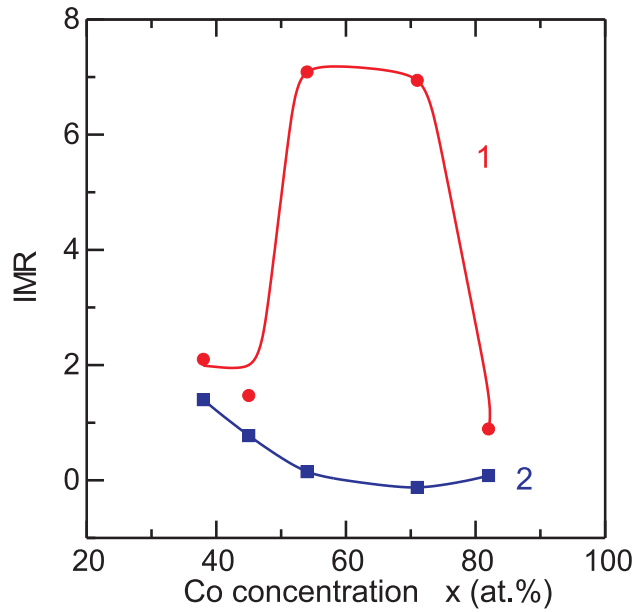


Рис. 6.14: Коэффициент магнитосопротивления IMR при комнатной температуре в зависимости от концентрации Co x для структур $SiO_2(Co)/GaAs$ в поле $H = 20$ кОе при напряжении $U = 60$ В для противоположных направлений тока. (1) Электроны инжектируются из пленки $SiO_2(Co)$ в $GaAs$, (2) электроны дрейфуют из $GaAs$ в пленку. H параллельно поверхности пленки $SiO_2(Co)$. Сплошные линии аппроксимируют экспериментальные значения.

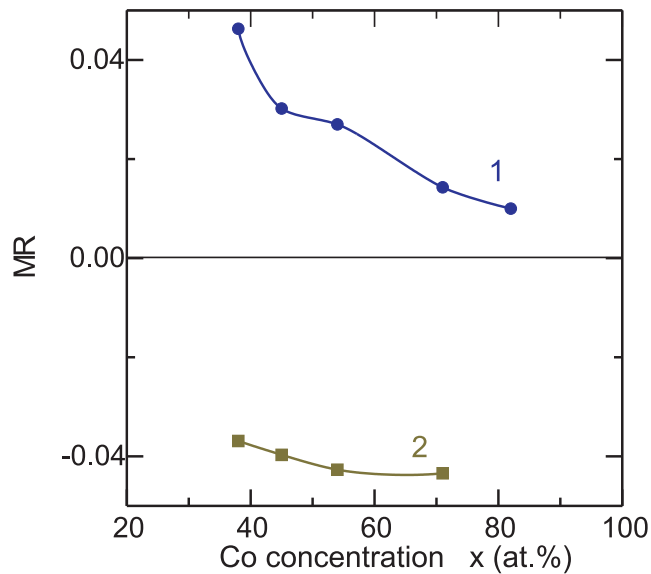


Рис. 6.15: Магнитосопротивление MR в зависимости от концентрации Co x для (1) структур $SiO_2(Co)/Si$ и для (2) пленок $SiO_2(Co)$ в касательном магнитном поле $H = 20$ кОе. Сплошные линии – аппроксимация экспериментальных значений.

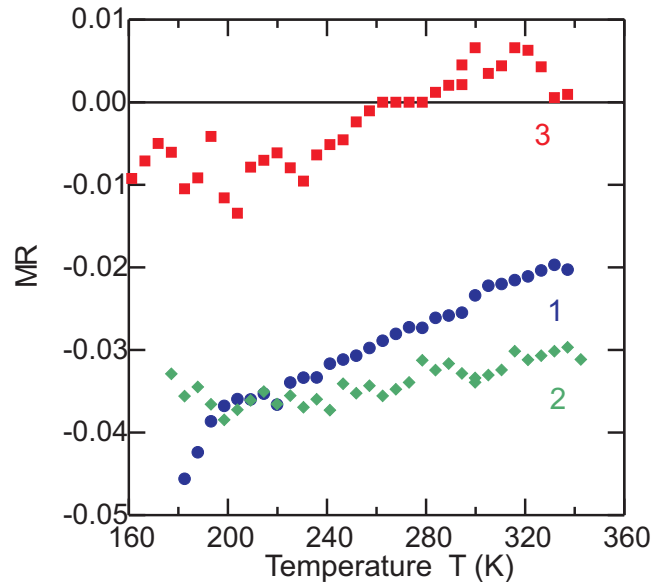


Рис. 6.16: Температурные зависимости магнитосопротивления MR для пленок $\text{SiO}_2(\text{Co})$ (1) с $x = 38 \text{ at.}\%$ Co, (2) с $x = 71 \text{ at.}\%$ Co и (3) для структуры $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{Si}$ с $x = 71 \text{ at.}\%$ Co в касательном магнитном поле $H = 10 \text{ kOe}$.

трическим полем. На рис.6.17 показаны температурные зависимости IMR для структуры $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ (образец 4) с 71 at.% Co при различных напряжениях для случая, когда электроны инжектируются из пленки в подложку GaAs. Увеличение напряжения U приводит к сдвигу пика в сторону больших температур. С ростом напряжения начинает развиваться лавинный процесс и происходит увеличение амплитуды пиков. Для структуры $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ с меньшим содержанием Co ($x = 38 \text{ at.}\%$, образец 1, рис.6.18) температурный пик IMR имеет большую ширину. Если электроны дрейфуют из GaAs в пленку $\text{SiO}_2(\text{Co})$, пик IMR локализован в большей температуре и его амплитуда мала.

6.3.2 Теоретическая модель

Объяснение эффекта инжекционного магнитосопротивления (IMR эффекта) основано на теоретической модели спин-зависимого потенциального барьера, который образуется в полупроводнике в обогащенном слое вблизи интерфейса с гранулированной пленкой [161, 162]. Магнитное поле увеличивает высоту барьера, что приводит к уменьшению протекающего тока и к IMR эффекту.

При развитии лавинного процесса в полупроводнике роль спин-зависимого потенциального барьера повышается в результате механизма положительной обратной связи, присущей лавинному процессу, и образованию электрического доменного слоя с большой напряженностью электрического поля вблизи области барьера. По этой причине величины магнитосопротивления становятся больше. В результате ударной ионизации, запускаемой

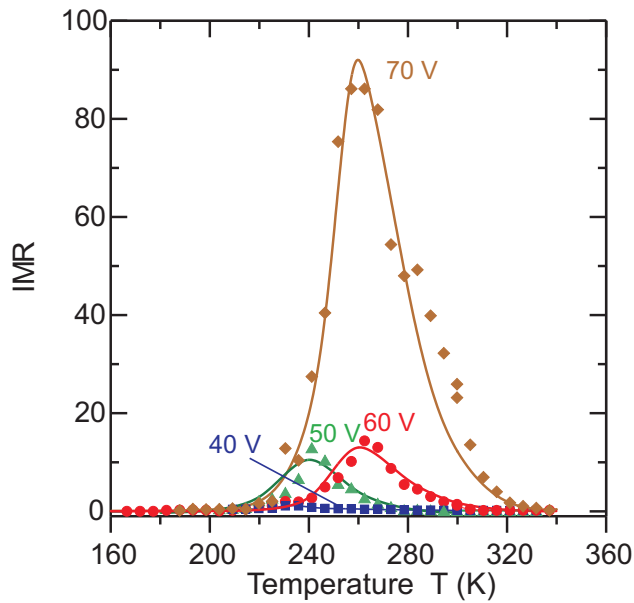


Рис. 6.17: Температурные зависимости инжекционного магнитосопротивления IMR для структуры $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ с $x = 71$ at.% Co в касательном магнитном поле $H = 10$ kOe при приложенных напряжениях $U = 40, 50, 60, 70$ V. Сплошные линии – теоретические кривые.

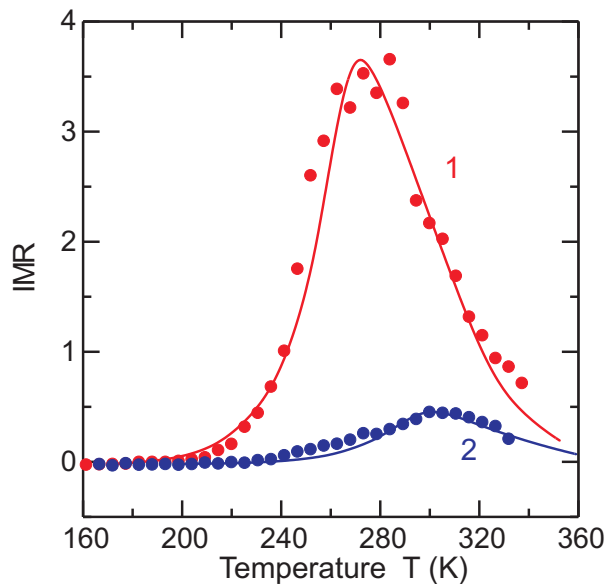


Рис. 6.18: Температурные зависимости магнитосопротивления IMR для структуры $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ с $x = 38$ at.% Co в касательном магнитном поле $H = 10$ kOe при напряжении $U = 60$ V. (1) Электроны инжектируются из пленки $\text{SiO}_2(\text{Co})$ в GaAs, (2) электроны дрейфуют из GaAs в гранулированную пленку. Сплошные линии – теоретические кривые.

прошедшими через барьер электронами, образуются дырки, которые двигаются в направлении барьера и аккумулируются в его области. Присутствие дырок в области барьера понижает его высоту, что увеличивает электронный ток, проходящий через барьер. Рост электронного тока, в свою очередь, повышает концентрацию дырок в барьерной области. Таким образом, благодаря сформировавшейся положительной обратной связи, незначительные вариации высоты и прозрачности барьера приводят к большим изменениям протекающего тока. Наступлению лавинного процесса в GaAs способствует междолинный переход электронов, прошедших через барьер, и резкое уменьшение их подвижности. В результате этого образуется электрический доменный слой с большой напряженностью электрического поля вблизи области барьера. Такое перераспределение электрического поля уменьшает порог наступления лавинного процесса, делая его более вероятным в слое с сильным электрическим полем.

Приложенное магнитное поле уменьшает прозрачность барьера и увеличивает его высоту, следствием чего является перераспределение электрического поля в полупроводнике. Учитывая положительную обратную связь, совместное действие этих факторов (увеличение высоты барьера и перераспределение электрического поля) приводит к уменьшению количества дырок в области барьера, к подавлению ударной ионизации и к большим величинам IMR. Рассмотрим формирование обогащенного слоя в полупроводнике вблизи интерфейса, спин-зависимый потенциальный барьер, перераспределение электрического поля, лавинный процесс и IMR эффект, обусловленный изменениями характеристик барьера.

Гамильтониан

Для построения теоретической модели формирования обогащенного слоя в полупроводнике, спин-зависимого потенциального барьера и IMR эффекта рассмотрим гетероструктуру ферромагнетик / полупроводник (FM/SC). Для определенности предположим, что ферромагнитные свойства в FM образуются d -электронами. В гетероструктуре FM/SC разница химических потенциалов $\Delta\mu = \mu_{FM} - \mu_{SC}$ между FM и SC определяет изгиб зоны проводимости полупроводника (рис.6.19). Будем полагать, что $\Delta\mu > 0$ и в SC образуется обогащенный электронный слой. d -электроны в FM на интерфейсе и электроны обогащенного слоя в SC связаны между собой обменным взаимодействием $J_0(\vec{r} - \vec{R})$, где \vec{r} обозначает координату электрона в SC и \vec{R} является координатой d -электрона в FM. Гамильтониан модели запишется в форме

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_e + \mathcal{H}_{ed} + \mathcal{H}_\varphi + \mathcal{H}_s,$$

где

$$\mathcal{H}_e = \sum_{\alpha} \int \Psi_{\alpha}^{\dagger}(\vec{r}) \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta - \mu - e\varphi(\vec{r}) \right] \Psi_{\alpha}(\vec{r}) d\vec{r}$$

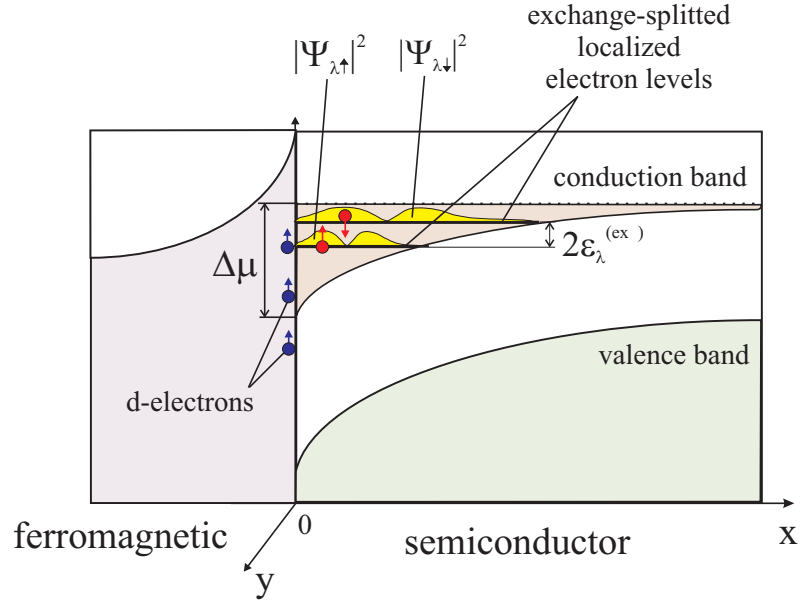


Рис. 6.19: Электронная зонная структура в области контакта ферромагнетик / полупроводник.

гамильтониан электронов с массой m и зарядом e в SC в электрическом поле с потенциалом $\varphi(\vec{r})$. μ – химический потенциал. $\Psi_{\alpha}^{+}(\vec{r}) = \sum_{\lambda} \psi_{\lambda}^{*}(\vec{r}) a_{\lambda\alpha}^{+}$, $\Psi_{\alpha}(\vec{r}) = \sum_{\lambda} \psi_{\lambda}(\vec{r}) a_{\lambda\alpha}$ – вторично-квантованные волновые функции электронов со спином $\alpha = \uparrow, \downarrow$. $a_{\lambda\alpha}^{+}$, $a_{\lambda\alpha}$ – ферми-операторы рождения и уничтожения электрона с волновой функцией $\psi_{\lambda}(\vec{r})$ с мультииндексом λ .

$$\mathcal{H}_{ed} = - \sum_{\vec{R}} \int J_0(\vec{r} - \vec{R}) (\vec{S}(\vec{R}), \vec{\sigma}(\vec{r})) d\vec{r}$$

гамильтониан обменного взаимодействия между электронами SC со спиновой плотностью $\vec{\sigma}(\vec{r})$ и d -электронами FM со спином $\vec{S}(\vec{R})$. Векторный оператор спиновой плотности $\vec{\sigma}(\vec{r})$ определяется операторами $\Psi_{\alpha}(\vec{r})$, $\Psi_{\alpha}^{+}(\vec{r})$

$$\sigma_x(\vec{r}) = \Psi_{\uparrow}^{+}(\vec{r}) \Psi_{\downarrow}(\vec{r}) + \Psi_{\downarrow}^{+}(\vec{r}) \Psi_{\uparrow}(\vec{r})$$

$$\sigma_y(\vec{r}) = -i \Psi_{\uparrow}^{+}(\vec{r}) \Psi_{\downarrow}(\vec{r}) + i \Psi_{\downarrow}^{+}(\vec{r}) \Psi_{\uparrow}(\vec{r})$$

$$\sigma_z(\vec{r}) = \Psi_{\uparrow}^{+}(\vec{r}) \Psi_{\uparrow}(\vec{r}) - \Psi_{\downarrow}^{+}(\vec{r}) \Psi_{\downarrow}(\vec{r}).$$

Гамильтониан

$$\mathcal{H}_{\varphi} = - \frac{1}{8\pi} \int [\nabla \varphi(\vec{r})]^2 d\vec{r}$$

описывает внутреннее классическое электрическое поле с потенциалом $\varphi(\vec{r})$.

\mathcal{H}_s – гамильтониан взаимодействия между спинами $\vec{\sigma}(\vec{r})$, $\vec{S}(\vec{R})$ и магнитным полем \vec{H}

$$\mathcal{H}_s = -g\mu_B \sum_{\vec{R}} (\vec{H}, \vec{S}(\vec{R})) - g\mu_B \int (\vec{H}, \vec{\sigma}(\vec{r})) d\vec{r},$$

где g и μ_B – фактор Ланде и магнетон Бора, соответственно.

Для определения эффективного обменного взаимодействия между спинами $\vec{S}(\vec{R})$ d -электронов FM и спинами $\vec{\sigma}^{(in)}(\vec{r})$ инжектированных электронов с волновой функцией $\psi_\alpha^{(in)}(\vec{r})$ ($\alpha = \uparrow, \downarrow$) и нахождения спин-зависимого потенциального барьера использована температурная диаграммная техника [7, 196]. Для нахождения барьера необходимо рассмотреть формирование обогащенного электронного слоя в полупроводнике.

Формирование обогащенного электронного слоя

В приближении самосогласованного поля диаграммного разложения электроны зоны проводимости SC и внутреннее электрическое поле описываются следующими уравнениями.

(1) Будем предполагать, что электроны в SC свободно распространяются вдоль интерфейса. Тогда уравнение для части электронной волновой функции в SC, описывающей нормальную к интерфейсу часть (вдоль оси Ox), имеет вид

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} - e\varphi(x) \right] \chi_\nu(x) = \varepsilon_\nu^{(0)} \chi_\nu(x), \quad (6.14)$$

где $\psi_\lambda(\vec{r}) = V^{-1/2} \chi_\nu(x) \exp(iq_y y + iq_z z)$ – электронная волновая функция в объеме V SC с мультииндексом $\lambda = (\nu, q_y, q_z)$ и энергией $\varepsilon_\lambda = \varepsilon_\nu^{(0)} + \hbar^2(q_y^2 + q_z^2)/2m$.

(2) Уравнение для внутреннего самосогласованного электрического поля

$$\Delta\varphi(\vec{r}) = 4\pi e \left\{ \sum_{\lambda, \omega_n} [G_{\lambda\uparrow\uparrow}(\vec{r}, \vec{r}, \omega_n) + G_{\lambda\downarrow\downarrow}(\vec{r}, \vec{r}, \omega_n) - G_{\lambda\uparrow\uparrow}^{(0)}(\vec{r}, \vec{r}, \omega_n) - G_{\lambda\downarrow\downarrow}^{(0)}(\vec{r}, \vec{r}, \omega_n)] \right\}, \quad (6.15)$$

где

$$G_{\lambda\alpha_1\alpha_2}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \omega_n) = \frac{\psi_\lambda^*(\vec{r}_1)\psi_\lambda(\vec{r}_2)\delta_{\alpha_1\alpha_2}}{\beta(i\hbar\omega_n - E_{\lambda\alpha_1} + \mu)}, \quad (6.16)$$

– электронные функции Грина (рис. 6.20(а)), $\beta = 1/kT$, k – постоянная Больцмана, T – температура, $\hbar\omega_n = (2n + 1)\pi/\beta$, n – целое число,

$$E_{\lambda\alpha} = \varepsilon_\lambda \mp \varepsilon_\lambda^{(ex)}. \quad (6.17)$$

a.

$$\mathbf{G}_{\lambda,\uparrow\uparrow}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega_n) = \begin{array}{c} \text{---} \triangleright \text{---} \\ r_1 \qquad r_2 \end{array}$$

$$\mathbf{G}_{\lambda,\downarrow\downarrow}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega_n) = \begin{array}{c} \text{---} \blacktriangleright \text{---} \\ r_1 \qquad r_2 \end{array}$$

b.

$$\beta J_0(\mathbf{r}-\mathbf{R}) = \begin{array}{c} \text{~~~~~} \\ r \qquad R \end{array}$$

$$\beta \mathcal{J}^{eff}(\mathbf{r}, \mathbf{R}, \omega_n) = \text{~~~~~} + \begin{array}{c} \text{~~~~~} \circlearrowleft \text{~~~~~} \\ \text{~~~~~} \circlearrowright \text{~~~~~} \end{array} + \begin{array}{c} \text{~~~~~} \circlearrowleft \text{~~~~~} \\ \text{~~~~~} \circlearrowright \text{~~~~~} \end{array}$$

Рис. 6.20: (а) Температурные электронные функции Грина со спином \uparrow и \downarrow . (б) Затравочное и эффективное обменное взаимодействие.

Верхний знак в уравнении (6.17) соответствует $\alpha = \uparrow$; нижний знак $\alpha = \downarrow$. Энергия $\varepsilon_\lambda^{(ex)}$ определяется гамильтонианом обменного взаимодействия \mathcal{H}_{ed} в самосогласованном приближении

$$\varepsilon_\lambda^{(ex)} = - \sum_{\vec{R}} \int J_0(\vec{r} - \vec{R}) (\langle \vec{S}(\vec{R}) \rangle_0, \langle \vec{\sigma}(\vec{r}) \rangle_0) d\vec{r}. \quad (6.18)$$

$\langle \vec{S}(\vec{R}) \rangle_0$ и $\langle \vec{\sigma}(\vec{r}) \rangle_0$ – статистически усредненный спин d -электрона в FM и спиновая плотность электрона в SC, соответственно. $G_{\lambda\alpha\alpha}^{(0)}$ – электронные функции Грина в SC без FM в отсутствие электрического поля.

(3) К вышеприведенным уравнениям необходимо добавить соотношение между химическим потенциалом μ и концентрацией электронов n_0 в изолированном SC

$$n_0 = \frac{8\pi e}{V} \sum_{\vec{q}=(q_x, q_y, q_z)} n_F[\beta(\hbar^2|\vec{q}|^2/2m - \mu)]. \quad (6.19)$$

где $n_F(a) = [\exp(a) + 1]^{-1}$.

Уравнения (6.14), (6.15), (6.19) являются системой уравнений с неизвестными: волновой функцией $\chi_\nu(x)$, энергией $\varepsilon_\nu^{(0)}$, электрическим потенциалом $\varphi(x)$ и химическим потенциалом μ в SC. Принимая во внимание, что на интерфейсе гетероструктуры ($x = 0$) потенциал $\varphi(x)$ определяется разностью химических потенциалов $\Delta\mu$ между SC и FM, $\varphi(0) = \Delta\mu/e$, и что на большом расстоянии от интерфейса, когда $x \rightarrow \infty$, потенциал $\varphi(x)$ стремится к нулю, уравнения (6.14), (6.15), (6.19) могут быть решены численно. Потенциал $\varphi(x)$ определяет распределение электрического поля в обогащенном слое, а волновые функции $\chi_\nu(x)$ и энергии $\varepsilon_\nu^{(0)}$ дают информацию о локализованных электронных состояниях в этом слое.

Эффективное обменное взаимодействие и спин-зависимый потенциальный барьер

Эффективное обменное взаимодействие и спин-зависимый потенциальный барьер для инжектированных электронов найдены в следующем приближении диаграммного разложения. Это однопетлевое приближение относительно затравочного обменного взаимодействия $J_0(\vec{r}-\vec{R})$ (рис. 6.20(b)). В этом приближении учитываются решения уравнений (6.14), (6.15), (6.19), сделанные в приближении самосогласованного поля, и находится эффективное обменное взаимодействие

$$J^{(\text{eff})}(\vec{r}, \vec{R}, \omega_n) = J_0(\vec{r} - \vec{R}) + J_1(\vec{r}, \vec{R}, \omega_n),$$

где взаимодействие J_1 имеет вид

$$\begin{aligned} J_1(\vec{r}, \vec{R}, \omega_n) = & -\beta \int \int J_0(\vec{r} - \vec{r}_1) \\ & \times \sum_{k, \lambda_1, \lambda_2} [G_{\lambda_1 \uparrow \uparrow}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \omega_k) G_{\lambda_2 \uparrow \uparrow}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \omega_k + \omega_n) \\ & + G_{\lambda_1 \downarrow \downarrow}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \omega_k) G_{\lambda_2 \downarrow \downarrow}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \omega_k + \omega_n)] \\ & \times J_0(\vec{r}_2 - \vec{R}) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \end{aligned} \quad (6.20)$$

В соотношении (6.20) функции Грина $G_{\lambda\alpha_1\alpha_2}$ (6.16) выражаются через волновые функции $\psi_\lambda(\vec{r})$, химический потенциал μ и энергию электрона $E_{\lambda\alpha}$ (6.17). Взаимодействие J_1 является взаимодействием RKKY-типа (Ruderman, Kittel, Kasuya, Yosida [348–350]). Спины электронов в обогащенном слое экранируют спины d -электронов в ФМ вблизи интерфейса. В результате экранирования короткодействующее затравочное взаимодействие $J_0(\vec{r}-\vec{R})$ преобразуется в дальнодействующее эффективное обменное взаимодействие $J^{(\text{eff})}(\vec{r}, \vec{R}, \omega_n)$, которое изменяет свой знак на некотором расстоянии от интерфейса (рис. 6.21). Для проведения численных расчетов было предположено, что затравочное обменное взаимодействие имеет вид $J_0(\vec{r}-\vec{R}) = J_0 \exp(-\xi|\vec{r}-\vec{R}|)$ в уравнениях (6.18), (6.20), где ξ – обратный радиус обменного взаимодействия и J_0 определяется кулоновским взаимодействием с d -электронами ФМ атомов [351]. Вычисления проведены при $\omega_n = 0$, $\vec{R} = 0$, $\xi = 10 \text{ nm}^{-1}$, $J_0 = 2 \text{ eV}$, $|\langle \vec{S}(\vec{R}) \rangle_0| = 1/2$, $|\langle \vec{\sigma}(\vec{r}) \rangle_0| = 1/2 |\psi_\lambda(\vec{r})|^2$, $\Delta\mu = 150 \text{ meV}$, $n_0 = 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ при $T = 300 \text{ K}$ для кубической кристаллической решетки ФМ с постоянной решетки $a = 0.23 \text{ nm}$. На расстоянии r_0 обменное взаимодействие J_1 имеет максимальное значение обратного знака. Если в обогащенном слое (квантовой яме) находится большое количество электронных уровней, расстояние r_0 может быть оценено как половина периода функции Рудермана-Киттеля, $r_0 \approx \frac{1}{2}(\pi/3n_s)^{1/3}$ [348–350], где n_s – электронная плотность на интерфейсе.

Для нахождения спин-зависимого потенциального барьера предположим, что магнитное поле \vec{H} параллельно оси Oz . Тогда высота барьера, сформированного эффективным

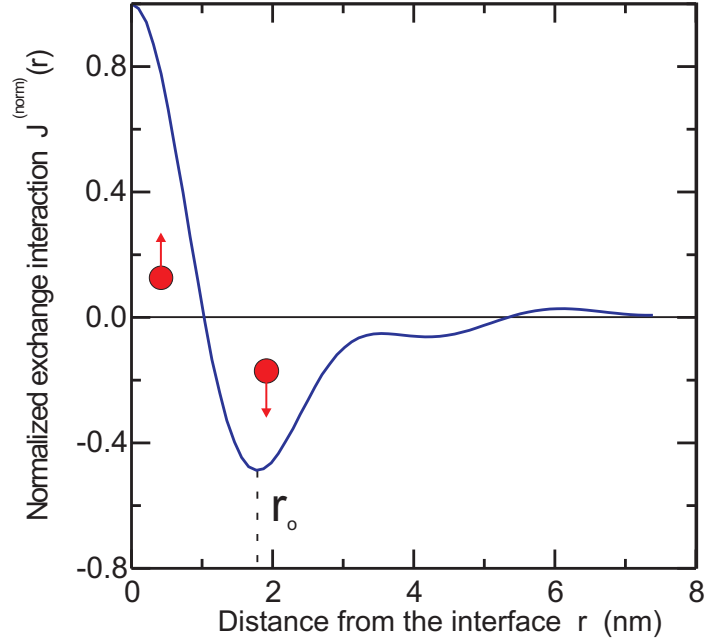


Рис. 6.21: Нормированное эффективное обменное взаимодействие $J^{(\text{norm})}(r) = J_1(\vec{r}, 0, 0)/J_1(0, 0, 0)$ для гетероструктуры с разностью химических потенциалов $\Delta\mu = 150$ meV и электронной концентрации $n_0 = 1 \times 10^{15}$ cm $^{-3}$ в SC при $T = 300$ K.

обменным взаимодействием, для инжектированных, двигающихся от интерфейса спин-поляризованных электронов определится соотношением

$$W = \sum_{\vec{R}} \int \langle \sigma_z^{(in)}(\vec{r}) \rangle J^{(\text{eff})}(\vec{r}, \vec{R}, 0) \langle S_z(\vec{R}) \rangle_0 d\vec{r}, \quad (6.21)$$

где $\langle \sigma_z^{(in)}(\vec{r}) \rangle = \langle \psi_{\uparrow}^{(in)*}(\vec{r}) \psi_{\uparrow}^{(in)}(\vec{r}) - \psi_{\downarrow}^{(in)*}(\vec{r}) \psi_{\downarrow}^{(in)}(\vec{r}) \rangle$ – z -проекция статистически усредненного спина инжектированного электрона и $\langle S_z(\vec{R}) \rangle_0$ – z -проекция статистически усредненного спина d -электрона в положении \vec{R} на интерфейсе. При вычислении W предполагалось, что спиновая плотность имеет вид $\langle \sigma_z^{(in)}(\vec{r}) \rangle = 1/2 \cdot \delta(r - r_0)$. Найдено, что, если обогащенный слой наряду с нелокализованными состояниями имеет локализованные по оси x электронные состояния $\chi_{\nu}(x)$, которые определяются уравнением (6.14), то эти состояния дают наибольший вклад в обменное взаимодействие J_1 в уравнении (6.20) и в высоту потенциального барьера W (6.21). Максимум высоты барьера наблюдается, когда обогащенный слой имеет два подуровня обменно-расщепленного локализованного электронного состояния (рис. 6.19). Обменно-расщепленные локализованные состояния имеют наибольшие значения обменной энергии $\varepsilon_{\lambda}^{(\text{ex})}$ (6.18) по сравнению с нелокализованными состояниями, что приводит к большим величинам высоты барьера W (6.21). Если обогащенный слой не имеет локализованных состояний, высота барьера W резко падает.

Зависимости W от разности химических потенциалов $\Delta\mu$ и температуры найдены в [162] и представлены на рис. 6.22 и рис. 6.23. На рис. 6.22 показана зависимость вы-

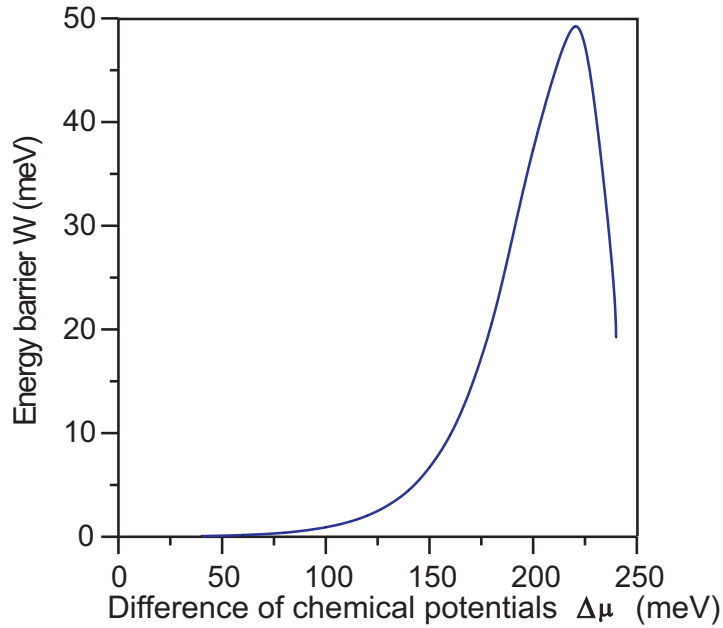


Рис. 6.22: Величина потенциального барьера W от разности химических потенциалов $\Delta\mu$ в структуре FM / SC при $T = 300$ К. Концентрация электронов n_0 в SC равна $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

соты барьера W от $\Delta\mu$ при температуре $T = 300$ К при концентрации электронов в SC $n_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Высота барьера имеет максимум при $\Delta\mu = 220 \text{ meV}$. Максимум обусловлен существованием обменно-расщепленного локализованного электронного состояния в обогащенном слое. Если разность $\Delta\mu$ мала, то обогащенный слой является мелким и широким. Это приводит к малым величинам электронных концентраций на интерфейсе и малым значениям барьера W . С увеличением $\Delta\mu$ растет экранирование интерфейса электронами и квантовая яма обогащенного слоя становится глубже и тоньше. При наличии в квантовой яме локализованных состояний высота барьера W растет. При $\Delta\mu = 220 \text{ meV}$ остается одно обменно-расщепленное локализованное электронное состояние. Если разность $\Delta\mu$ больше 220 meV , обогащенный слой утоньшается настолько, что в нем остаются только нелокализованные электронные состояния и не существуют локализованных состояний. Величина W падает. Для максимальной величины барьера концентрация электронов на интерфейсе составляет $0.66 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Температурные зависимости потенциального барьера W представлены на рис. 6.23 для структуры FM / SC с концентрацией электронов $n_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ (при $T = 300$ К) в SC для различных значений разности химических потенциалов $\Delta\mu$. С увеличением температуры растет концентрация электронов на интерфейсе, что приводит к росту W . При определенной температуре величина W достигает максимума с обменно-расщепленным локализованным электронным состоянием в обогащенном слое. Дальнейшее повышение температуры приводит к росту концентрации электронов на интерфейсе, утоньшению обогащенного слоя и исчезновению локализованных электронных состояний. В результате этого высота

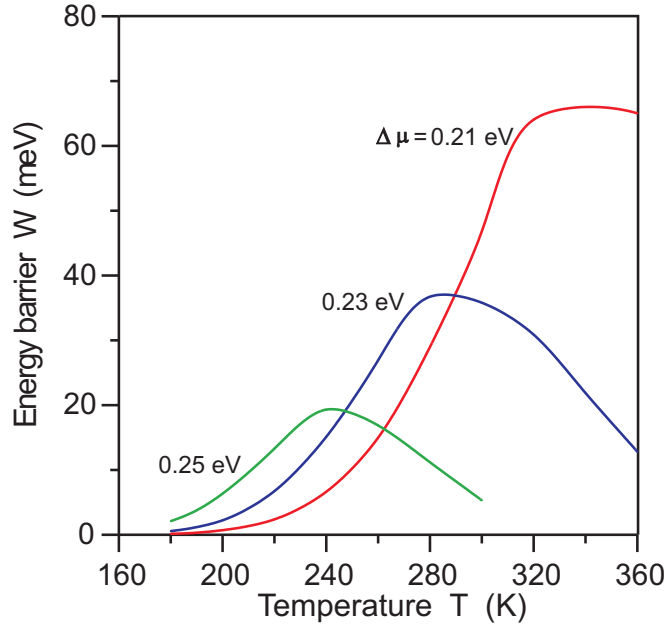


Рис. 6.23: Температурные зависимости потенциального барьера W для структуры FM / SC для различных значений разности химических потенциалов $\Delta\mu = 0.21, 0.23, 0.25$ eV. Концентрация электронов n_0 в SC равна $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ при $T = 300$ K.

потенциального барьера падает.

Влияние локализованных состояний на прохождение тока через спин-зависимый барьер

В предыдущем разделе было найдено, что в квантовой яме (обогащенном электронном слое), расположенной в полупроводнике и соприкасающейся с ферромагнетиком, образуются обменно-расщепленные локализованные состояния и спины $d(f)$ -электронов ферромагнитных ионов экранируются спинами электронов, находящихся в яме. Спиновая экранировка осуществляется таким образом, что в квантовой яме образуются слои с антипараллельным направлением спинов (рис. 6.24). Когда электрон, инжектированный из ферромагнетика, проходит над ямой, он испытывает взаимодействие со спинами электронов, экранирующих ферромагнитные $d(f)$ -ионы. Проходящий над ямой электрон будет преодолевать участки с разной спиновой ориентацией – возникает спин-зависимый барьер. В прямоугольной яме при достаточно большой концентрации электронов период спиновых осцилляций в первом приближении можно описать функцией Рудермана-Киттеля [348]

$$F(x) = \frac{2q_s x \cos(2q_s x) - \sin(2q_s x)}{(2q_s x)^4},$$

где $q_s = (3\pi^2 n_s)^{1/3}$, n_s - концентрация электронов в яме.

Если эффективное обменное взаимодействие $J^{(\text{eff})}$ между $d(f)$ -электронами и элек-

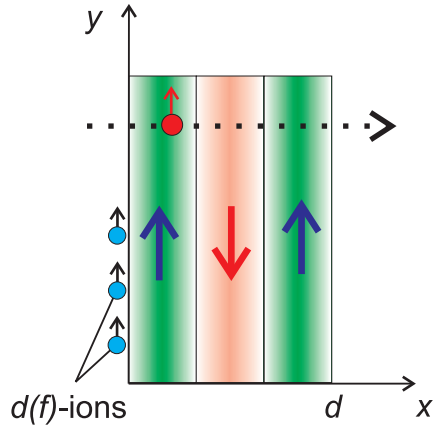


Рис. 6.24: Прохождение электрона над спин-зависимым барьером, образованным спинами электронов в $2D$ квантовой яме шириной d . Эффективное обменное взаимодействие между $d(f)$ -электронами и электронами в яме $J^{(\text{eff})} < 0$.

тронами в яме незначительно, то спин-зависимый барьер оказывает слабое влияние на спиновую поляризацию инжектированных электронов. Существенного усиления действия спин-зависимого барьера можно достичь, если в квантовой яме локализованные обменно-расщепленные уровни (2D-зоны) расположены вблизи потолка ямы. В этом случае рассеяние электронов назад будет зависеть от спинового состояния набегающих и локализованных на верхнем уровне электронов. Рассеянные назад электроны в зависимости от их спина локализуются в яме на разных обменно-расщепленных уровнях с разными временами нахождения электронов на этих уровнях. Дополнительные электроны в яме приводят к электростатическому отталкиванию последующих инжектированных электронов, усиливая спин-зависимые свойства барьера.

Рассмотрим более подробно процесс рассеяния назад на локализованных обменно-расщепленных уровнях в квантовой яме (рис. 6.25). Для выяснения основных зависимостей рассмотрим рассеяние на верхнем уровне a прямоугольной ямы. При рассеянии пролетающего электрона на локализованном электроне пренебрежем частью волновой функции локализованного электрона вне ямы.

Волновая функция электрона $\psi(x, \sigma_u)$ на локализованном уровне a состоит из координатной части $u(x)$ и спиновой части $\chi_u(\sigma_u)$ ($\sigma_u = \uparrow, \downarrow$): $\psi(x, \sigma_u) = u(x)\chi_u(\sigma_u)$. В квазиклассическом приближении [131]) координатная часть волновой функции внутри ямы имеет вид

$$u(x) = \frac{C_u}{\sqrt{|k|}} \sin(kx + \pi/4), \quad (6.22)$$

где $k = \sqrt{2mU}/\hbar = \pi(n + 1/2)/d$, m - масса электрона, U - энергия, отсчитанная от дна ямы, d - ширина ямы, C_u - нормировочный коэффициент, $n = 0, 1, 2, \dots$ - номер уровня.

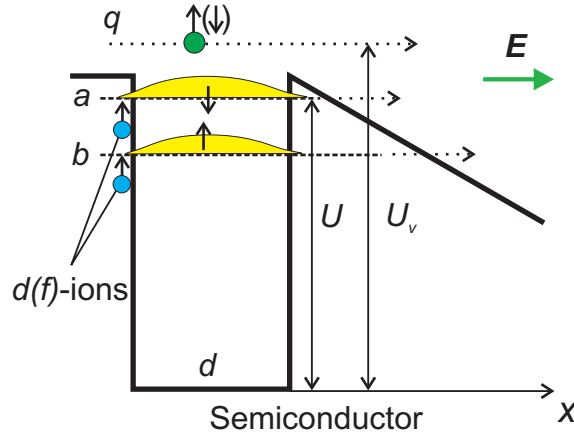


Рис. 6.25: Процесс рассеяния назад инжектированного электрона на обменно-расщепленных уровнях в квантовой яме. E - приложенное электрическое поле.

Волновая функция электрона, пролетающего над ямой, является произведением пространственной $v(x)$ и спиновой $\chi_v(\sigma_v)$ частей

$$\varphi(x, \sigma_v) = v(x)\chi_v(\sigma_v),$$

где

$$v(x) = \frac{C_v}{\sqrt{|q|}} \exp(iqx), \quad (6.23)$$

$q = \sqrt{2mU_v}/\hbar$, U_v - энергия, отсчитанная от дна ямы, C_v - нормировочный коэффициент.

При взаимодействии $W(x)$ пролетающего электрона с локализованным электроном в яме вероятность рассеяния электрона назад в единицу времени в первом приближении по $W(x)$ равна [131])

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \Phi_{out} | W | \Phi_{in} \rangle|^2 \eta(E_{out}), \quad (6.24)$$

где $\eta(E_{out})$ - число конечных состояний, приходящихся на единичный интервал энергии, $\langle \Phi_{out} |$ и $|\Phi_{in} \rangle$ - волновые функции системы, состоящей из проходящего и локализованного электронов.

Если электроны образуют синглетное спиновое состояние ($\sigma_u = \uparrow$, $\sigma_v = \downarrow$ или $\sigma_u = \downarrow$, $\sigma_v = \uparrow$), то координатные части волновых функций системы имеют вид

$$\Phi_{in}(x_1, x_2) = u(x_1)v(x_2) + u(x_2)v(x_1),$$

$$\Phi_{out}(x_1, x_2) = u(x_1)\bar{v}(x_2) + u(x_2)\bar{v}(x_1),$$

где $\bar{v}(x)$ - волновая функция отраженного электрона, описывающегося функцией (6.23) с заменой $q \rightarrow -q$. Вероятность рассеяния электрона назад (6.24) равна

$$P_S = \frac{8\pi\eta(E_{out})}{\hbar} |A + B|^2, \quad (6.25)$$

где

$$A = \int_0^d u^*(x_1)\bar{v}^*(x_2)W(x_1 - x_2)u(x_1)v(x_2) dx_1 dx_2,$$

$$B = \int_0^d u^*(x_2)\bar{v}^*(x_1)W(x_1 - x_2)u(x_1)v(x_2) dx_1 dx_2,$$

Если при рассеянии образуется триплетное спиновое состояние ($\sigma_u = \uparrow, \sigma_v = \uparrow$ или $\sigma_u = \downarrow, \sigma_v = \downarrow$), то координатные части волновых функций равны

$$\Phi_{in}(x_1, x_2) = u(x_1)v(x_2) - u(x_2)v(x_1),$$

$$\Phi_{out}(x_1, x_2) = u(x_1)\bar{v}(x_2) - u(x_2)\bar{v}(x_1)$$

и вероятность рассеяния электрона назад (6.24) представляется в виде

$$P_T = \frac{8\pi\eta(E_{out})}{\hbar} |A - B|^2. \quad (6.26)$$

Величины A и B , входящие в вероятности рассеяния P_S (6.25) и P_T (6.26), являются функциями от волнового вектора q и номера уровня, связанного с k соотношением $kd = \pi(n+1/2)$. Учитывая вид волновых функций (6.22), (6.23), при постоянном взаимодействии W они будут равны

$$A = \frac{C_u^2 C_v^2 W (kd + 1)}{4ik^2 q^2} [\exp(2iqd) - 1]$$

$$B = \frac{C_u^2 C_v^2 W}{2kq(k^2 - q^2)^2} [(-1)^n \exp(iqd)(iq + k) - (iq - k)]^2.$$

На (рис. 6.26) представлены вероятности синглетного и триплетного рассеяния назад в зависимости от разности $\Delta qd = (q - k)d$. Вероятности рассеяния нормированы на величину синглетного рассеяния P_S на уровне с номером $n = 0$ при $q = k$. Необходимо отметить, что вероятность синглетного рассеяния назад выше вероятности триплетного рассеяния. При рассеянии на первом уровне ($n = 0$) при волновом векторе рассеянного электрона $q \rightarrow k = \pi/2d$

$$\frac{P_S}{P_T} \rightarrow \left(\frac{\pi + 3}{\pi + 1} \right)^2 = 2.20.$$

Вероятность рассеяния резко падает с увеличением энергии проходящего над ямой электрона и, соответственно, с увеличением Δqd . Наибольшая величина рассеяния наблюдается на первом уровне с номером $n = 0$.

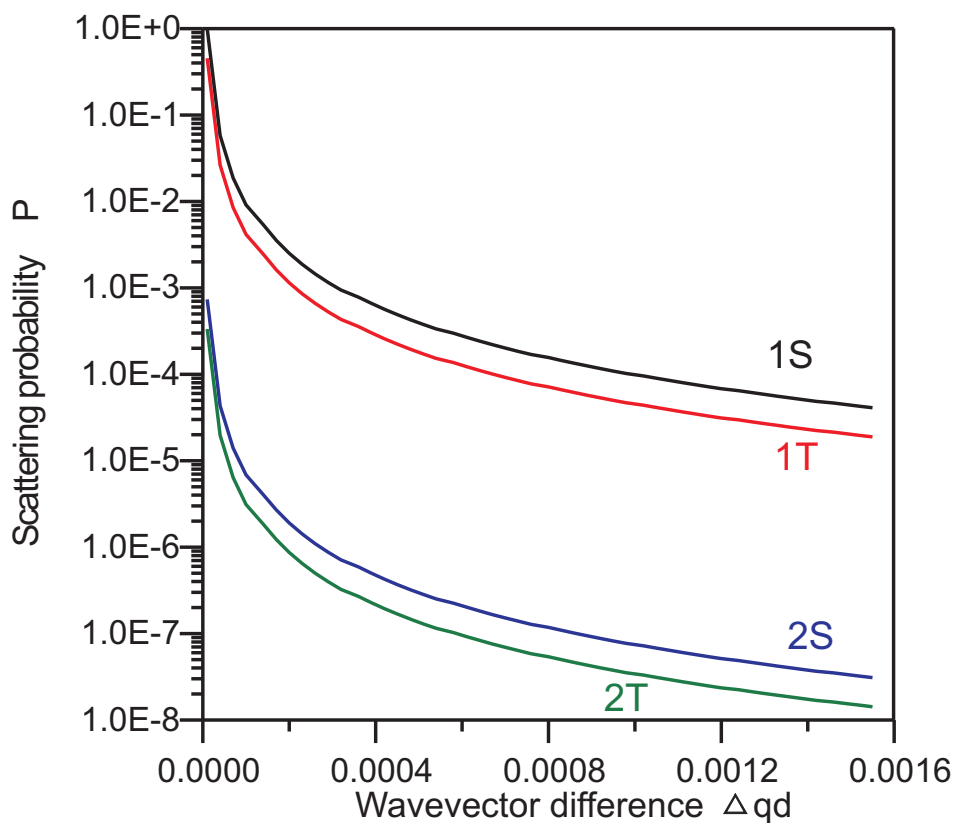


Рис. 6.26: Вероятности синглетного и триплетного рассеяния назад электрона, проходящего над квантовой ямой, в зависимости от разности $\Delta qd = (q - k)d$, где d - ширина ямы, q - волновой вектор проходящего электрона, $k = \pi(n + 1/2)/d$, n - номер уровня. 1S, 1T - синглетное и триплетное рассеяние на первом уровне ($n = 0$), 2S, 2T - синглетное и триплетное рассеяние на втором уровне ($n = 1$).

Если уровень Ферми находится ниже уровней ямы и, соответственно, при конечной температуре уровни частично заполнены электронами, то рассеянный назад электрон в зависимости от его спина падает на разные уровни. Если время спиновой релаксации достаточно велико, то при синглетном рассеянии электрон опускается на уровень b , имеющий противоположную спиновую ориентацию по сравнению с уровнем a и находящийся ниже его (рис. 6.25). При триплетном рассеянии электрон падает на уровень a . Возникающий дополнительный заряд имеет разное время нахождения τ на уровнях квантовой ямы. Время τ зависит от процессов рекомбинации электрона с дырочными состояниями в валентной зоне, температурной активации, туннелирования в зону проводимости. Для нижележащих состояний время τ будет больше, чем для вышележащих. Дополнительный заряд в квантовой яме приводит к электростатическому блокированию движения следующих инжектированных электронов и к уменьшению тока. Таким образом, прохождение тока через гетероструктуру ферромагнетик / полупроводник с квантовой ямой, содержащей обменно-расщепленные уровни, является неустойчивым процессом, сопровождается накоплением заряда в квантовой яме и уменьшением тока, который зависит от спиновой ориентации инжектированных электронов.

Вычислим уменьшение тока. Для определенности рассмотрим уменьшение тока, связанное с синглетным рассеянием назад. Плотность тока, протекающего над квантовой ямой равна

$$j = en\mu E, \quad (6.27)$$

где e - заряд электрона, μ - его подвижность, E - электрическое поле,

$$n = n_0 \exp\left(\frac{-e\varphi}{kT}\right)$$

- концентрация электронов над квантовой ямой, n_0 - концентрация электронов над ямой без приложенного электрического поля, φ - потенциал поля, происходящий от дополнительных зарядов в яме, k - постоянная Больцмана, T - температура. В случае с синглетным рассеянием назад дополнительный заряд скапливается на уровне b (рис. 6.25). Потенциал поля φ от этих зарядов описывается уравнением

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{4\pi e}{\varepsilon}(n_b - n_b^{(0)}), \quad (6.28)$$

где ε - диэлектрическая проницаемость в области ямы, $n_b, n_b^{(0)}$ - плотности электронов на уровне b во внешнем поле и без поля, соответственно. Если дополнительный заряд $n_b - n_b^{(0)}$ равномерно распределен по ширине ямы, то решение уравнения (6.28)

$$\varphi(x) = \frac{2\pi e}{\varepsilon}(n_b - n_b^{(0)})x^2$$

и инжектированный электрон должен преодолеть дополнительный барьер с энергией

$$e\varphi = \frac{2\pi e^2}{\varepsilon}(n_b - n_b^{(0)})d^2. \quad (6.29)$$

С учетом соотношений (6.27), (6.29) плотность тока электронов, попадающих на уровень b , равна

$$j_b = P_S j = P_S e \mu E n_0 \exp \left[\frac{-2\pi e^2 (n_b - n_b^{(0)}) d^2}{\varepsilon k T} \right].$$

Уход дополнительного заряда с уровня b определяется временем жизни τ и ему соответствует плотность тока

$$\bar{j}_b = \frac{e(n_b - n_b^{(0)})d}{\tau}.$$

В условиях стационарного процесса $j_b = \bar{j}_b$ и

$$P_S \mu E n_0 \exp \left[\frac{-2\pi e^2 (n_b - n_b^{(0)}) d^2}{\varepsilon k T} \right] = \frac{(n_b - n_b^{(0)})d}{\tau}. \quad (6.30)$$

Соотношение (6.30) является уравнением относительно плотности дополнительного заряда $n_b - n_b^{(0)}$. В соответствии с (6.27) уменьшение тока, связанное с рассеянием на уровнях ямы, запишется в виде

$$R = \frac{j}{j_0} = \exp \left[\frac{2\pi e^2 (n_b - n_b^{(0)}) d^2}{\varepsilon k T} \right].$$

На (рис. 6.27) представлено уменьшение тока R в зависимости от приложенного поля E при разных временах τ . Расчет проведен при $P_S = 2 \cdot 10^{-6}$, ширине ямы $d = 2$ нм, диэлектрической проницаемости $\varepsilon = 1$, $T = 300$ К, $\mu = 8 \cdot 10^3$ см²/В·с, $n_0 = 2.5 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Из представленных зависимостей можно сделать вывод, что рассеяние электронов на обменно-расщепленных уровнях и последующее накопление заряда в яме может привести к существенному уменьшению тока. Уменьшение тока зависит от спина рассеиваемых электронов.

Низкие напряжения. Распределение электрического поля до порога лавинного процесса

На прохождение тока через спин-зависимый барьер и величину магнитосопротивления большое влияние могут оказывать дырки в валентной зоне полупроводника. Они могут приводить к перераспределению электрического поля и усиливать эффект магнитосопротивления. Рассмотрим токи, протекающие в SC при низких напряжениях, когда рождение электронно-дырочных пар имеет низкую, но, тем не менее, отличную от нуля вероятность.

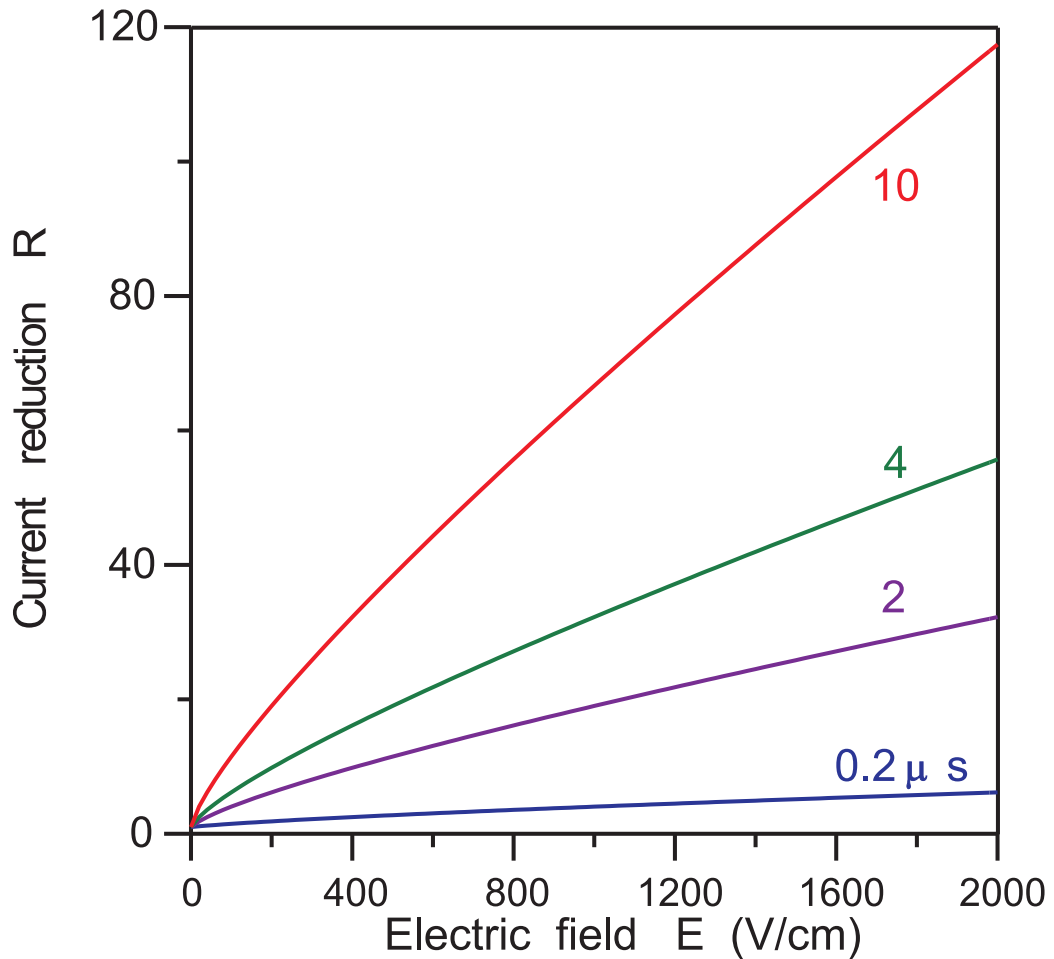


Рис. 6.27: Уменьшение тока R в гетероструктуре ферромагнетик / полупроводник с квантовой ямой, содержащей обменно-расщепленные уровни, в зависимости от электрического поля E в области ямы при разных временах ухода дополнительного заряда из ямы τ . Расчет произведен при синглетном рассеянии электрона назад с вероятностью $P_S = 2 \cdot 10^{-6}$, ширине ямы $d = 2$ нм, температуре $T = 300$ К, концентрации электронов над ямой $n_0 = 2.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Определим, какие изменения в распределении электрического поля и заряда происходят в SC при приложенном напряжении благодаря рождению электронно-дырочных пар в результате процесса ударной ионизации. Если предположить, что дырки аналогичны положительно заряженным ионам в плазме, то теоретическая модель тока, протекающего в SC, аналогична модели тлеющего разряда [352, 353]. Рассмотрим ток вне области барьера на участке $[A, L]$ (рис. 6.28). Предположим, что процесс ударной ионизации вызывается электронами. Тогда, изменение плотностей тока электронов $j_e(x)$ и дырок $j_h(x)$ в SC дается уравнениями

$$\begin{aligned}\frac{dj_e}{dx} &= \alpha j_e \\ \frac{dj_h}{dx} &= -\alpha j_e,\end{aligned}\tag{6.31}$$

где α – коэффициент ударной ионизации. Коэффициент α имеет форму [354]

$$\alpha = a_0 \exp \left\{ \delta - \left[\delta^2 + \left(\frac{\bar{E}}{E} \right)^2 \right]^{1/2} \right\},\tag{6.32}$$

где E – электрическое поле. Для GaAs $a_0 = 0.245 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$, $\delta = 57.6$, $\bar{E} = 6.65 \times 10^6 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ и для Si $a_0 = 0.63 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$, $\delta = 0$, $\bar{E} = 1.23 \times 10^6 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$. Ток j , текущий в SC, является суммой электронного и дырочного токов

$$j = j_e + j_h = e\mu_e n E + e\mu_h p E,\tag{6.33}$$

где μ_e и μ_h – подвижность электронов и дырок, соответственно; n и p – электронная и дырочная плотности. Дырки возникают во время ударной ионизации, двигаются к максимуму валентной зоны (точка A), аккумулируются в области точки A и исчезают в этой области посредством рекомбинации. Наличие дырок в области точки A уменьшает высоту барьера, что приводит к росту электронного тока j_e , текущего через барьер. Принимая это во внимание и предполагая, что дырочный ток через контакт L незначителен, получаем граничные условия

$$\begin{aligned}j_e &= \gamma j_h|_A \\ j_h|_L &= 0, \quad j_e|_L = j,\end{aligned}\tag{6.34}$$

где γ – коэффициент усиления электронного тока. Электрическое поле E в диапазоне $[A, L]$ определяется разностью дырочной и электронной плотностей

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi e(p - n).\tag{6.35}$$

Уравнения (6.31), (6.32), (6.33), (6.35) с граничными условиями (6.34) образуют систему уравнений с неизвестными $j_e(x)$, $j_h(x)$, $n(x)$, $p(x)$, $E(x)$. Решение этих уравнений

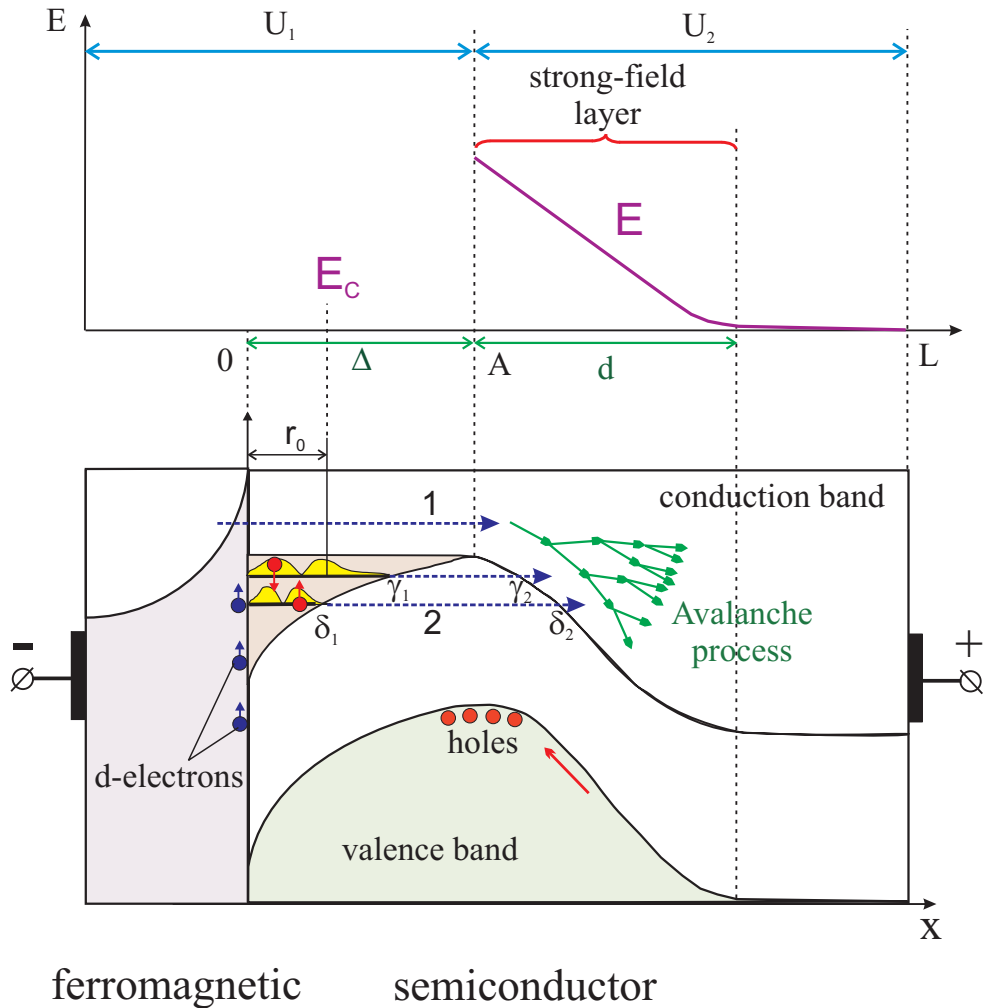


Рис. 6.28: Зонная диаграмма структуры ферромагнетик / полупроводник в электрическом поле и распределение электрического поля в полупроводнике при наличии лавинного процесса. Лавинный процесс вызывается электронами, которые (1) сверху преодолевают спин-зависимый потенциальный барьер, сформированный локализованными состояниями на расстоянии r_0 от интерфейса, (2) туннелируют с обменно-расщепленных локализованных состояний.

не выражается в аналитической форме. Найдем решение методом последовательных приближений.

Рассмотрим случай, когда приложенное напряжение $U = U_1 + U_2$ (рис. 6.28) мало и электрическое поле $E(x)$ в диапазоне $[A, L]$ близко к постоянному значению E_0 . Тогда, в первом приближении относительно $|(E(x) - E_0)/E_0|$ уравнения (6.31) с граничными условиями (6.34) дают

$$\begin{aligned} j_e &= j \exp[\alpha(x - L)] \\ j_h &= j \{1 - \exp[\alpha(x - L)]\}, \end{aligned} \quad (6.36)$$

где α и γ функционально связаны соотношением

$$\alpha(L - \Delta) = \ln(1 + 1/\gamma). \quad (6.37)$$

Соотношение (6.37) описывает баланс между процессом ионизации и входящими (выходящими) дырками и электронами в областях точки A и контакта L . Если $\mu_e \gg \mu_h$ и $\alpha(L - \Delta) \gg 1$, то на большей части диапазона $[A, L]$

$$j_h \gg j_e, \quad p = \frac{j}{e\mu_h E}, \quad \frac{n}{p} = \frac{j_e \mu_h}{j_h \mu_e} \ll 1.$$

В этом случае уравнение (6.35) можно переписать в приближенной форме

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi e p = \frac{4\pi j}{\mu_h E}. \quad (6.38)$$

Решение уравнения (6.38) есть

$$E(x) = E_A \left(1 - \frac{x - \Delta}{d}\right)^{1/2}, \quad (6.39)$$

где E_A – электрическое поле в точке A , $d = \mu_h E_A^2 / 8\pi j$ является параметром, характеризующим спад электрического поля. Решение (6.39) может быть использовано для решения уравнений (6.31) в следующей аппроксимации и уточнения решений (6.36). После этой процедуры мы можем использовать более точные решения уравнения (6.35) и так далее.

Из решения (6.39) следует, что в точке $x = L$ электрическое поле меньше, чем в точке A ($x = \Delta$). Если параметр d достигает значения $L - \Delta$, электрическое поле $E(x)$ при $x \rightarrow L$ стремится к 0. Уменьшение E до 0 при $x = L$ происходит при плотности тока

$$j_0 = \frac{\mu_h U_2^2}{8\pi(L - \Delta)^3},$$

где U_2 – напряжение в области $[A, L]$ SC. При плотности тока выше тока j_0 распределение электрического поля существенно меняется, что приводит к увеличению электрического поля вблизи барьера и к развитию процесса ударной ионизации. Таким образом, начало

лавинового процесса характеризуется тем, что в области барьера появляется слой с повышенной величиной электрического поля.

Влияние доменной электрической неустойчивости на развитие лавинного процесса

В полупроводниках GaAs, InP, CdTe, ZnSe, GaN, в которых под действием электрического поля возможен междолинный переход носителей тока в верхние минимумы энергетического спектра, начало развития лавинного процесса может быть существенно понижено благодаря доменной электрической неустойчивости [355–357]. В GaAs абсолютный минимум зоны проводимости находится в точке Γ зоны Бриллюэна (рис. 6.29). Шесть побочных минимумов лежат на осях [100], [010] и [001]. Энергетическое расстояние между минимумами Δ составляет 0.34 eV. В центральной Γ -долине эффективная масса электрона равна $m_1 = 0.063m_e$, где m_e – масса свободного электрона. В побочных минимумах эффективная масса значительно больше: $m_2 = 1.2m_e \gg m_1$. В состоянии термодинамического равновесия при $kT < \Delta$ и в слабых электрических полях в побочных минимумах нет электронов. В сильных электрических полях, превышающих пороговое поле $E_{th} = 3.2$ kV/cm, часть электронов переходит в верхний минимум. Характерное время перехода ($\sim 10^{-13}$ s) определяется скоростью рассеяния электронов на междолинных оптических фононах. Большой эффективной массе электронов в верхней долине соответствует низкое значение их подвижности. Поэтому междолинный переход в боковую долину сопровождается резким падением дрейфовой скорости перешедших электронов и на вольт-амперной характеристике появляется участок с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП). Вольт-амперная характеристика становится N -образной. Наличие ОДП приводит к доменной электрической неустойчивости. В полупроводнике образуются электрические домены и наблюдается эффект Ганна. Электрические домены движутся от отрицательного контакта (катода) к положительному контакту (аноду). Скорость движения доменов определяется подвижностью тяжелых электронов с эффективной массой m_2 и электрическим полем, образующимся в домене. Объемные заряды, возникающие в домене вследствие доменной неустойчивости, приводят к значительному возрастанию электрического поля в домене по сравнению с первоначальным значением. Амплитуда электрического поля может в десятки и сотни раз превосходить поле вне домена.

В образцах GaAs максимальная напряженность поля в домене может превысить порог ударной ионизации зона-зона (≥ 100 kV/cm). В поле с напряженностью такого порядка начинается генерация электронно-дырочных пар. Процесс ударной ионизации происходит только в домене – вне домена напряженность поля гораздо меньше характерного поля лавинообразования. За счет генерации пар нарушается стационарность движения домена, напряжение, падающее на домене, начинает уменьшаться, а ток через образец и напря-

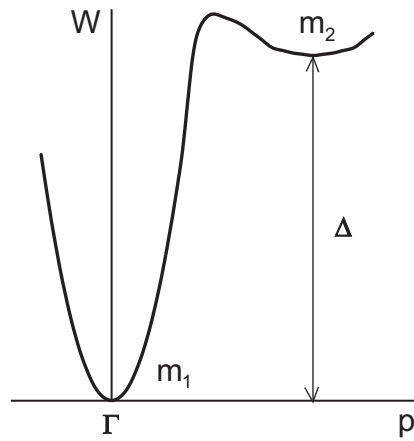


Рис. 6.29: Зависимость энергии электронов W в зоне проводимости от квазиимпульса p в GaAs вдоль оси $[100]$ зоны Бриллюэна. Энергетическое расстояние между минимумами $\Delta = 0.34$ eV.

женность поля вне домена возрастают со временем. При определенной напряженности поля в однородной части образца возможно появление второго домена, в котором также начинается процесс ударной ионизации. После уменьшения напряжения, падающего на втором домене, возможно рождение третьего домена и т.д. Таким образом, благодаря генерации электронно-дырочных пар, в образце может возникнуть последовательность электрических доменов, движущихся от катода к аноду.

В условиях интенсивной генерации пар возможно образование токовых шнуров, отвечающее наличию ОДП, связанной с генерацией дополнительных носителей тока и S -образной вольт-амперной характеристикой [355, 356]. Если характерное время рекомбинации неравновесных электронов и дырок заметно превышает пролетное время доменов, то возникают условия возникновения шнура тока, связывающего катод и анод.

В ряде случаев при электронно-дырочной генерации, происходящей в электрических доменах и токовых шнурах, возникает интенсивное межзонное излучение. В [331] на образцах n -GaAs с концентрацией равновесных носителей $1.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ при комнатной температуре наблюдалось межзонное излучение от доменов и токовых шнуров (рис. 6.30). Излучение, вызванное неравновесной электрон-дырочной плазмой, имело наибольшую интенсивность вблизи анода, где присутствовала наибольшая концентрация неравновесных носителей. Вследствие этого, видны начальные части токовых шнуров и хвосты с меньшей интенсивностью излучения (рис. 6.30а). На (рис. 6.30б) вместе с начальными частями токовых шнуров представлены изображения двух электрических доменов.

Учитывая вышеизложенное, можно сделать заключение, что доменная электрическая неустойчивость и образование электрических доменов в полупроводнике может существенно понизить порог наступления лавинообразования.

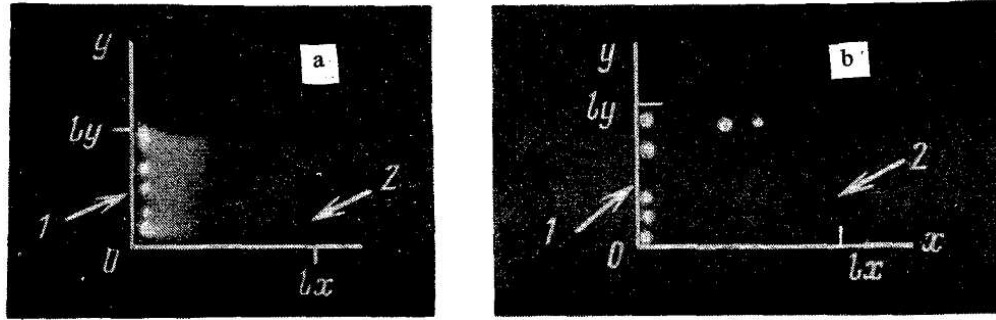


Рис. 6.30: (а) Излучение, вызванное неравновесной электрон-дырочной плазмой от токовых шнуров. (б) Излучение, вызванное неравновесной электрон-дырочной плазмой от начальных частей токовых шнуров и двух электрических доменов. $l_x = 20 \mu m$, $l_y = 15 \mu m$. 1 и 2 – анод и катод, соответственно [331].

Высокие напряжения. Вольт-амперные характеристики при лавинном процессе

При высоких напряжениях в полупроводнике образуется лавинный процесс и формируются токовые шнуры. Рассмотрим токовый шнур и решим уравнения (6.31), (6.32), (6.33), (6.35) в первом приближении при высоких напряжениях, когда в шнуре вблизи барьера образуется слой с сильным электрическим полем толщиной d (рис. 6.28). Предположим, что величина электрического поля в слое много больше значения электрического поля вне слоя при $x > \Delta + d$. Тогда для слоя с сильным электрическим полем соотношение баланса (6.37) между процессом ионизации и входящими (выходящими) дырками и электронами переписывается в виде

$$\int_{\Delta}^{d+\Delta} \alpha[E(x)] dx = \ln(1 + 1/\gamma). \quad (6.40)$$

Напряжение U_2 падает, в основном, в слое с сильным электрическим полем

$$U_2 = \int_{\Delta}^{d+\Delta} E(x) dx. \quad (6.41)$$

Принимая во внимание соотношение (6.32) и используя среднее значение E_d поля $E(x)$ в слое, из уравнений (6.40), (6.41) получаем

$$E_d = \bar{E} \{ [\delta + \ln(a_0 d) + C]^2 - \delta^2 \}^{-1/2} \\ U_2 = E_d d, \quad (6.42)$$

где $C = -\ln \ln(1 + 1/\gamma)$. Чтобы найти плотность тока j , рассмотрим окрестность точки А. Из уравнения (6.38) находим

$$p = (4\pi e)^{-1} \frac{dE}{dx} = \frac{E_d}{4\pi e d}.$$

Принимая во внимание (6.33), получаем

$$j = j_e + j_h = (1 + \gamma) e p \mu_h E_d = \frac{(1 + \gamma) \mu_h E_d^2}{4\pi d}. \quad (6.43)$$

Соотношения (6.42), (6.43) определяют вольт-амперные характеристики. Толщина d слоя с сильным электрическим полем является параметром. Вольт-амперная зависимость имеет минимум, спадающую и восходящую ветви. При токе $j > j_0 = \mu_h U_2^2 / 8\pi(L - \Delta)^3$ ток и распределение электрического поля становятся нестабильными. Стабильное равновесие достигается в минимуме напряжения U_2 при варьировании параметра d

$$\frac{\partial U_2}{\partial d} = 0.$$

Минимальное значение U_2 достигается при толщине

$$d_m = a_0^{-1} \ln(1 + 1/\gamma) \exp[(1/2 + \delta^2)^{1/2} + 1/2 - \delta]. \quad (6.44)$$

Необходимо отметить, что вышеизложенная теоретическая модель лавинного процесса аналогична модели тлеющего разряда [352, 353]. Напряжение падает в слое с сильным электрическим полем толщиной d вблизи барьера. Тот факт, что в полупроводниках напряжение концентрируется, в основном, в области контактов (слоях с сильным электрическим полем), где начинает развиваться ударная ионизация, экспериментально подтверждено методом контраста напряжения (voltage contrast method) [358]. Слой d с сильным электрическим полем соответствует катодному темному пространству в тлеющем разряде. В области $[\Delta + d, L]$ потенциал изменяется незначительно. В тлеющем разряде эта область соответствует положительному столбу. Коэффициент усиления электронного тока γ аналогичен коэффициенту вторичной электронной эмиссии из катода.

IMR эффект

Наблюдаемый IMR эффект может быть объяснен развитой теоретической моделью. Нижеприведенное объяснение справедливо как до развития лавинного процесса в полупроводнике, так и при наличии лавинообразования. Внешнее магнитное поле влияет: (1) на изменение магнитной доменной структуры гранулированной пленки и (2) на ориентацию спинов ферромагнитных частиц и локализованных электронов на интерфейсе. Изменение магнитной доменной структуры, индуцированное магнитным полем, приводит к уменьшению относительной доли областей, где электроны могут пройти из гранулированной пленки в полупроводник SC, минуя спин-зависимый потенциальный барьер. Этими областями являются доменные стенки. Увеличение ориентации спинов ферромагнитных частиц и локализованных электронов приводит к росту высоты барьера. В результате этого, ток, протекающий через гетероструктуру, уменьшается. Если в полупроводнике

развивается лавинный процесс, то изменения тока становятся гораздо более сильными. В результате процесса ударной ионизации, индуцированной инжектированными электронами, образуются дырки, которые движутся к барьеру и аккумулируются в его области. Наличие дырок в области барьера понижает его высоту, что увеличивает ток, протекающий через барьер, и приводит к усилению лавинного процесса. Таким образом, благодаря обратной связи, формирующейся при лавинном процессе, малые вариации высоты барьера и его прозрачности приводят к большим изменениям тока и к значительным величинам магнитосопротивления.

Рассмотрим подробнее влияние магнитной доменной структуры гранулированной пленки на ток, протекающий в гетероструктуре SC / гранулированная пленка. Инжекция спин-поляризованного тока в SC может осуществляться двумя путями (рис. 6.28): (1) инжектированные электроны проходят над спин-зависимым потенциальным барьером W , находящимся на расстоянии r_0 от интерфейса, (2) спин-поляризованные электроны туннелируют с подуровней обменно-расщепленных локализованных состояний. Для определенности мы рассмотрим первый вариант и пренебрежем туннелированием с локализованных состояний. Если магнитное поле H меньше поля насыщения H_{sat} , при котором домены пропадают, доменная структура гранулированной пленки (рис. 6.5) индуцирует соответствующую спиновую ориентацию электронов, локализованных в обогащенном слое SC, и индуцированная доменная структура имеет доменные стенки (рис. 6.31). В этом случае электроны, инжектированные из гранулированной пленки и движущиеся по каналам вдоль доменных стенок, могут пройти через обогащенный слой без потери их спиновой ориентации и без преодоления потенциального барьера (траектории с точками a). Средняя концентрация электронов, которые проходят в SC через поверхность C на рис. 6.31 (поверхность виртуального катода [359]), является суммой электронных концентраций областей с максимальной высотой спин-зависимого потенциального барьера, находящихся в области доменов (точки b), и электронных концентраций областей без потенциального барьера, находящихся в области доменных стенок (точки a)

$$n_C = n_a \xi_a + n_b \xi_b, \quad (6.45)$$

где n_a – концентрация электронов в области доменных стенок, n_b – концентрация электронов в области доменов, ξ_a и ξ_b – соответствующие вклады парциальных концентраций в среднюю концентрацию. В поле насыщения, при $H = H_{sat}$, когда магнитные домены пропадают, электроны, движущиеся в SC от интерфейса, должны преодолеть потенциальный барьер на расстоянии r_0 (траектории с точками b) и в уравнении (6.45) $\xi_a = 0$. Принимая во внимание, что $n_a > n_b$ и что рост магнитного поля понижает вклад доменных стенок ξ_a , из уравнения (6.45) следует, что в диапазоне $[0, H_{sat}]$ увеличение магнитного поля приводит к понижению электронной концентрации n_C и к уменьшению протекающего через

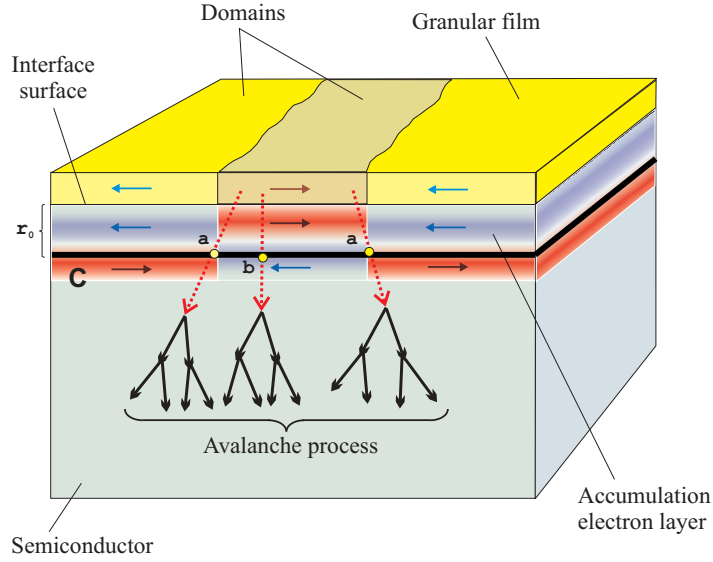


Рис. 6.31: Траектории без потери спиновой ориентации инжектированных электронов и без преодоления потенциального барьера обогащенного слоя (точки a) и траектории с преодолением потенциального барьера (точки b). C – поверхность с максимальной высотой спин-зависимого потенциального барьера.

гетероструктуру тока.

Теперь рассмотрим влияние коллинеарности спинов в магнитном поле $H > H_{sat}$, действие коллинеарности на потенциальный барьер и на ток, протекающий в гетероструктуре SC / гранулированная пленка. Приложенное магнитное поле H в гамильтониане \mathcal{H}_s взаимодействует со спинами $\vec{\sigma}(\vec{r})$ и $\vec{S}(\vec{r})$. С ростом магнитного поля при $H > H_{sat}$ происходит увеличение упорядочивания спинов электронов в обогащенном слое и спинов ферромагнитных наночастиц в гранулированной пленке (рис. 6.32). Магнитное поле поляризует спины вдоль направления поля. Увеличение поля приводит к увеличению z -проекции $\langle S_z(\vec{R}) \rangle_0$, к росту высоты барьера W (6.21) и к уменьшению концентрации n_b в соотношении (6.45). При этом, так как доменные стенки отсутствуют, $\xi_a = 0$ и $\xi_b = 1$. Увеличение высоты барьера, индуцированное ростом коллинеарности, также приводит к уменьшению тока.

Плотность тока j , текущего через гетероструктуру, определяется концентрацией инжектированных электронов n_C (6.45), их подвижностью μ_e и величиной электрического поля E_C на поверхности C , $j = en_C\mu_e E_C$. Принимая во внимание, что $n_a = n_{int} \exp(eU_C/kT)$, $n_b = n_{int} \exp[(eU_C - W)/kT]$, где n_{int} – концентрация электронов на уровне Ферми на интерфейсе, U_C – разность потенциалов между интерфейсом и поверхностью C , из уравнения (6.13) для туннельно непрозрачного потенциального барьера получим

$$IMR[W(H), T] = \frac{n_C(0)E_C(0)}{n_C(H)E_C(H)} - 1 =$$

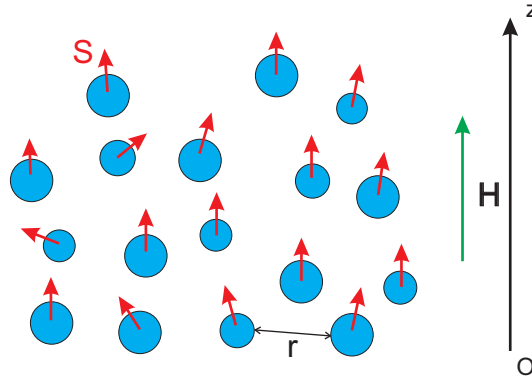


Рис. 6.32: Упорядочивание спинов ферромагнитных наночастиц на интерфейсе SC / гра- нулированная пленка по направлению магнитного поля. Расстояние r между частицами является случайным параметром.

$$= \frac{\{\xi_a(0) + \xi_b(0) \exp[-W(0)/kT]\} E_C(0)}{\{\xi_a(H) + \xi_b(H) \exp[-W(H)/kT]\} E_C(H)} - 1. \quad (6.46)$$

Если $W(0) \gg kT$ и поле $H > H_{sat}$, то коэффициенты парциальных вкладов равны $\xi_a(H) = 0$, $\xi_b(H) = 1$, членом с $\xi_b(0)$ в числителе можно пренебречь и магнитосопротивление IMR (6.46) можно переписать в более простой форме

$$IMR[W(H), T] = A \exp \left[\frac{W(H)}{kT} \right] - 1, \quad (6.47)$$

где $A = \xi_a(0)E_C(0)/E_C(H)$. Учитывая, что высота барьера $W(H)$ имеет резкую зависи- мость от температуры (рис. 6.23) [162], в первом приближении температурная зависимость IMR определяется членом $\exp[W(H)/kT]$. Зависимость IMR от электрического поля про- является через изменение коэффициента A . Он зависит от отношения электрических по- лей E_C на поверхности C без магнитного поля и в магнитном поле H . Соотношение (6.47) справедливо как при отсутствии, так и при наличии лавинного процесса в полупроводнике.

Если в полупроводнике развивается лавинный процесс, то благодаря обратной связи, формирующейся при лавинном процессе, коэффициент A в (6.47) резко возрастает. Более того, происходит значительное перераспределение электрического поля в полупроводни- ке. Когда лавинный процесс развивается в отсутствие магнитного поля, напряжение U_2 (6.42) имеет значение, определяемое параметром $d = d_m$ (6.44), $U_2 = E_d d_m$. Электрическое поле $E_C(0)$ определяется слоем d и является большим. Когда магнитное поле увеличивает высоту спин-зависимого барьера и ударная ионизация подавляется, происходит перерас- пределение составляющих напряжения $U = U_1 + U_2$ (рис. 6.28). В результате действия положительной обратной связи и перераспределения напряжения в области барьера ко- эффициент A принимает большие значения. В противоположность этому, в отсутствие лавинного процесса напряжение U_2 распределяется по всей толщине полупроводника и в области барьера имеет значительно меньшие значения, чем при лавинном процессе. Ма-

лые напряжения в области барьера приводят к меньшим изменениям напряжения при действии магнитного поля и к меньшему относительному значению электрического поля $E_C(H)$ по сравнению с полем $E_C(0)$ без магнитного поля. В результате коэффициент A имеет значительно меньшие величины по сравнению с коэффициентом A при лавинном процессе.

6.3.3 Объяснение экспериментальных зависимостей

Для объяснения больших значений эффекта IMR в гетероструктурах $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ и пикового характера температурных зависимостей используем развитую теоретическую модель. Развитая теория может быть применена к этим гетероструктурам, если размер наночастиц Co меньше толщины l обогащенного слоя. В этом случае гранулированная пленка может рассматриваться как непрерывная среда и характеризоваться статистически усредненными параметрами. Толщина l зависит от разности химических потенциалов $\Delta\mu = \mu_g - \mu_s$, где μ_s – химический потенциал полупроводника и μ_g – химический потенциал гранулированной пленки. В первом приближении химический потенциал μ_g дается формулой

$$\mu_g = \mu_{\text{SiO}_2}(x_{\text{SiO}_2}/100) + \mu_{\text{Co}}(x_{\text{Co}}/100),$$

где μ_{SiO_2} , μ_{Co} – химические потенциалы матрицы SiO_2 и наночастиц Co; x_{SiO_2} , x_{Co} – молекулярные и атомные процентные концентрации SiO_2 и Co, соответственно. Разности $\Delta\mu$ между химическими потенциалами GaAs и гранулированной пленки $\text{SiO}_2(\text{Co})$, а также между химическими потенциалами подложки Si и гранулированной пленки могут быть получены из энергий термоэлектронной эмиссии. Для данных материалов разности химических потенциалов равны $\mu_{\text{SiO}_2} - \mu_{\text{Co}} = 0.59$ eV, $\mu_{\text{SiO}_2} - \mu_{\text{GaAs}} = 0.62$ eV, $\mu_{\text{Co}} - \mu_{\text{GaAs}} = 0.03$ eV, $\mu_{\text{SiO}_2} - \mu_{\text{Si}} = 0.95$ eV, $\mu_{\text{Co}} - \mu_{\text{Si}} = 0.36$ eV [360].

Для решения уравнений (6.14), (6.15), (6.19) в приближении гранулированной пленки как непрерывной среды мы должны найти поверхностное распределение частиц Co на интерфейсе. Будем предполагать, что на интерфейсе частицы Co распределены хаотично. Тогда коэффициент поверхностного распределения равен

$$s = \bar{p}^{2/3} = \left[\frac{x_{\text{Co}}v_{\text{Co}}}{x_{\text{Co}}v_{\text{Co}} + (100 - x_{\text{Co}})v_{\text{SiO}_2}} \right]^{2/3},$$

где \bar{p} – относительный объем частиц Co, $v_{\text{Co}} = m_{\text{Co}}/\rho_{\text{Co}}N_A$, $v_{\text{SiO}_2} = m_{\text{SiO}_2}/\rho_{\text{SiO}_2}N_A$ – атомные и молекулярные объемы Co и матрицы SiO_2 ; m_{Co} , m_{SiO_2} – относительные атомные и молекулярные массы; ρ_{Co} , ρ_{SiO_2} – удельные плотности частиц Co и матрицы SiO_2 ; N_A – число Авогадро. Для вычислений были использованы $m_{\text{Co}} = 58.93$ а.м., $m_{\text{SiO}_2} = 60.09$ а.м., $\rho_{\text{Co}} = 8.90$ g/cm³, $\rho_{\text{SiO}_2} = 2.26$ g/cm³ [197]. Согласно при-

ближению непрерывной гранулированной пленки мы должны сделать соответствующие замены $\langle \vec{S}(\vec{R}) \rangle_0 \rightarrow s \langle \vec{S}(\vec{R}) \rangle_0$ и $\langle S_z(\vec{R}) \rangle_0 \rightarrow s \langle S_z(\vec{R}) \rangle_0$ в соотношениях (6.18) и (6.21).

Используя развитую модель, были найдены электронная волновая функция $\chi_\nu(x)$ (6.14), внутреннее самосогласованное электрическое поле $\varphi(\vec{r})$ (6.15) и высота барьера W (6.21). Вычисления были проведены для эффективного обменного взаимодействия $J_0(\vec{r} - \vec{R}) = J_0 \exp(-\xi|\vec{r} - \vec{R}|)$ с $J_0 = 2$ eV, $\xi = 2$ nm⁻¹ [351]. Для гетероструктур SiO₂(Co)/GaAs при температурах 160 - 340°C толщина l обогащенного слоя лежала в диапазоне 8 - 50 nm. Размер наночастиц Co был меньше толщины l , что явилось аргументом в возможности рассмотрения гранулированной пленки как непрерывной среды. Гетероструктуры SiO₂(Co)/GaAs имели локализованные электронные состояния в обогащенном слое вблизи интерфейса. В противоположность этому, благодаря значительно большей величине разности химических потенциалов $\Delta\mu$ на интерфейсе, для гетероструктур SiO₂(Co)/Si потенциальная яма обогащенного слоя была глубже, что приводило к большему значению концентрации электронов на интерфейсе и к большей экранировке спинов Co. В результате обогащенный слой имел меньшую толщину без локализованных состояний. Отсутствие локализованных состояний в гетероструктурах SiO₂(Co)/Si объясняет малые значения барьера W (6.21). Малые высоты барьера приводят к малым изменениям W при действии магнитного поля и к малым значениям эффекта IMR в SiO₂(Co)/Si (рис. 6.15, 6.16) по сравнению с IMR эффектом в гетероструктурах SiO₂(Co)/GaAs (рис. 6.13, 6.14, 6.17, 6.18). Теперь рассмотрим зависимости IMR от концентрации Co, температуры и магнитного поля.

Зависимость IMR от концентрации Co

Зависимость коэффициента IMR от концентрации Co x для структуры SiO₂(Co)/GaAs для случая, когда электроны инжектируются из пленки SiO₂(Co) (рис. 6.14), показывает большие значения IMR в диапазоне концентраций $x = 54 - 71$ at.% и малые значения IMR для меньших и больших концентраций Co. Из развитой модели найдено, что структуры с $x = 54 - 71$ at.% имеют один - два электронных локализованных состояния с большой величиной энергии $\varepsilon_\lambda^{(ex)}$ (6.18), что приводит к большому барьеру W при комнатной температуре. Гетероструктуры с низким содержанием Co ($x < 54$ at.%) обладают большим числом локализованных состояний в обогащенном слое с малыми энергиями $\varepsilon_\lambda^{(ex)}$. Для этих структур высота барьера мала и коэффициент IMR мал. Если концентрация Co $x > 71$ at.%, обогащенный слой имеет малую толщину без локализованных состояний и прозрачен для тока, что также приводит к малым значениям IMR эффекта.

Температурные зависимости эффекта IMR

На интерфейсе концентрация электронов увеличивается с ростом температуры. При низких температурах обогащенный слой содержит большое число обменно-расщепленных

локализованных состояний с малыми энергиями $\varepsilon_{\lambda}^{(ex)}$. Температурный рост приводит к утоньшению обогащенного слоя, уменьшению числа локализованных состояний, увеличению энергии $\varepsilon_{\lambda}^{(ex)}$ и росту высоты барьера W . При определенной температуре в обогащенном слое остается один обменно-расщепленный уровень и высота барьера W достигает максимальной величины. При дальнейшем росте температуры происходит увеличение электронной концентрации на интерфейсе, более эффективное экранирование спинов Co и уменьшение толщины слоя. Когда подуровень, на котором электроны со спиновой ориентацией противоположной спином Co, пересечет уровень Ферми, высота потенциального барьера W должна резко понизиться. На рис. 6.8 для структуры $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ с содержанием Co 71 at.% пересечение уровня Ферми выражается в виде провала на температурной зависимости тока инжекции при $T = 320$ К и напряжении $U = 70$ В. Этот провал на токовой зависимости соответствует исчезновению эффекта IMR при 320 К, $U = 70$ В на рис. 6.17.

Температурно-пиковый характер IMR эффекта представлен на рис. 6.17, 6.18. Максимумы пиков соответствуют одному обменно-расщепленному уровню обогащенного слоя. Пренебрегая туннелированием спин-поляризованных электронов с обменно-расщепленных локализованных состояний, была проведена аппроксимация экспериментальных результатов теоретической зависимостью (6.47). Амплитуда A в (6.47) была определена, исходя из лучшего соответствия с высотой пиков. В соответствии с развитой моделью, ширина пика обратно пропорциональна коэффициенту поверхностного распределения s частиц Co на интерфейсе. Уменьшение концентрации Co приводит к уменьшению поверхностного распределения s : от $s = 0.52$ ($x = 71$ at.% Co) до $s = 0.26$ ($x = 38$ at.% Co). Это соответствует наблюдаемому увеличению ширины пиков с уменьшением содержания Co: от $\Delta T = 37$ К ($x = 71$ at.% Co) до $\Delta T = 62$ К ($x = 38$ at.% Co).

Локализация температурных пиков IMR изменяется приложенным электрическим полем. Эти сдвиги могут быть объяснены изменением концентрации электронов на интерфейсе под действием электрического поля. Приложенное поле приводит к уменьшению электронов в GaAs на интерфейсе, в результате чего необходимы более высокие температуры для формирования одного обменно-расщепленного локализованного состояния в обогащенном слое. Для учета действия электрического поля в зависимостях для структуры $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ с концентрацией Co 71 at.%, представленных на рис. 6.17, использовались следующие разности химических потенциалов $\Delta\mu$: 0.201 eV ($U = 40$ В), 0.197 eV ($U = 50$ В), 0.187 eV ($U = 60$ В и 70 В).

Зависимости IMR от магнитного поля

Наконец, рассмотрим зависимости IMR от магнитного поля для структур $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$. Как видно из рис. 6.13, при малых магнитных полях наблюдается бо-

лее резкий относительный рост коэффициента IMR по сравнению с большими полями. Резкий рост IMR при $H < H_{sat}$ может быть объяснен изменением доменной структуры, которая пропадает при $H_{sat} = 4$ кОе. Медленное увеличение IMR в магнитных полях $H > H_{sat}$ обусловлено упорядочиванием спинов различной ориентации частиц Co на интерфейсе (рис. 6.32). Магнитное поле ориентирует спины по его направлению, что приводит к увеличению z -проекции $\langle S_z(\vec{R}) \rangle_0$, к увеличению высоты барьера W (6.21) с ростом H и к увеличению величины коэффициента IMR (6.47). Происходящее при повышении величины барьера перераспределение электрического поля также способствует росту IMR. Повышение высоты барьера приводит к изменению распределения напряженности электрического поля (рис. 6.28) и к уменьшению электрического поля $E_C(H)$ по сравнению с электрическим полем $E_C(0)$ в отсутствии магнитного поля (рис. 6.31). В результате этого коэффициент A в (6.47) растет с увеличением магнитного поля.

6.3.4 Структура гранулированной пленки вблизи интерфейса пленка / полупроводник

Из вышеописанной теоретической модели IMR эффекта в гетероструктуре $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ можно заключить, что структура полупроводника и гранулированной пленки вблизи интерфейса играет значительную роль. Интерфейсные слои определяют структуру обогащенного электронного слоя, спин-зависимого барьера и на интерфейсную область приходится максимальное действие электрического поля при развитии лавинного процесса. В связи с этим, было проведено исследование этой области методами рефлектометрии поляризованных нейтронов (PNR), малоуглового рассеяния синхротронного излучения в скользящей геометрии (GISAXS) и SQUID [361, 362, 364]. Этими методами определен магнитный профиль гетероструктур $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ и найдены их характеристики. Измерения проводились в Европейском центре синхротронных исследований (ESRF) на линии *ID10B* (Grenoble, France) [366], в GKSS Forschungszentrum (Geesthacht, Germany) и в Technische Universität Braunschweig (Braunschweig, Germany). Геометрия эксперимента GISAXS задавалась скользящим (т.е. очень малым) углом падения синхротронного излучения на поверхность образца и двумя углами рассеяния. Эксперименты PNR также проводились при малых углах падения.

Концентрация x наночастиц Co в SiO_2 была равна $x = 54$ at.% и 75 at.%. Толщина исследованных гранулированных пленок – 40 nm, 90 nm и 900 nm. Средний размер ферромагнитных частиц кобальта $\langle D \rangle$ равен 3 nm с гауссовым распределением в пределах от 2.3 nm до 3.7 nm. Коэффициент отражения синхротронного излучения R от гетероструктуры $\text{Au}(5.2 \text{ nm})/\text{SiO}_2(\text{Co } 75 \text{ at.}\%)/\text{GaAs}$ в зависимости от компоненты переданного импульса Q_z , перпендикулярной плоскости пленки, показан на рис. 6.33 [362]. Экспериментальная кривая достаточно хорошо аппроксимировалась моделью, содержащей три слоя и

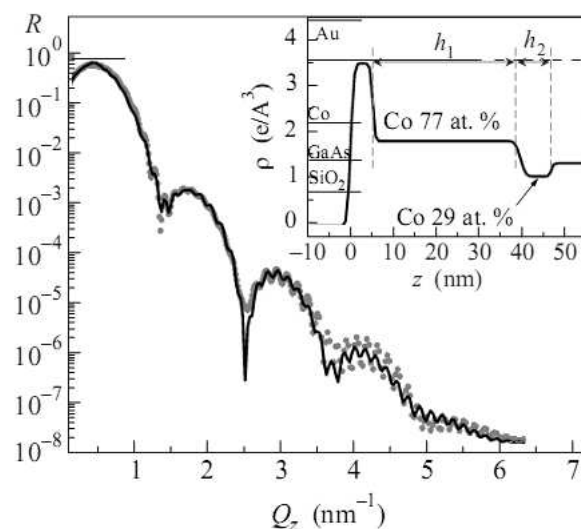


Рис. 6.33: Рефлектометрия синхротронного излучения от гетероструктуры Au(5.2 nm)/SiO₂(Co 75 at.%)/GaAs. Экспериментальные данные показаны точками. Сплошной линией представлена расчетная кривая, соответствующая модельному распределению электронной плотности ρ , представленному на вставке с нанесенными значениями электронной плотности для компонентов образца [362].

подложку. Данные GISAXS показывают наличие слоя гранулированной пленки толщиной $h_2 = 7$ nm с меньшей концентрацией наночастиц Co (29 at.%) вблизи интерфейса.

В методе PNR исследовались профили плотностей $\rho^+ = N_n + N_m$ и $\rho^- = N_n - N_m$, где N_n и N_m – SLD-плотности (scattering length densities), связанные с рассеянием нейтронов на ядрах и на магнитной структуре, соответственно. Профили плотностей ρ^+ и ρ^- гетероструктуры Au/SiO₂(Co 75 at.%)/GaAs, полученные методом PNR в магнитном поле $H = 2.4$ kOe при $T = 300$ K, представлены на рис. 6.34 [364]. Из полученных зависимостей видно, что вблизи интерфейса существует слой GF3 гранулированной пленки SiO₂(Co) толщиной порядка 5-7 nm с меньшей концентрацией Co и, соответственно, с меньшей намагниченностью по сравнению с основным объемом гранулированной пленки.

Использование комбинации экспериментов по малоугловому рассеянию в скользящей геометрии GISAXS и рефлектометрии PNR, позволяет предложить трехмерную модель структуры исследованных гранулированных пленок SiO₂(Co) на подложке GaAs, схематически показанную на рис. 6.35 для гетероструктуры с концентрацией наночастиц Co $x = 75$ at.% [364]. Согласно представленным в работе [362] данным, для гетероструктуры SiO₂(Co)/GaAs с концентрацией наночастиц Co $x = 54$ at.% в основном объеме пленки характерное расстояние l_b между гранулами кобальта в любом пространственном направлении в среднем составляет 7 nm. В то же время, расстояние l_i между гранулами в интерфейсном слое существенно больше – порядка 30 nm. При этом, толщина h_i интерфейсного

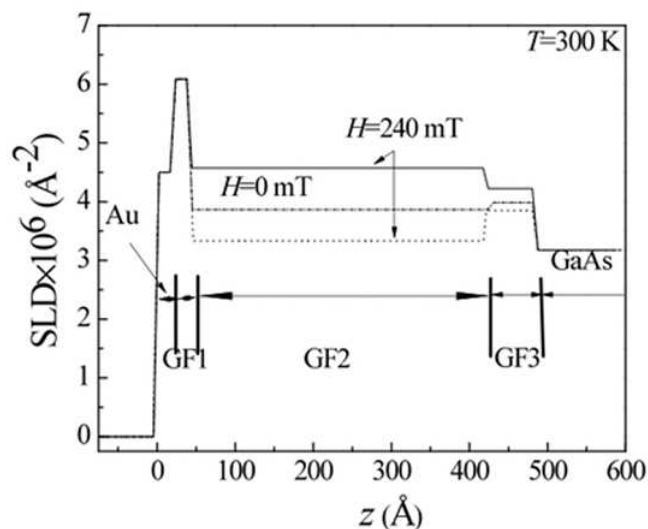


Рис. 6.34: Профили плотностей ρ^+ (сплошная линия) и ρ^- (штриховая линия) гетероструктуры Au/SiO₂(Co 75 at.%)/GaAs, полученные методом рефлектометрии поляризованных нейтронов в магнитном поле $H = 2.4\text{ kOe}$ при $T = 300\text{ K}$. Штрих-пунктирная линия соответствует профилю при $H = 0$ [364].

слоя равна размеру одной гранулы вдоль направления, перпендикулярного к поверхности пленки, и составляет порядка 5-7 nm независимо от толщины h_b основной пленки. В этой связи, существенное значение имеет вопрос о конкретной геометрической форме гранул интерфейсного слоя, и особенно об их латеральном размере, так как особенности строения именно интерфейсного слоя ответственны за существование IMR эффекта. Исходя из рефлектометрических данных, показывающих объемное содержание кобальта в интерфейсном слое на уровне 30%, можно предположить, что латеральный размер гранулы может достигать величины порядка $d_i/2$. Найдено, что концентрация наночастиц кобальта на интерфейсе SiO₂(Co)/GaAs значительно понижена по сравнению с их концентрацией в основном объеме SiO₂(Co), в то время как расстояние между гранулами существенно увеличено.

Таким образом, анализ данных GISAXS показывает, что в пленке SiO₂(Co) около интерфейса существует слой толщиной 7-7.5 nm, отличный от основного объема пленки. Этот слой формируется уплощенными наночастицами Co, которые в поперечном направлении дальше отстоят друг от друга по сравнению с наночастицами в основном пленочном объеме. Используя данные PNR, найдено, что на границе раздела сред SiO₂(Co)/GaAs дополнительный слой пленки SiO₂(Co) обладает меньшей намагниченностью и меньшей концентрацией наночастиц Co по сравнению с областями пленки SiO₂(Co), расположенными вдали от интерфейса. Температурно-зависимый PNR и измерения намагниченности, проведенные при помощи SQUID, также показывают существование двух типов слоев с

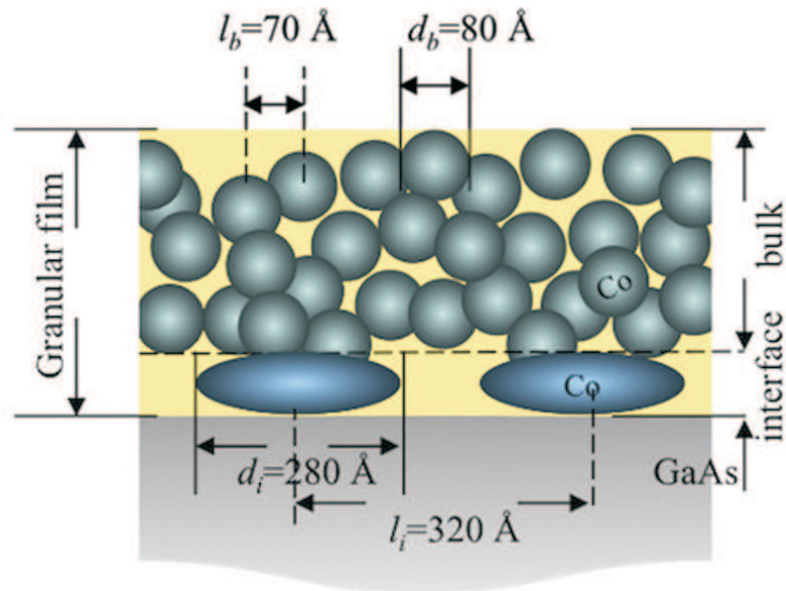


Рис. 6.35: Модель структуры пленок $\text{SiO}_2(75 \text{ ат.}\% \text{ Co})$ на подложке GaAs, полученная на основе комбинации экспериментов по малоугловому рассеянию в скользящей геометрии GISAXS и нейтронной рефлектометрии PNR [364].

магнитными наночастицами, имеющими разные намагниченности и температуры блокировки.

6.3.5 Магнитные сенсоры

Большие величины инжекционного магнитосопротивления IMR в гетероструктурах $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$, достигающих 1000 ($10^5 \%$) в лавинном режиме в больших магнитных полях ($H = 19 \text{ kOe}$) при комнатной температуре, дают основание применить эти гетероструктуры в качестве магнитных сенсоров для измерения магнитных полей малой величины. В связи с этим, в этом разделе будут представлены исследования магнитосопротивления в $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ в малых магнитных полях.

Зависимости инжекционного магнитосопротивления IMR от приложенного магнитного поля H малой величины для гетероструктуры $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ с 71 ат. % Co при разных подаваемых на гетероструктуру напряжениях представлены на рис. 6.36. Толщина пленки $\text{SiO}_2(\text{Co})$ составляла 95 nm. Магнитное поле ориентировалось параллельно поверхности пленки. Измерения проводились при комнатной температуре. Зависимости IMR от магнитного поля H имели линейный вид.

Кривая инжекционного магнитосопротивления как функция от приложенного напряжения обнаруживает тонкую структуру, которая не проявляется в больших магнитных полях и при отсутствии лавинного процесса. На рис. 6.37 показаны зависимости IMR от напряжения U для гетероструктур $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ с 71 ат. % Co и с 54 ат. % Co в магнитном

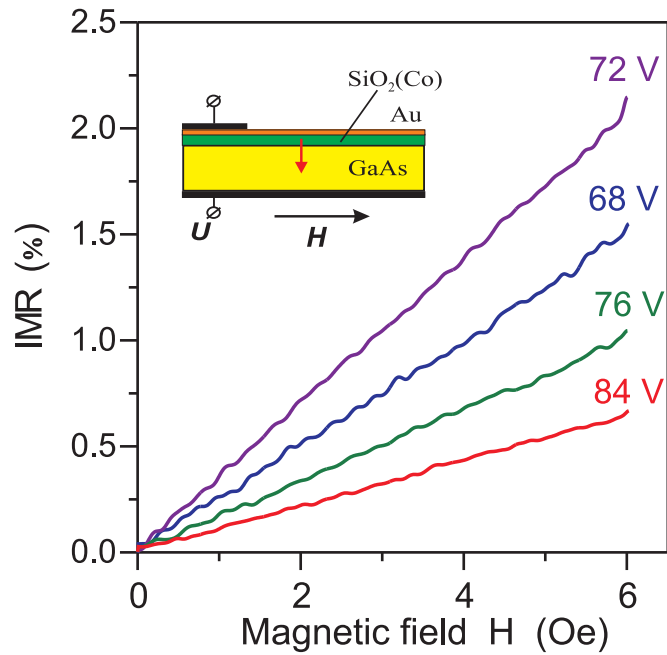


Рис. 6.36: Зависимости инжекционного магнитосопротивления IMR от приложенного магнитного поля H для гетероструктуры $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ с 71 at. % Co при разных напряжениях на образце.

поле $H = 6.25$ Oe. Толщины пленок $\text{SiO}_2(\text{Co})$ составляли 95 nm и 90 nm, соответственно. Лавинный процесс в данных гетероструктурах начинается при напряжениях 66 - 67 V.

Пиковый характер зависимостей объясняется существованием локализованных уровней в обогащенном электронном слое (двумерной квантовой яме) в полупроводнике вблизи интерфейса $\text{SiO}_2(\text{Co})$ (рис. 6.19) [161, 162]. Положение уровней определяется поперечным размером квантовой ямы. Кроме этого, локализованные электронные уровни расщеплены обменным взаимодействием между электронами обогащенного слоя GaAs и d -электронами Co. Электроны туннелируют через барьер с этих уровней и запускают лавинный процесс. При низких напряжениях, соответствующих началу лавинового процесса, электроны туннелируют с вышележащего уровня. Этому процессу туннелирования соответствуют первые пики на рис. 6.37. При увеличении приложенного напряжения уменьшается величина потенциального барьера и степень заселенности верхнего уровня электронами – он опустошается. При дальнейшем увеличении напряжения изменяется положение уровней относительно максимума барьера. При определенном значении напряжения вероятность туннелирования через барьер со следующего уровня, расположенного ниже вышележащего, становится максимальной. Процесс туннелирования с этого уровня соответствует второму пику. Дальнейшее увеличение напряжения приводит к опустошению второго уровня электронами и электроны начинают туннелировать с третьего состояния и т.д. Можно сказать, что каждому пику соответствует определенный уровень в двумерной квантовой яме, когда

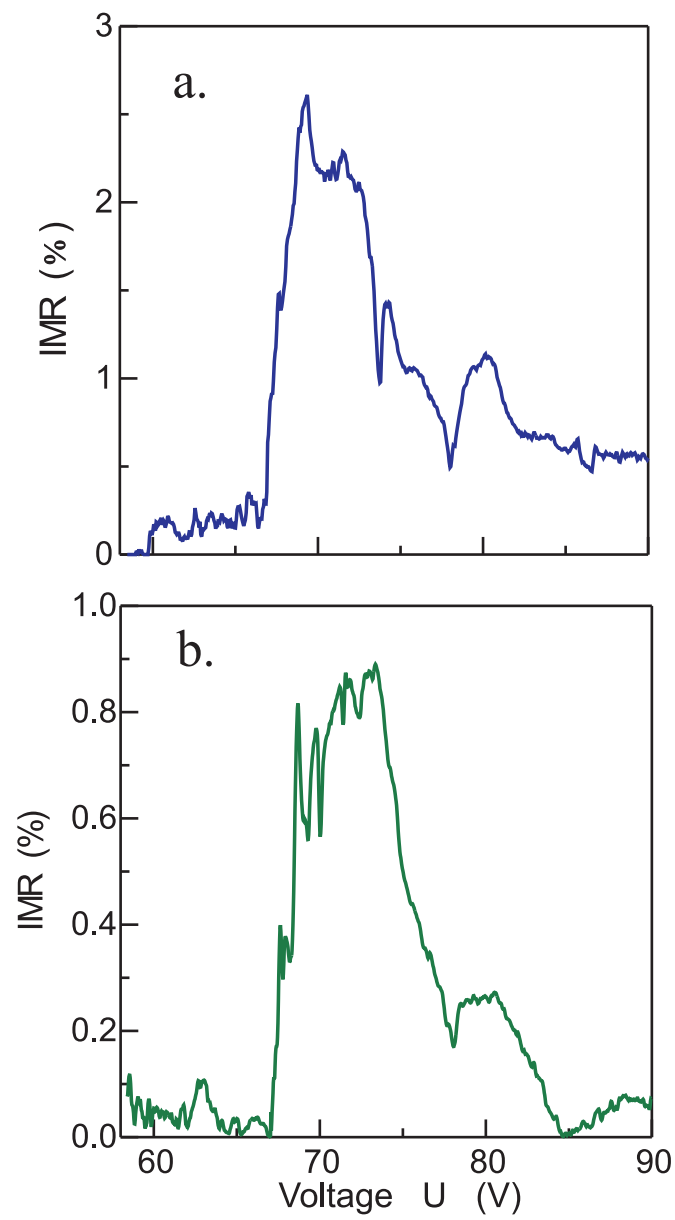


Рис. 6.37: Зависимости инжекционного магнитосопротивления IMR от напряжения U для гетероструктур $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ с (a) 71 at. % Co и с (b) 54 at. % Co в магнитном поле $H = 6.25$ Oe.

он заселен электронами и вероятность туннелирования с него через барьер максимальна. При этом высоколежащие уровни не заселены электронами. Благодаря положительной обратной связи, формируемой дырками, рожденными в ходе лавинного процесса, малые изменения в вероятности туннелирования и в заселенности уровней приводят к значительным изменениям тока, что усиливает пиковый характер зависимостей IMR. Как можно видеть из приведенных зависимостей, в малых магнитных полях магнитосопротивление достигает наибольших значений в области начала лавинного процесса. Таким образом, для получения наибольшей чувствительности магнитных сенсоров к гетероструктурам $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ необходимо прикладывать напряжение в области начала лавинообразования.

6.3.6 Распространение IMR эффекта на структуры с другими полупроводниками

Как было описано в предыдущем разделе, магниторезистивные сенсоры могут быть сконструированы на основе эффекта IMR в гетероструктурах $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$. Наибольшая чувствительность эффекта наблюдается при больших напряжениях при лавинном процессе. Развивающаяся ударная ионизация рождает дырки, которые движутся и аккумулируются в области барьера. Сформировавшаяся обратная связь способствует большим изменениям протекающего тока при малых изменениях высоты барьера. Но этот процесс имеет ряд недостатков. Во-первых, IMR эффект в гетероструктурах $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ имеет температурно-пиковый характер. Во-вторых, этот эффект наблюдается в структурах с полуизолирующим GaAs и с *n*-GaAs с высоким удельным сопротивлением.

Очень важно распространить IMR эффект, наблюдаемый на структурах $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$, на структуры с другими полупроводниками и достичь больших значений коэффициента IMR в широком температурном диапазоне. Одним из многообещающих полупроводников для спинтроники является кремний, который обладает большим временем спиновой релаксации носителей и большой длиной свободного пробега электронов [270, 296, 367]. Спин-орбитальные эффекты, вызывающие спиновую релаксацию, в Si значительно менее выражены, чем в GaAs из-за меньшей атомной массы и существования центра инверсии кристаллической структуры, который сохраняет спиновое вырождение зон. Более того, наиболее распространенный изотоп ^{28}Si не имеет ядерного спина, что подавляет сверхтонкое взаимодействие. Все эти свойства приводят к относительно большому времени спиновой релаксации в Si.

Рассматривая IMR эффект в $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$, можно прийти к заключению, что для эффективного магнитосопротивления в структурах ферромагнетик / полупроводник (FM / SC) необходимо выполнить следующие требования.

(а) Полупроводник (SC) должен содержать квантовую яму на интерфейсе.

- (b) Квантовая яма должна содержать локализованные электронные состояния.
- (c) Локализованные уровни должны быть обменно-расщеплены ферромагнетиком (FM). Взаимодействие с электронами, находящимися на этих уровнях, приводит к спин-зависимому барьеру.
- (d) Большие величины магнитосопротивления могут быть достигнуты при наличии процесса ударной ионизации.
- (e) Ловушки для дырок, которые возникают в процессе ударной ионизации и движутся в сторону потенциального барьера, должны располагаться в области барьера. Существование дырок в области барьера понижает его высоту. Это формирует положительную обратную связь и приводит к большим изменениям тока.

Исследованные структуры $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ содержат двумерные квантовые ямы, сформированные пленкой $\text{SiO}_2(\text{Co})$ благодаря разности химических потенциалов между $\text{SiO}_2(\text{Co})$ и GaAs. Ширина и форма этих ям существенно зависят от концентрации электронов на интерфейсе и от температуры. Используя другие методы формирования двумерных квантовых ям в полупроводнике вблизи интерфейса (молекулярно-лучевая эпитаксия, MOCVD), можно получить квантовые ямы с желаемыми шириной, глубиной и числом локализованных электронных уровней. Магниторезистивные сенсоры, использующие процесс ударной ионизации, могут быть сконструированы на базе структур с дырочными ловушками и квантовыми ямами в интерфейсной области (рис. 6.38). Локализованные уровни расщеплены обменным взаимодействием с FM, выращенным на интерфейсе, или взаимодействием с гранулированной пленкой, содержащей FM наночастицы. Последний технологический метод – напыление гранулированной пленки на интерфейс квантовой ямы может преодолеть трудности спиновой инжекции, связанные с несоответствием проводимостей FM металла и полупроводника [368]. Изменение концентрации FM наночастиц приводит к значительным изменениям проводимости гранулированной пленки и можно достичь желаемого соотношения проводимостей между FM и SC. Дополнительный барьер, сформированный около квантовой ямы в области дырочной ловушки, способствует улучшению наступления ударной ионизации. Приложенное напряжение падает в области этого барьера и, таким образом, формируется сильное электрическое поле, необходимое для начала лавинного процесса.

Можно ожидать, что предложенный магниторезистивный сенсор обладает магниторезистивным эффектом большой величины в широком температурном диапазоне. Квантовая яма обладает фиксированными шириной и глубиной, что приводит к фиксированному числу локализованных состояний, ответственных за формирование спин-зависимого барьера. Количество уровней слабо зависит от температуры. По этой причине можно надеяться, что магниторезистивный сенсор на этой структуре будет работать в более широком диапазоне температур, чем сенсоры на структуре $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$, в которой квантовая яма на интерфейсе сформирована разностью химических потенциалов между GaAs и гранулированной

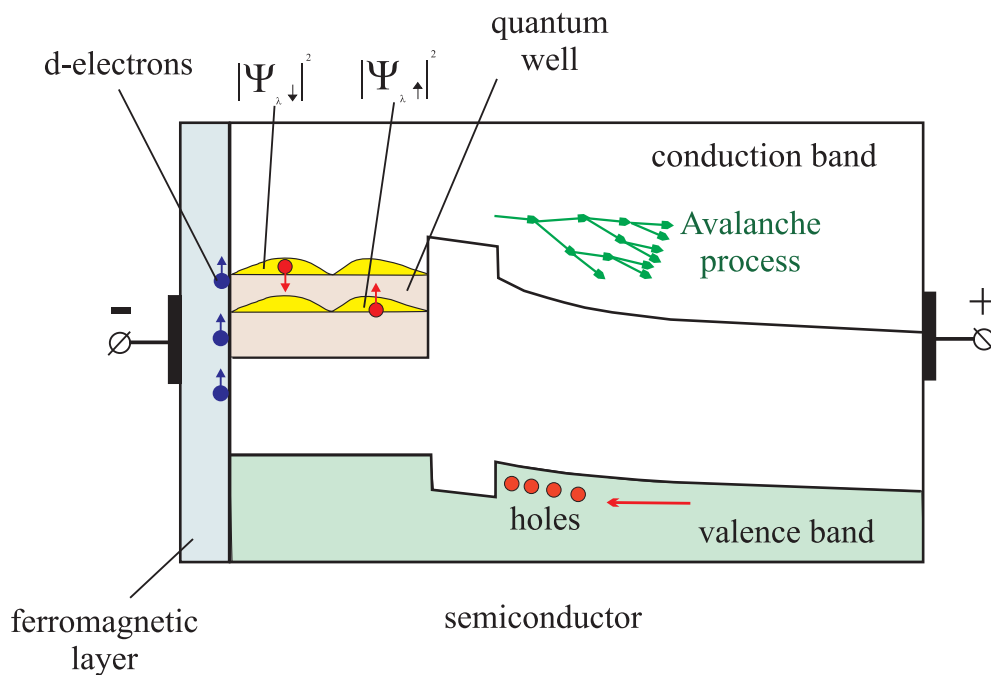


Рис. 6.38: Структура энергетических зон магниторезистивного сенсора на основе гетероструктуры с квантовой ямой и дырочной ловушкой при наличии лавинного процесса.

пленкой.

6.4 Выводы

Исследование электронного спинового транспорта в гранулированных структурах SiO_2 с ферромагнитными металлическими наночастицами (Co, Nb, Ta) привел к следующим результатам.

(1) В гранулированных структурах с малыми концентрациями гранул наличие слабонеразделенных локализованных состояний в канале туннельной проводимости между ферромагнитными металлическими гранулами приводит к отсутствию насыщения магнитосопротивления в сильных магнитных полях.

(2) Увеличение длины цепочки локализованных состояний между гранулами, по которым туннелирует электрон, приводит: (а) к уменьшению коэффициента $s-s$ -туннелирования, что ведет к увеличению отрицательного магнитосопротивления $|JMR|$; (б) к росту вероятности неупругого рассеяния спина туннелирующего электрона, которое понижает $|JMR|$. Действие этих двух факторов в гранулированных структурах, находящихся в суперпарамагнитном состоянии, дает температурно-концентрационные зависимости, имеющие следующие характерные черты: наличие максимума магнитосопротивления при определенной концентрации гранул x_m ; увеличение температурных изменений магнитосопротивления.

тивления при понижении x , где $x < x_m$; сдвиг x_m в сторону меньших концентраций при понижении температуры.

(3) Проявление характерных особенностей концентрационных зависимостей отрицательного магнитосопротивления при разных температурах и отсутствие насыщения магнитосопротивления в сильных магнитных полях в исследованных гранулированных пленках $\alpha\text{-SiO}_2(\text{Co}, \text{Nb}, \text{Ta})$ свидетельствуют о том, что электронный транспорт осуществляется посредством неупругого резонансного туннелирования через цепочку локализованных состояний в аморфной матрице $\alpha\text{-SiO}_2$ между гранулами. Из анализа зависимостей магнитосопротивления можно заключить, что определенный вклад в зависимости проводимости от температуры в исследованных пленках вносит неупругое резонансное туннелирование через локализованные состояния между гранулами.

(4) Если существует спин-орбитальное взаимодействие между кластерными электронными состояниями, образующимися на группе ферромагнитных металлических наночастиц, и спинами наночастиц, то действие магнитного поля с величиной большей поля насыщения и упорядочивающей спины наночастиц, должно приводить к увеличению размера локализации кластерных электронных состояний. Наличие этих спин-упорядоченных состояний, которые становятся метастабильными после снятия поля, позволяет объяснить эффект положительного магнитосопротивления.

Мы исследовали электронный спиновый транспорт в гетероструктурах $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$, $\text{TiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ и $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{Si}$, где $\text{SiO}_2(\text{Co})$ ($\text{TiO}_2(\text{Co})$) является гранулированной пленкой SiO_2 (TiO_2) с наночастицами Co и получили следующие результаты.

(5) В гетероструктурах $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ наблюдается эффект гигантского инжекционного магнитосопротивления (IMR) как до, так и при развитии лавинного процесса в полупроводнике. Эффект IMR имеет положительные значения и обладает температурно-пиковым характером. Температурная локализация эффекта зависит от концентрации Co и может сдвигаться приложенным электрическим полем. Для гетероструктур $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ с 71 at.% Co при лавинном процессе значение IMR достигает 1000 (10^5 %) при комнатной температуре, что на два-три порядка выше максимальных значений GMR в магнитных металлических мультислойных структурах и TMR в структурах на основе магнитных туннельных контактов. С другой стороны, для гетероструктур $\text{TiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$, $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{Si}$ магнитосопротивление очень мало (4% для $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{Si}$), а для пленок $\text{SiO}_2(\text{Co})$ оно имеет отрицательные величины.

(6) Эффект IMR объясняется формированием спин-зависимого потенциального барьера в полупроводнике. Спин-зависимый барьер формируется в обогащенном электронном слое в полупроводнике вблизи интерфейса, благодаря обменному взаимодействию между

электронами обогащенного слоя в полупроводнике и d -электронами Co. Действие спин-зависимого потенциального барьера усиливается рассеянием электронов назад на обменно-расщепленных уровнях квантовой ямы (обогащенного слоя), образованной в интерфейсной области полупроводника, и накоплением заряда в яме. Приложенное магнитное поле увеличивает высоту барьера и понижает его прозрачность. Развита модель объясняет наблюдаемые экспериментальные результаты. Наличие локализованных электронных состояний в обогащенном слое приводит к его температурно-пиковой зависимости в $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$. Это проявляется в температурно-пиковом характере эффекта IMR. Максимумы IMR пиков соответствуют одиночному обменно-расщепленному уровню в обогащенном слое. Ширина температурных пиков обратно пропорциональна поверхностному распределению частиц Co на интерфейсе. В противоположность этому, в структурах $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{Si}$ обогащенный слой имеет малую толщину без локализованных состояний, является туннельно-прозрачным и не влияет на протекающий ток.

(7) Большие значения магнитосопротивления в гетероструктурах $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ при лавинном процессе в GaAs могут быть объяснены процессом ударной ионизации, на развитие которого влияет спин-зависимый потенциальный барьер. В результате процесса ударной ионизации, индуцированной инжектированными электронами, образуются дырки, которые движутся к барьеру и аккумулируются в его области. Наличие дырок в области барьера понижает его высоту, увеличивает ток, протекающий через барьер, и приводит к усилению лавинного процесса. Благодаря сформированной положительной обратной связи, малые изменения высоты барьера приводят к значительным изменениям тока.

(8) Гетероструктуры ферромагнетик/полупроводник с квантовыми ямами, содержащими спин-поляризованные локализованные электроны в полупроводнике около интерфейса, могут рассматриваться как перспективные комнатно-температурные спиновые инжекторы. При развитии лавинного процесса эти гетероструктуры, содержащие дырочные ловушки в области спин-зависимого потенциального барьера в квантовых ямах, могут применяться как эффективные магнитные сенсоры.

Заключение. Основные результаты работы

(1) Построены диаграммные разложения для квантовых систем с внутренней Ли-групповой динамикой. Диаграммная техника основана на разложении производящего функционала для температурных функций Грина, определяемого через дифференциальные функциональные уравнения. Решения дифференциальных функциональных уравнений найдены в форме рядов, члены которых соответствуют диаграммам. Преимуществом развитой диаграммной техники является возможность нахождения эффективных кластерных аппроксимаций для моделей с сильными локальными взаимодействиями. Диаграммная техника обобщена на квантовые модели на топологически нетривиальных многообразиях. Топологическая нетривиальность многообразия, на котором действует квантовая система и выражающаяся в нетривиальных когомологиях, приводит к существованию новых квазичастиц и дополнительных возбуждений системы.

(2) На основе развитой диаграммной техники получено диаграммное разложение для спиновой системы, описываемой моделью Гейзенберга с обменным и магнитным дипольным взаимодействиями с внутренней динамической группой Ли $Spin(3)$. Выведены обобщенные уравнения Ландау-Лифшица, которые имеют псевдодифференциальную форму. Благодаря дальнедействующему характеру, относительно слабое магнитное дипольное взаимодействие трансформирует спинволновой спектр в спектр дискретных мод, зависящий от размерности и формы ферромагнитного образца.

(3) Установлено, что в рамках рассматриваемой модели Гейзенберга с обменным и магнитным дипольным взаимодействиями магнитное дипольное взаимодействие дает главный вклад в релаксацию длинноволновых спиновых волн и однородной прецессии в ферромагнитном образце по сравнению с обменным взаимодействием. Благодаря магнитному дипольному взаимодействию, затухание спиновых волн определяется диаграммами в однокольцевом приближении, которое соответствует распаду и слиянию двух спиновых волн. Обменное взаимодействие дает нетривиальный вклад в затухание только в двухкольцевом приближении и этот вклад является малым. Найдено, что затухание уменьшается с увеличением величины магнитного поля и растет пропорционально увеличению температуры. Обнаружено, что в ферромагнитных пленках наноразмерной толщины при толщине пленки меньшей определенного значения запрещен процесс слияния спинволновых мод и должны наблюдаться слабозатухающие спиновые волны. Наличие таких волн открывает возможность построения спинволновых приборов наноразмерного масштаба (фильтров, линий задержек), работающих в СВЧ диапазоне и обладающих малыми потерями.

(4) Спиновые возбуждения в гранулированных структурах с ферромагнитными наночастицами в диэлектрической матрице значительно отличаются от спиновых возбуждений

объемных ферромагнитных образцов. Найдено, что спектр спиновых возбуждений гранулированной структуры с ферромагнитными металлическими наночастицами в аморфной матрице состоит из спинволновых возбуждений гранул и спин-поляризационных возбуждений. При спин-поляризационных возбуждениях изменение направления спина гранулы сопровождается переходом электрона между двумя подуровнями расщепленного локализованного состояния в матрице и изменением поляризации этого локализованного состояния. Благодаря этому механизму, названному спин-поляризационной релаксацией, гранулированные структуры обладают аномально большим коэффициентом затухания спиновых возбуждений и большой шириной линии ФМР. Спин-поляризационная релаксация значительно превышает собственную релаксацию модели Гейзенберга с обменным и магнитным дипольным взаимодействиями.

(5) Спин-поляризационная релаксация зависит от числа локализованных электронных состояний в матрице. В СВЧ диапазоне обменно расщепленные уровни электронов локализованных состояний в матрице, участвующие в спин-поляризационной релаксации, имеют величину расщепления равную энергии СВЧ кванта и расположены далеко от гранул. При увеличении концентрации гранул увеличивается обменное расщепление уровней локализованных состояний, протекающее от соседних гранул, что приводит к уменьшению магнитно активных уровней с расщеплением равным энергии СВЧ кванта и к уменьшению коэффициента затухания с ростом концентрации магнитных гранул. Экспериментальное подтверждение уменьшения коэффициента затухания спиновых возбуждений с ростом концентрации магнитных гранул наблюдалось на гранулированных пленках $\alpha\text{-SiO}_2$ с наночастицами сплава $(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.4}\text{B}_{0.2})$ и с наночастицами Co . На структурах $\alpha\text{-SiO}_2(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.4}\text{B}_{0.2})$ наблюдалось уменьшение коэффициента затухания, связанное с уменьшением числа локализованных электронных состояний в матрице после отжига.

(6) Спиновая разупорядоченность в гранулированных структурах с ферромагнитными наночастицами приводит к существенному изменению дисперсионных кривых спиновых волн и к появлению дополнительных ветвей. В рамках модели Гейзенберга с магнитным дипольным и обменным взаимодействиями между спинами развита теория длинноволновых спиновых волн и найдены дисперсионные кривые спиновых волн в зависимости от параметров порядка в неупорядоченных магнитных системах. Найдено, что в неупорядоченных магнитных системах появляются продольные спинволновые моды. Продольные моды характеризуются изменением плотности магнитного момента. В ферромагнитно упорядоченных структурах продольные моды вырождены и не наблюдаются.

(7) Установлено, что главными факторами, влияющими на дисперсию спиновых волн в гранулированных наноструктурах, являются проводимость и магнитные параметры структуры. Эти факторы по-разному изменяют форму дисперсионных кривых, что дает воз-

возможность определения их магнитных и электрических характеристик. Решение задачи определения этих характеристик из дисперсионных зависимостей спиновых волн позволило разработать метод спинволновой спектроскопии. Методом спинволновой спектроскопии исследованы структуры $a\text{-C:H(Cu)}$, SiO_2 с наночастицами Co , ZnO(Co) , BaTiO_3 с наночастицами Ni , $a\text{-C:H}$ с наночастицами Co и структуры SiO_2 с гранулами $\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2$. Обнаружено влияние подложки GaAs , приводящее к ферромагнитному упорядочению спинов наночастиц Co вблизи интерфейса в структурах $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$.

(8) В гранулированных структурах с металлическими наночастицами при достаточно большой прозрачности туннельных барьеров между наночастицами образуются кластерные электронные состояния (КЭС). КЭС формируются из волновых функций s -, p -электронов оболочек атомов металлических частиц, когда волновые функции электронов, находящихся на уровне Ферми, расплываются и локализуются на группе (кластере) частиц. Ниже порога перколяции КЭС имеют ограниченные размеры и определяют области проводимости. Выше порога перколяции размеры КЭС становятся неограниченными и КЭС образует бесконечный проводящий кластер. Формирование КЭС влияет на электронный транспорт в гранулированных структурах. Обнаружены экспериментальные факты, которые объясняются образованием КЭС: пики проводимости на температурной зависимости тока при понижении температуры в сильных электрических полях, переходы из изолирующего состояния в проводящее при действии электрического поля, обратные переходы при снятии поля, гистерезис вольт-амперных характеристик и релаксация проводимости.

(9) Для гранулированных структур с металлическими наночастицами, находящимися ниже порога перколяции, из температурных зависимостей проводимости найдено число локализованных состояний в матрице, через которые проходит туннелирование между КЭС. Существенную роль в механизме проводимости играют процессы неупругого резонансного туннелирования через цепочку локализованных состояний в аморфном слое между КЭС вблизи уровня Ферми с разбросом энергий порядка kT . Источниками локализованных состояний являются дефекты матрицы и границ раздела гранула - матрица.

(10) Образование КЭС приводит к изменениям диэлектрической проницаемости ϵ в гранулированных структурах, что было экспериментально подтверждено исследованиями на пленках $a\text{-SiO}_2$ с наночастицами сплава $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})$ и пленках $a\text{-C:H}$ с наночастицами Cu . В области перколяционного порога, где КЭС образует бесконечный проводящий кластер, наблюдается резкое повышение диэлектрической проницаемости. Ниже порога перколяции измерения ϵ дают информацию об изменениях размеров проводящих кластеров, которые могут изменяться под действием электрического поля и температуры. В сильных электрических полях размеры кластеров растут вдоль направления электрического поля. Повышение температуры приводит к росту размера локализации КЭС и к увеличению

диэлектрической проницаемости. Наблюдалось уменьшение диэлектрической проницаемости, связанное с уменьшением количества дефектов в матрице и уменьшением размера локализации КЭС при отжиге.

(11) Большие значения диэлектрических и магнитных потерь в гранулированных структурах позволяют их рассматривать в качестве эффективных поглощающих покрытий электромагнитных волн в СВЧ диапазоне. На основе проведенных исследований изготовлены многослойные тонкие широкополосные поглощающие покрытия, содержащие слои а-С:H(Co,Ni), с поглощением не менее 10 dB падающего электромагнитного излучения в диапазоне частот 8 - 80 GHz. Разработанные радиопоглощающие покрытия обладают преимуществами перед покрытиями, основанными на ферритах – по толщине, весу и частотной широкополосности поглощения.

(12) Электронный транспорт в гранулированных структурах с ферромагнитными металлическими наночастицами, который происходит посредством неупругого резонансного туннелирования через цепочку слабонерасщепленных локализованных состояний в матрице, приводит к максимуму магнитосопротивления при определенной концентрации наночастиц и отсутствию насыщения магнитосопротивления в сильных магнитных полях, что экспериментально подтверждено при исследовании на гранулированных пленках а-SiO₂(Co,Nb,Ta).

(13) В гетероструктурах SiO₂(Co)/GaAs, где SiO₂(Co) является гранулированной пленкой SiO₂ с наночастицами Co, наблюдается эффект гигантского инжекционного магнитосопротивления (IMR). Эффект IMR наблюдается как до развития лавинного процесса в полупроводнике, так и при лавинообразовании, имеет положительные значения и обладает температурно-пиковым характером. Температурная локализация эффекта зависит от концентрации Co и может сдвигаться приложенным электрическим полем. Для гетероструктур SiO₂(Co)/GaAs с 71 at.% Co значение IMR достигает 1000 (10⁵ %) при лавинном процессе в GaAs при комнатной температуре.

(14) Установлено, что IMR-эффект связан с формированием спин-зависимого барьера, прозрачность и высота которого управляется магнитным полем. Спин-зависимый потенциальный барьер образуется благодаря обменному взаимодействию между электронами обогащенного слоя в полупроводнике и *d*-электронами Co. Действие спин-зависимого потенциального барьера усиливается рассеянием электронов назад на обменно-расщепленных уровнях квантовой ямы (обогащенного слоя), образованной в интерфейсной области полупроводника, и накоплением заряда в яме. Большие значения магнитосопротивления в гетероструктурах SiO₂(Co)/GaAs при лавинном процессе могут быть объяснены влиянием барьера на развитие ударной электронной ионизации. Наличие дырок в области барьера при лавинном процессе формирует положительную обратную связь, благодаря чему малые

изменения высоты барьера приводят к значительным изменениям распределения потенциала и тока. Показано существенное влияние локализованных электронных состояний в обогащенном слое на высоту барьера.

Литература

- [1] *Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology*; Ed. Nalwa H.S.; American Scientific Publishers: Valencia, CA, 2004; Vol. 1.
- [2] *Handbook of Theoretical and Computational Nanotechnology*; Eds. Rieth M., Schommers W.; *Atomistic Simulations - Algorithms and Methods*, Vol. 2; *Quantum and Molecular Computing, and Quantum Simulations*, Vol. 3; American Scientific Publishers: Valencia, CA, 2006.
- [3] Абрикосов А.А., Горьков Л.П. и Дзялошинский И.Е., *Методы квантовой теории поля в статистической физике*; Физматгиз: Москва, 1962.
- [4] Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Статистическая физика*, Часть 2; Наука: Москва, 1978, 448 с.
- [5] Mancini F., Avella A. *Adv. Phys.* 2004, **53**, 537-768.
- [6] Demler E., Hanke W., Zhang S.-C. *Rev. Mod. Phys.* 2004, **76**, 909-974.
- [7] Изюмов Ю.А., Кассан-оглы Ф.А., Скрыбин Ю.Н. *Полевые методы в теории ферромагнетизма*; Наука: Москва, 1974, 224 с.
- [8] Vaks V.G., Larkin A.I., Pikin S.A. *Sov. Phys.-JETP* 1967, **26**, 188.
- [9] Vaks V.G., Larkin A.I., Pikin S.A. *Sov. Phys.-JETP* 1967, **26**, 647.
- [10] Hubbard J. *Proc. Roy. Soc. A* 1963, **276**, 238.
- [11] Hubbard J. *Proc. Roy. Soc. A* 1964, **277**, 237.
- [12] Изюмов Ю.А., Скрыбин Ю.Н. *Статистическая механика магнитоупорядоченных систем*; Наука: Москва, 1987, 264 с.
- [13] Zaitsev R.O. *Sov. Phys.-JETP* 1976, **43**, 574.
- [14] Zaitsev R.O. *Sov. Phys.-JETP* 1978, **48**, 1193.
- [15] Westwanski B. *Phys. Lett. A* 1973, **44**, 27-28.

- [16] Maier T., Jarrell M., Pruschke T., Hettler M.H. *Rev. Mod. Phys.* 2005, **77**, 1027-1080.
- [17] Kakehashi Y. *Adv. Phys.* 2004, **53**, 497-536.
- [18] Batista C.D., Ortiz G. *Adv. Phys.* 2004, **53**, 1-82.
- [19] Lutsev L.V. *J. Phys. A: Math. Theor.* 2007, **40**, 11791-11814.
- [20] Lutsev L.V., *Diagram technique for quantum models with internal Lie-group dynamics*, in: Mathematical Physics Research Developments, Editor: Morris B. Levy, (Nova Science Publishers, Inc., 2009), pp. 141-188.
- [21] Виноградов А.М., Красильщик И.С., Лычагин В.В. *Введение в геометрию нелинейных дифференциальных уравнений*; Наука: Москва, 1986.
- [22] Vinogradov A. *Cohomological Analysis of Partial Differential Equations and Secondary Calculus*, Translations of Mathematical Monographs, vol 204; American Mathematical Society: Providence, RI, 2001.
- [23] Krasil'shchik J., Verbovetsky A. (1998). Homological Methods in Equations of Mathematical Physics. Preprint DIPS-7/98, <http://diffiety.ac.ru>
- [24] Steenrod N.E., Epstein D.B.A. *Cohomology Operations*; Princeton University Press: Princeton, NY, 1962.
- [25] Кас V.G., *Infinite dimensional Lie algebras*; Cambridge University Press, NY, 1990.
- [26] Кац В.Г., *Вертексные алгебры для начинающих*; Издательство МЦНМО: Москва, 2005.
- [27] Васильев А.Н. *Функциональные методы в квантовой теории поля и статистике*; Издательство Ленинградского университета: Ленинград, 1976, 296 с.
- [28] Назайкинский В.Е., Стернин Б.Ю., Шаталов В.Е. *Методы некоммутативного анализа*; Техносфера: Москва, 2002, 336 с.
- [29] Dixmier J. *Algebres enveloppantes*; Gauthier-Villars: Paris, 1974.
- [30] Goto M., Grosshans F. *Semisimple Lie Algebras (Lecture Notes in Pure and Applied Mathematics)* vol. 38; Marcel Dekker Inc.: New York, 1978.
- [31] Jacobson N. *Lie Algebras*; Wiley-Interscience: New York, 1962.
- [32] Кас V.G. *Adv. Math.* 1977, *26*, 8-96.

- [33] Griffiths P., Harris J. *Principles of Algebraic Geometry*; John Wiley and Sons: New York, 1978.
- [34] Warner F.W. *Foundations of Differentiable Manifolds and Lie Groups*; Springer-Verlag: New York, 1983.
- [35] Springer G. *Introduction to Riemann Surfaces*; Chelsea: New York, 1981.
- [36] Lutsev L.V. *J. Phys.: Condens. Matter* 2005, **17**, 6057-6080.
- [37] Vedmedenko E.Y., Oepen H.P., Kirschner J. *Phys. Rev. B* 2003, **67**, 012409.
- [38] Vedmedenko E.Y., Oepen H.P., Kirschner J. *Phys. Rev. Lett.* 2003, **90**, 137203.
- [39] Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. *Спиновые волны*; Наука: Москва, 1967, 368 с.
- [40] Zubarev D.N. *Nonequilibrium Statistical Thermodynamics*; Plenum: New York, 1974.
- [41] Трев Ф. *Введение в теорию псевдодифференциальных операторов и интегральных операторов Фурье. Псевдодифференциальные операторы. Т. 1*; Мир: Москва, 1984, 360 с.
- [42] Гуревич А.Г., Мелков Г.А. *Магнитные колебания и волны*; Наука: Москва, 1994, 464с.
- [43] Гуревич А.Г. *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*; Наука: Москва, 1973.
- [44] Луцев Л.В. *ЖТФ* 1995, **65**(2), 41-54.
- [45] Soohoo R.F. *Magnetic Thin Films*; New York: Harper and Row, 1965 .
- [46] Kalinikos B.A. and Slavin A.N. *Journal of Physics C: Solid State Physics* 1986, **19**(35), 7013.
- [47] Kalinikos B.A., Kozhus N.V., Kostylev M.P. and Slavin A.N. *Journal of Physics C: Condensed Matter* 1990, **2**(49), 9861.
- [48] *Linear and Nonlinear Spin Waves in magnetic films and superlattices*, Ed. by M.G. Cottam, Singapore: World Scientific Publishing Co., 1994.
- [49] I.V. Rojdestvenski, M.G. Cottam, and A.N. Slavin, *Phys. Rev. B* 1993, **48**(17), 12768.
- [50] Зюзин А.М., Сабаяев С.Н., Куляпин А.В., *ФТТ* 2003, **45**(12), 2208.

- [51] Guslienکو K.Yu., Demokritov S.O., Hillebrands B., and Slavin A.N., *Phys. Rev. B* 2002, **66**(13), 132402.
- [52] Guslienکو K.Yu. and Slavin A.N., *Phys. Rev. B* 2005, **72**(1), 014463.
- [53] Grigorieva N.Yu. and Kalinikos B.A., *Technical Physics* 2009, **54**(8), 1196.
- [54] Крупичка С. *Физика ферритов и родственных им магнитных окислов*; Т.1,2, Мир: Москва, 1973, 504 с.
- [55] Le Craw R.C. and Spencer E.G. *Journ. Phys. Soc. Japan* 1962, **17** Suppl.B1, 401.
- [56] Kolokolov I.V, L'vov V.S. and Cherepanov V.B. *Sov. Phys.-JETP* 1984, **59**(5), 1131.
- [57] Yakovlev Yu.M., Rubal'skaya E.V., Godes L.G., Lapovok B.L. and Bushueva T.N. *Sov. Phys. Solid State* 1971, **13**(4), 1151.
- [58] Anisimov A.N., Shukyurov A.S., Gurevich A.G. and Emiryan L.M. *Sov. Phys.-JETP* 1983, **57**(4), 818.
- [59] Gurevich A.G., Anisimov A.N., Samokhvalov A.A. and Solin N.I. *Acta Phys. Polonica* 1985, **A68**(3), 467.
- [60] Sparks M. *Ferromagnetic Relaxation Theory* (New York: Mc Graw-Hill) 1964.
- [61] Sparks M., Loudon R. and Kittel C. *Phys. Rev.* 1961, **122** (3), 791.
- [62] Schlömann E. *Phys. Rev.* 1961, **121** (5), 1312.
- [63] Lutsev L.V. *Phys. Rev. B* 2012, **85**(21), 214413.
- [64] Mermin N.D. and Wagner H., *Physical Review Letters* 1966, **17**, 1133.
- [65] Gelfert A. and Nolting W., *Phys. Status Solidi b* 2000, **217**, 805.
- [66] Gelfert A. and Nolting W., *J. Phys.: Condens. Matter* 2001, **13**, R505.
- [67] Stancil D.D., *Theory of Magnetostatic Waves*. New York: Springer, 1993.
- [68] Stancil D.D. and Prabhakar A., *Spin Waves. Theory and Applications*. New York: Springer, 2009.
- [69] Kabos P. and Stalmachov V.S. , *Magnetostatic Waves and Their Applications* New York: Chapman & Hall, 1994.
- [70] Manuilov S.A., Fors R., Khartsev S.I., and Grishin A.M. , *J. Appl. Phys.* 2009, **105**(3), 033917.

- [71] Khitun A., Bao M., and Wang K.L., *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010, **43**(26), 264005.
- [72] Lenk B., Ulrichs H., Garbs F., and Münzenberg M., *Physics Reports* 2011, **507**, 107.
- [73] Sang-Koog Kim, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010, **43**, 264004.
- [74] Kajiwara Y., Harii K., Takahashi S., Ohe J., Uchida K., Mizuguchi M., Umezawa H., Kawai H., Ando K., Takanashi K., Maekawa S., and Saitoh E., *Nature* 2010, **464**, 262.
- [75] Schneider T., Serga A.A., Leven B., Hillebrands B., Stamps R.L., and Kostylev M.P., *Appl. Phys. Lett.* 2008, **92**(2), 022505.
- [76] Tianyu Liu and Vignale G., *Physical Review Letters* 2011, **106** (24), 247203.
- [77] Costa Filho R.N., Cottam M.G. and Farias G.A. *Phys. Rev. B* 2000, **62**, 6545.
- [78] Corio P.L. *J. Math. Phys.* 1968, *9*, 1067-1071.
- [79] Kopvillem U.Kh., Prants S.V. *Phys. Status Solidi (B)* 1977, *83*, 109-114.
- [80] Petrakovskii G.A. *Sov. Phys. Uspekhi* 1981, **24**, 511.
- [81] Kaneyoshi T. *Introduction to Amorphous Magnets*; World Scientific: Singapore, 1992.
- [82] *The Magnetism of Amorphous Metals and Alloys* ed. Fernandez-Baca J.A., Wai-Yim Ching; World Scientific: Singapore, 1995.
- [83] O'Handley R.C. *Modern Magnetic Materials: Principles and Applications*; John Wiley & Sons: New York, 2000.
- [84] Dieny B., Sankar S., McCartney M.R., Smith D.J., Bayle-Guillemaud P., Berkowitz A.E. *J. Magn. Magn. Mater.* 1998, **185**(3), 283.
- [85] Mitani S., Takanashi K., Yakushiji K., Fujimori H. *J. Appl. Phys.* 1998, **83**(11), 6524.
- [86] Yakushiji K., Mitani S., Takanashi K., Ha J.-G., Fujimori H. *J. Magn. Magn. Mater.* 2000, **212**(1-2), 75.
- [87] Луцев Л.В., Калинин Ю.Е., Ситников А.В., Стогней О.В., *ФТТ* 2002, **44**(10), 1802.
- [88] Аронзон Б.А., Варфоломеев А.Е., Ковалев Д.Ю., Ликальтер А.А., Рыльков В.В., Седова М.А., *ФТТ* 1999, **41**(6), 944.
- [89] Granovsky A.B., Kozlov A.A., Bagmut T.V., Nedukh S.V., Tarapov S.I., Clerc J.P. *Phys. Solid State* 2005, **47**, 738.

- [90] Sankar S., Dender D., Borchers J.A., Smith D.J., Erwin R.W., Kline S.R., Berkowitz A.E. *J. Magn. Magn. Mater.* 2000, **221**(1-2), 1.
- [91] Wang Wen-Nai, Jiang Zheng-Sheng, Du You-Wei *J. Appl. Phys.* 1995, **78**, 6679.
- [92] Butera A., Zhou J.N., Barnard J.A. *Phys. Rev. B* 1999, **60**(17), 12270.
- [93] Butera A., Zhou J.N., Barnard J.A. *J. Appl. Phys.* 2000, **87**, 5627.
- [94] Lutsev L.V., Kazantseva N.E., Tchmutin I.A., Ryvkina N.G., Kalinin Yu.E., Sitnikoff A.V. *J. Phys.: Condensed Matter* 2003, **15**(22), 3665.
- [95] Morikawa T., Suzuki M., Taga Y. *J. Appl. Phys.* 1998, **83**(11), 6664.
- [96] Ohnuma S., Kobayashi N., Masumoto T., Mitani S., Fujimori H. *J. Appl. Phys.* 1999, **85**, 4574.
- [97] Luis F., Bartolome J., Petroff F., Garcia L.M., Vaures A., Carrey J. *J. Appl. Phys.* 2003, **93**, 7032.
- [98] Luis F., Petroff F., Bartolome J. *J. Phys.: Condensed Matter* 2004, **16**, 5109.
- [99] Луцев Л.В., Стогний А.И. и Новицкий Н.Н., *Письма в ЖЭТФ* 2005, **81**(10), 636.
- [100] Lutsev L.V., Stognij A.I., Novitskii N.N., Stashkevich A.A. *J. Magn. Magn. Mater.* 2006, **300**(1), e12.
- [101] Jorzick J., Demokritov S.O., Mathieu C., Hillebrands B., Bartenlian B., Chappert C., Rousseaux F., Slavin A.N. *Phys. Rev. B* 1999, **60**, 15194.
- [102] Roussigne Y., Cherif S.M., Dugautier C., Moch P. *Phys. Rev. B* 2001, **63**, 134429.
- [103] Demokritov S.O., Hillebrands B., Slavin A.N. *Phys. Rep.* 2001, **348**, 441.
- [104] Grimsditch M., Guedes I., Vavassori P., Metlushko V., Ilic B., Neuzil P., Kumar R. *J. Appl. Phys.* 2001, **89**, 7096.
- [105] Gubbiotti G., Candeloro P., Businaro L., Di Fabrizio E., Gerardino A., Zivieri R., Conti M., Carlotti G. *J. Appl. Phys.* 2003, **93**, 7595.
- [106] Stashkevich A.A., Roussigne Y., Djemia P., Billet D., Stognij A.I., Novitskii N.N., Wurtz G.A., Zayats A.V., Viau G., Chaboussant G., Ott F., Gautrot S., Kostylev M.P., Lutsev L.V., Belotelov V. *Journal of Applied Physics* **104**(9), 093912 (2008).
- [107] Stashkevich A.A., Roussigne Y., Stognij A.I., Novitskii N.N., Kostylev M.P., Wurtz G.A., Zayats A.V., Lutsev L.V. *Phys. Rev. B* **78**(21), 212404 (2008).

- [108] Stashkevich A.A., Roussigne Y., Stognij A.I., Novitskii N.N., Wurtz G., Zayats A.V., Viau G., Chaboussant G., Ott F., Lutsev L.V., Djemia P., Kostylev M.P., Belotelov V. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **321**(7), 876 (2009).
- [109] Lutsev L.V., 2008, <http://arxiv.org/abs/0801.4633>
- [110] Луцев Л.В. *Наноструктуры. Математическая физика и моделирование* 2009, **1**(1), 59.
- [111] Луцев Л.В. *ФТТ* 2011, **53**(5), 1014.
- [112] Platzman P.M., Wolff P.A. *Waves and Interactions in Solid State Plasmas*; Academic Press: London, 1973.
- [113] Maier S.A. *Plasmonics. Fundamentals and Applications*; Springer: New York, 2007.
- [114] Tomita S., Hagiwara M., Kashiwagi T., Tsuruta C., Matsui Y., Fujii M., Hayashi S. *J. Appl. Phys.* 2004, **95**, 8194.
- [115] Brosseau C., Talbot P. *J. Appl. Phys.* 2005, **97**(10), 104325.
- [116] Castel V., Youseff J.B., Brosseau C. *Journal of Nanomaterials* 2007, **ID**, 27437.
- [117] Lutsev L., Yakovlev S., Brosseau C. *J. Appl. Phys.* 2007, **101**, 034320.
- [118] L. Lutsev, S. Yakovlev, V. Castel, C. Brosseau. *Journal of Physics D: Applied Physics* 2010, **43**(32), 325302.
- [119] <http://mathworld.wolfram.com/EulerAngles.html>
- [120] Б.В. Гнеденко. *Курс теории вероятностей*; Едиториал УРСС: Москва, 2005, 448 с.
- [121] Луцев Л.В. *ФТТ* 2002, **44**(1), 97.
- [122] Bagguley D.M.S. *The Proceedings of the Physical Society A* 1953, **66**(8), 404A, 765.
- [123] Bagguley D.M.S. *Proceedings of the Royal Society A* 1955, **228**, 1175, 549.
- [124] Петров Ю.И. *Кластеры и малые частицы*; Наука: Москва, 1986, 368 с. 26.
- [125] Khodzitskiy M., Lutsev L., Tarapov S., Zamkovoij A., Stognij A., Novitskii N. *JMMM* 2008, **320**(5), L7.
- [126] Fermin J.R., Antonio Azevedo, de Aguiar F.M., Biao Li, Rezende S.M. *J. Appl. Phys.* 1999, **85** (10), 7316.

- [127] Луцев Л.В., Яковлев С.В. *Сборник трудов XVII международной школы-семинара Новые магнитные материалы микроэлектроники*, 20 - 23 июня 2000 г., Москва, 524.
- [128] Луцев Л.В., Яковлев С.В., Калинин Ю.Е., Ситников А.В., Стогней О.В. *Сборник трудов XVII международной школы-семинара Новые магнитные материалы микроэлектроники*, 20 - 23 июня 2000 г., Москва, 544.
- [129] Луцев Л.В., Яковлев С.В., Калинин Ю.Е., Ситников А.В., Стогней О.В., Сиклицкий В.И. *Тезисы докладов II международной конференции Аморфные и микрокристаллические полупроводники*, 3 - 5 июля 2000 г., С-Петербург, 77.
- [130] Луцев Л.В., Звонарева Т.К., Лебедев В.М. *Письма в ЖТФ* 2001 **27** (15), 84.
- [131] Давыдов А.С. *Квантовая механика*; Наука: Москва, 1973, 704 с.
- [132] Вонсовский С.В. *Магнетизм*; Наука: Москва, 1971, 1032 с.
- [133] Кузьмин Е.В., Петраковский Г.А., Завадский Э.А. *Физика магнитоупорядоченных веществ*; Наука: Новосибирск, 1976, 288 с.
- [134] Barzilai S., Goldstein Y., Valberg I., Helman J.S. *Phys. Rev.* В 1981, **23** (4), 1809.
- [135] Луцев Л.В., Ходзицкий М.К., Багмут Т.В., Шипкова И.Г., Тарапов С.И., Стогний А.И., Новицкий Н.Н., *Материалы Первой международной конференции "Наноструктурные Материалы - 2008: Беларусь - Россия - Украина (НАНО-2008)"*, Минск, 22 - 25 апреля 2008 г., с. 459.
- [136] Lutsev L., Khodzitskiy M., Bagmut T., Shipkova I., Tarapov S., Stognij A., and Novitskii N. , *Moscow International Symposium on Magnetism, MISM-2008, Books of Abstract, Moscow, 20-25 June 2008*, p. 298.
- [137] Ландау Л.В., Лифшиц ЕМ. *Электродинамика сплошных сред*. Т. 8; Наука: Москва, 1982, 624 с.
- [138] Луцев Л.В., Березин И.Л., Яковлев Ю.М. *ЖТФ* 1990, **60** (7), 180.
- [139] Луцев Л.В. *ЖТФ* 1991, **61** (3), 80.
- [140] Луцев Л.В., Щербакова В.О., Федорова Г.Я. *ФТТ* 1993, **35** (8), 2208.
- [141] Grünberg P. *J. Appl. Phys.* 1980, **51** (8), 4338.
- [142] Grünberg P. *J. Appl. Phys.* 1981, **52** (11), 6824.
- [143] Grünberg P. *J. Appl. Phys.* 1985, **57** (8, Pt.2B), 3673.

- [144] Adkins L.R., Glass H.L. *Electron. Lett.* 1980, **16** (15), 590.
- [145] Adkins L.R., Glass H.L. *J. Appl. Phys.* 1982, **53** (12), 8928.
- [146] Sasaki H., Mikoshiba N. *Electron. Lett.* 1979, **15** (6), 172.
- [147] Sasaki H., Mikoshiba N. *J. Appl. Phys.* 1981, **52** (5), 3546.
- [148] Ganguly A.K., Vittoria C. *J. Appl. Phys.* 1974, **45** (10), 4665.
- [149] Daniel M.R., Emtage P.R. *J. Appl. Phys.* 1982, **53** (5), 3723.
- [150] Parekh J.P., Chang K.W. *IEEE Trans. Magn.* 1983, **MAG-19** (5), 1868.
- [151] Parekh J.P., Chang K.W. *Proc. IEEE* 1983, **71** (5), 685.
- [152] Huahui He, Jun Su et al. *J. Appl. Phys.* 1987, **61** (8, Pt.2B), 4136.
- [153] Берегов А.С., Обламский В.Г. *Изв. вузов. Радиофизика* 1982, **25** (11), 1345.
- [154] Зубков В.И. *Письма в ЖТФ* 1985, **11** (23), 1419.
- [155] Вашковский А.В., Стальмахов А.В. *Радиотехника и электроника* 1984, **29** (5), 901.
- [156] <http://mathworld.wolfram.com/topics/SpecialFunctions.html>
- [157] Abramowitz M., Stegun I. *Handbook of Mathematical Functions*; National Bureau of Standards: New York, 1965.
- [158] Tarantola A., *Inverse Problem Theory and Model Parameter Estimation*; Philadelphia, PA: SIAM, 2004.
- [159] Aster R.C., Borchers B., and Thurber C.H., *Parameter Estimation and Inverse Problems*; Elsevier: Amsterdam, 2004.
- [160] Владимиров В.С. *Уравнения математической физики* . Наука, М. (1971). 512 с.
- [161] Lutsev L.V., Stognij A.I., and Novitskii N.N., *Phys. Rev. B* 2009, **80**(18), 184423.
- [162] Lutsev L.V., *J. Phys.: Condens. Matter* 2006, **18**(26), 5881.
- [163] Луцев Л.В., Яковлев С.В., Сиклицкий В.И., *ФТТ*, 2000, **42**(6), 1105.
- [164] Vyshenski S.V., *Письма в ЖЭТФ* 1995, **61**(1-2), 105.
- [165] Vyshenski S.V., *Письма в ЖЭТФ* 1996, **64**(7-8), 543.
- [166] Gurevich S.A. , Horenko V.V., Kupriyanov L.Yu., Kupriyanov M.Yu., Vasilevskaya T.N., Vyshenski S.V., Zaryaevskaya T.A., *Письма в ЖЭТФ* 1996, **64**(9-10), 684.

- [167] Аронзон Б.А., Грановский А.Б., Ковалев Д.Ю., Мейлихов Е.З., Рыльков В.В., Седова М.В., *Письма в ЖЭТФ* 2000, **71**(11), 687.
- [168] Аронзон Б.А., Ковалев Д.Ю., Лагарьков А.Н., Мейлихов Е.З., Рыльков В.В., Седова М.А., Негре Н., Гойран М., Леотин Дж., *Письма в ЖЭТФ* 1999, **70**(2), 87.
- [169] Сиклицкий В.И., Луцев Л.В., Байдакова М.В., *Письма в ЖТФ* 2002, **28**(7), 46.
- [170] Луцев Л.В., Копытин М.Н., Ситников А.В., Стогней О.В., *ФТТ* 2005, **47**(11), 2080.
- [171] Глазман Л.И., Матвеев К.А., *ЖЭТФ* 1988, **94**(6), 332.
- [172] Глазман Л.И., Шехтер Р.И., *ЖЭТФ* 1988, **94**(1), 292.
- [173] Anderson P.W., *Phys. Rev.* 1958, **109**(5), 1492.
- [174] Мотт Н., Дэвис Э., *Электронные процессы в некристаллических веществах*. Т.1,2. Мир, М. 1982, 664 с.
- [175] Калинин Ю.Е., Ремизов А.Н., Ситников А.В., *ФТТ* 2004, **46**(11), 2076.
- [176] Boff M.A.S., Geshev J., Schmidt J.E., Flores W.H., Antunes A.B., Gusmao M.A., Teixeira S.R., *J. Appl. Phys.* 2002, **91**(12), 9909.
- [177] Gridnev S.A., Gorshkov A.V., Kalinin Yu.E., Sitnikov A.V., *Ferroelectrics* 2007, **360**(1), 73.
- [178] Böttger H., Bryksin V.V. *Hopping conduction in solids*. Berlin: Akademie-Verlag, 1985. P.398.
- [179] Möbius A., Richter M., Drittler B., *Phys. Rev. B* 1992, **45**(20), 11568.
- [180] Cuevas E., Ortuno M., Ruiz J., *Phys. Rev. Lett.* 1993, **71**(12), 1871.
- [181] Закгейм Д.А., Рожанский И.В., Смирнова И.П., Гуревич С.А., *ЖЭТФ* 2000, **118**, 3(9), 637.
- [182] Мейлихов Е.З., *ЖЭТФ* 1999, **115**(4), 1484.
- [183] Duke C.V., *Tunneling in solids*. (New York and London: Academic Press) 1969, P.354.
- [184] Шкловский Б.И., Эфрос А.Л., *Электронные свойства легированных полупроводников*. М.: Наука, 1979, 416 с.
- [185] Brenig W., Döhler G.H., Heyszenau H., *Phil. Mag.* 1973, **27**, 1093.
- [186] Hauser J.J., *Sol. St. Commun.* 1975, **17**, 1577.

- [187] Abeles B., Ping Shen, Coutts M.D., Arie Y., *Advances in Physics* 1975, **24**(3), 407.
- [188] Рожанский И.В., Закгейм Д.А., Василевская Т.Н., Гуревич С.А., *ФТТ* 2001, **43**(5), 892.
- [189] Hayashi T., Hirono S., Tomita M., Umemura S., *Nature* (London) 1996, **381**, 772.
- [190] Ivanov-Omskii V.I., Tolmachev A.V., Yastrebov S.G., *Philosophical Magazine* 1996, **B73**(4), 715.
- [191] Siklitsky V.I., Yastrebov S.G., Lodygin A.B., *Chaos, Solitons and Fractals* 1999, **10**(12), 2067.
- [192] Иванов-Омский В.И., Сиклицкий В.И., Ястребов С.Г., *ФТТ* 1998, **40**(3), 568.
- [193] Robertson J., *Advances in Physics* 1986, **35**(4), 317.
- [194] Звонарева Т.К., Лебедев В.М., Полянская Т.А., Шаронова Л.В., Иванов-Омский В.И., *ФТП* 2000, **34**(9), 1135.
- [195] Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П., *Физическая кинетика*. Т. 10. Наука, М. 1979, 528 с.
- [196] Абрикосов А.А., *Основы теории металлов*. Наука, М. 1987, 520 с.
- [197] *Физические величины: Справочник* / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. Энергоатомиздат, М. 1991. 1232 с.
- [198] Ping Sheng, Abeles B., Arie Y., *Phys. Rev. Lett.* 1973, **31**(1), 44.
- [199] Ping Sheng, *Phil. Mag.* 1992, **B65**(3), 357.
- [200] Weng S.-L., Moehlecke S., Strongin M., Zangwill A., *Phys. Rev. Lett.* 1983, **50**(22), 1795.
- [201] Назаров Ю.В., *ЖЭТФ* 1989, **95**(3), 975.
- [202] Devoret M.H., Esteve D., Grabert H., Ingold G.-L., Pothier H., Urbina C., *Phys. Rev. Lett.* 1990, **64**(15), 1824.
- [203] Girvin S.M., Glazman L.I., Jonson M., Penn D.R., Stiles M.D., *Phys. Rev. Lett.* 1990, **64**(26), 3183.
- [204] Hong D.C., Stanley H.E., Coniglio A., and Bunde A., *Phys. Rev. B* 1986, **33**(7), 4564.
- [205] Bunde A., Coniglio A., Hong D.C., and Stanley H.E., *J. of Physics A: Math. Gen.* 1985, **18**, L137.

- [206] Kraeft W.-D., Kremp D., Ebeling W., and Röpke G., *Quantum Statistics of Charged Particle Systems*, (Akademie-Verlag, Berlin) 1986.
- [207] Parr R.G. and Yang W., *Density-Functional Theory of Atoms and Molecules*, (Oxford University Press and Clarendon Press, New York and Oxford) 1989.
- [208] Zienkiewicz O.C. and Taylor R.L., *The Finite Element Method*, (McGraw-Hill, New York) 1994.
- [209] Myroshnychenko V. and Brosseau C., *Phys. Rev. E* 2005, **71**(1), 016701.
- [210] Binder K. and Heermann D., *Monte Carlo Simulation in Statistical Physics*, (Springer-Verlag, Berlin) 1988.
- [211] Appel A.W., *SIAM, J. Sci. Stat. Comput.* 1985, **6**, 85.
- [212] Carrier J., Greengard L., and Rokhlin V., *SIAM, J. Sci. Stat. Comput.* 1988, **9**, 669.
- [213] Sihvola A., *Journal of Nanomaterials* 2007, **2007**, 45090.
- [214] Hallouet B. and Pelster R., *Journal of Nanomaterials* 2007, **2007**, 80814.
- [215] Stölzle S., Enders A., and Nimtz G., *Journal de Physique I* 1992, **2**(4), 401.
- [216] Stölzle S., Enders A., and Nimtz G., *Journal de Physique I* 1992, **2**(9), 1765.
- [217] Leinders H. and Enders A., *Journal de Physique I* 1995, **5**(5), 1995.
- [218] Hallouet B., Wetzel B., and Pelster R., *Journal of Nanomaterials* 2007, **2007**, 34527.
- [219] Brosseau C., Youssef J.B., Talbot P., and Konn A.-M., *J. Appl. Phys.* 2003, **93**(11), 9243.
- [220] Castel V., Brosseau C., and Youssef J.B., *J. Appl. Phys.* 2009, **106**(6), 064312.
- [221] Bregar V.B., *IEEE Transactions on Magnetics* 2004, **40**(3), 1679.
- [222] Ramprasad R., Zurcher P., Petras M., Miller M., and Renaud P., *J. Appl. Phys.* 2004, **96**(1), 519.
- [223] Liu X.G., Geng D.Y., Meng H., Shang P.J., and Zhang Z.D., *Appl. Phys. Lett.* 2008, **92**(17), 173117.
- [224] Liu J.R., Itoh M., and Machida K., *Appl. Phys. Lett.* 2003, **83**(19), 4017.
- [225] Liu J.R., Itoh M., Horikawa T., and Machida K., *J. Appl. Phys.* 2005, **98**(5), 054305.
- [226] Zhang X.F., Dong X.L., Huang H., Liu Y.Y., Wang W.N., Zhu X.G., Lv B, Lei J.P., and Lee C.G., *Appl. Phys. Lett.* 2006, **89**(5), 053115.

- [227] Zhang X.F., Dong X.L., Huang H., Lv B, Lei J.P., and Choi C.J., *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2007, **40**(17), 5383.
- [228] Ma J., Li J., Ni X., Zhang X., and Huang J., *Appl. Phys. Lett.* 2009, **95**(10), 102505.
- [229] Lutsev L.V., Yakovlev S.V., Siklitsky V.I., and Zvonareva T.K., *Abstracts of Invited Lectures Contributed Papers*, 6th Biennial International Workshop "Fullerenes and Atomic Clusters", IWFACT'2003, St. Petersburg, June 30 - July 4, 2003, p. 315.
- [230] Башмаков И.А., Доросинец В.А., Лукашевич М.Г., Мазаник А.А., Тихонова Т.Ф., Скрипка Д.А., *ФТТ* 2002, **44**(9), 1644.
- [231] Yu M., Liu Y., and Sellmyer D.J., *J. Appl. Phys.* 1999, **85**(8), 4319.
- [232] Lutsev L.V., Yakovlev S.V., Zvonareva T. K., Alexeyev A.G., Starostin A.P., Kozyrev S.V., *Journal of Applied Physics* 2005, **97**(10), 104327.
- [233] Луцев Л.В., Яковлев С.В., *Сборник трудов XVIII международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники"*, Москва, 24 - 28 июня 2002 г., с.235.
- [234] Алексеев А.Г., Старостин А.П., Луцев Л.В., Яковлев С.В., Козырев С.В., *Сборник трудов XI международной конференции по спиновой электронике и гировекторной электродинамике*, Москва (Фирсановка), 20-22 декабря 2002 г., с.327.
- [235] Луцев Л.В., Яковлев С.В., *Труды Международного семинара по проблемам магнетизма в магнитных пленках, малых частицах и наноструктурных объектах*, Астрахань, 10 - 14 сентября 2003 г., с 143.
- [236] Алексеев А.Г., Старостин А.П., Луцев Л.В., Яковлев С.В., Козырев С.В., *Труды 5 Международной конференции по электромеханике, электротехнологии и электро-материаловедению*, ICSEE-2003, Алушта (Украина), 22 - 27 сентября 2003 г.
- [237] Gräbner F., Schlayer D., Lutsev L., Yakovlev S., *48 Internationales Wissenschaftliches Kolloquium*, Ilmenau (Germany), 22 - 25 September 2003.
- [238] Lutsev L.V., Yakovlev S.V., *International Conference "Functional Materials"*, ICFM-2003, Crimea (Ukraine), 6 - 11 October 2003.
- [239] Луцев Л.В., Яковлев С.В., Алексеев А.Г., Старостин А.П., Козырев С.В., *Сборник трудов XII международной конференции по спиновой электронике и гировекторной электродинамике*, Москва (Фирсановка), 19-21 декабря 2003 г., с. 411.

- [240] Луцев Л.В., Яковлев С.В., Алексеев А.Г., Старостин А.П., Козырев С.В., *Сборник трудов XIX международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники"*, Москва, 28 июня - 2 июля 2004 г., с.444.
- [241] Луцев Л.В., Яковлев С.В., Алексеев А.Г., Старостин А.П., Козырев С.В., *Сборник трудов 1 Всероссийской конференции по наноматериалам*, Москва, 16-17 декабря 2004 г., с. 79.
- [242] Yakovlev S.V., Lutsev L.V., Zvonareva T.K., Alexeyev A.G., Starostin A.P., Kozyrev S.V., *Moscow International Symposium on Magnetism, MISM-2005, Books of Abstract*, Moscow, 25-30 June 2005, p. 393.
- [243] Lutsev L.V., Yakovlev S.V., Zvonareva T.K., Alexeyev A.G., Starostin A.P., Kozyrev S.V., *Abstracts of Invited Lectures Contributed Papers, 7th Biennial International Workshop "Fullerenes and Atomic Clusters", IWFAC'2005 (St. Petersburg, Russia, June 27 - July 1, 2005)*, p. 214.
- [244] Nikolaychuk G.A., Lutsev L.V., Yakovlev S.V., and Petrov V.V., *Abstracts of the International Conference "Functional Materials, ICFM - 2007"*, Ukraine, Crimea, Partenit, October 1 - 6, 2007, p. 344.
- [245] Николайчук Г.А., Яковлев С.В., Луцев Л.В., Петров В.В., Цветкова Е.А., Мороз О.Ю., Наквасина Е.Ю., Трифонов С.А., *Материалы 18 Международной Крымской конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии"*, Севастополь, Крым, Украина, 8 - 12 сентября 2008 г., с. 579.
- [246] Николайчук Г.А., Петров В.В., Луцев Л.В., Цветкова Е.А., Мороз О.Ю., Наквасина Е.А., *Сборник трудов XXI Международной конференции "Новое в магнетизме и магнитных материалах"*, Москва, 28 июня - 4 июля 2009 г., с. 491.
- [247] Nikolaychuk G.A., Lutsev L.V., Yakovlev S.V., Ivanov V.P., Nikiforov A.V., Prokhorov A.S., Zhukova E.S., Gorshunov V.P., *Abstracts of the International Conference "Functional Materials, ICFM - 2009"*, Ukraine, Crimea, Partenit, October 5 - 10, 2009, p. 304.
- [248] Луцев Л.В., Николайчук Г.А., Петров В.В., Яковлев С.В., *Нанотехника 2008*, **2**(14), с. 36.
- [249] Алексеев А.Г., Штагер Е.А., Козырев С.В., *Физические основы технологии Stealth*. ВВМ: Санкт-Петербург, 2007, 284 с.

- [250] Алексеев А.Г., Старостин А.П., Яковлев С.В., Луцев Л.В., Козырев С.В., **Патент на изобретение RU 222 8565 C1**, *Радиопоглощающее покрытие и способ его получения*, от 19 декабря 2002 г.
- [251] Яковлев С.В., Луцев Л.В., Николайчук Г.А., Петров В.В., Алферов А.В., Милевский Н.П., **Патент на изобретение RU 2363714 C2**, *Электромагнитное поглощающее покрытие*, от 19 сентября 2007 г.
- [252] Wolf S.A., Awschalom D.D., Buhrman R.A., Daughton J.M., von Molnar S., Roukes M.L., Chtchelkanova A.Y., and Treger D.M., *Science* 2001, **294**, 1488.
- [253] Schmidt G., *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2005, **38**(7), R107.
- [254] Žutić I., Fabian J., and Das Sarma S., *Rev. Mod. Phys.* 2004, **76**(2), 323.
- [255] Захарченя Б.П. и Коренев В.Л., *УФН* 2005, **175**(6), 629.
- [256] Bertacco R., Riva M., Cantoni M., Ciccacci F., Portalupi M., Brambilla A., Duo L., Vavassori P., Gustavsson F., George J.-M., Marangolo M., Eddrief M., and Etgens V.H., *Phys. Rev. B* 2004, **69**(5), 054421.
- [257] Schmidt G., Richter G., Grabs P., Gould C., Ferrand D., and Molenkamp L.W., *Phys. Rev. Letters* 2001, **87**(22), 227203.
- [258] Ohno Y., Yong D.K., Beschoten B., Matsukura F., Ohno F., and Awschalom D.D., *Nature* 1999, **402**, 790.
- [259] Jonker B.T., Park Y.D., Bennett B.R., Cheong H.D., Kioseoglou G., and Petrou A., *Phys. Rev. B* 2000, **62**(12), 8180.
- [260] Hirohata A., Xu Y.B., Guertler C.M., and Bland J.A.C., *J. Appl. Phys.* 2000, **87**(9), 4670.
- [261] Hirohata A., Xu Y.B., Guertler C.M., Bland J.A.C., and Holmes S.N., *Phys. Rev. B* 2001, **63**(10), 104425.
- [262] Isakovic A.F., Carr D.M., Strand J., Schultz B.D., Palmstrøm C.J., and Crowell P.A., *Phys. Rev. B* 2001, **64**(16), 161304(R).
- [263] Xiong Z.H., Wu D., Vardeny Z.V., and Shi J., *Nature* 2004, **427**, 821.
- [264] Hanbicki A.T., Jonker B.T., Istkos G., Kioseoglou G., and Petrou A., *Appl. Phys. Lett.* 2002, **80**(7), 1240.

- [265] Zhu H.J., Ramsteiner M., Kostial H., Wassermeier M., Schönherr H.-P., and Ploog K.H., *Phys. Rev. Letters* 2001, **87**(1), 016601.
- [266] Hammar P.R., Bennett B.R., Yang M.J., and Johnson M., *Phys. Rev. Letters* 1999, **83**(1), 203.
- [267] Hammar P.R. and Johnson M., *Appl. Phys. Letters* 2001, **79**(16), 2591.
- [268] Jiang X., Wang R., Shelby R.M., Macfarlane R.M., Bank S.R., Harris J.S., and Parkin S.S.P., *Phys. Rev. Letters* 2005, **94**(5), 056601.
- [269] Mattana R., George J.-M., Jaffres H., Nguyen Van Dau F., Fert A., Lepine B., Guivarch A., and Jezequel G., *Phys. Rev. Letters* 2003, **90**(16), 166601.
- [270] Jonker B.T., Kioseoglou G., Hanbicki A.T., Li C.H., and Thompson P.E., *Nature Physics* 2007, **3**(8), 542.
- [271] Baibich M.N., Broto J.M., Fert A., Nguyen Van Dau F., Petroff F., Etienne P., Creuzet G., Friederich A., and Chazelas J., *Phys. Rev. Lett.* 1988, **61**(21), 2472.
- [272] Binasch G., Grunberg P., Saurenbach F., and Zinn W., *Phys. Rev. B* 1989, **39**(7), 4828.
- [273] Bass J. and Pratt W.P.(Jr.), *J. Magn. Magn. Mater.* 1999, **200**(1-3), 274.
- [274] Gijs M.A.M. and Bauer G.E.W., *Adv. Phys.* 1997, **46**(3/4), 285.
- [275] Moodera J.S., Kinder L.R., Wong T.M., and Meservey R., *Phys. Rev. Lett.* 1995, **74**(16), 3273.
- [276] Moodera J.S. and Mathon G., *J. Magn. Magn. Mater.* 1999, **200**(1-3), 248.
- [277] Han X.-F. , Oogane M., Kubota H., Ando Y., and Miyazaki T., *Appl. Phys. Lett.* 2000, **77**(2), 283.
- [278] Tsymbal E.Y., Mryasov O.N., and LeClair P.R., *J. Phys.: Condens. Matter* 2003, **15**(4), R109.
- [279] De Teresa J.M., Barthelemy A., Fert A., Contour J.P., Montaigne F., and Seneor P., *Science* 1999, **286**, 507.
- [280] Parkin S.S.P., Kaiser C., Panchula A., Rice P.M., Hughes B., Samant M., and Yang S.-H., *Nature Materials* 2004, **3**, 862.
- [281] Yuasa S., Nagahama T., Fukushima A., Suzuki Y., and Ando K., *Nature Materials* 2004, **3**, 868.

- [282] Yuasa S., Fukushima A., Kubota H., Suzuki Y., and Ando K., *Applied Physics Letters* 2006, **89**(4), 042505.
- [283] Tiusan C., Greullet F., Hehn M., Montaigne F., Andrieu S., and Schuhl A., *J. Phys.: Condens. Matter* 2007, **19**(16), 165201.
- [284] Lee Y.M., Hayakawa J., Ikeda S., Matsukura F., and Ohno H., *Applied Physics Letters* 2007, **90**(21), 212507.
- [285] Samuilov V.A., Ksenevich V.K., Remenyi G., Kiss G., and Pödör B., *Semicond. Sci. Technol.* 1999, **14**(12), 1084.
- [286] Akinaga H., Mizuguchi M., Ono K., and Oshima M., *Applied Physics Letters* 2000, **76**(3), 357.
- [287] Sun Z.G., Mizuguchi M., Manago T., and Akinaga H., *Applied Physics Letters* 2004, **85**(23), 5643.
- [288] Akinaga H., *Semicond. Sci. Technol.* 2002, **17**(4), 322.
- [289] Yokoyama M., Ogawa T., Nazmul A.M., and Tanaka M., *J. Appl. Phys.* 2006, **99**(8), 08D502.
- [290] Akinaga H., De Boeck J., Borghs G., Miyanishi S., Asamitsu A., Van Roy W., Tomioka Y., and Kuo L.H., *Applied Physics Letters* 1998, **72**(25), 3368.
- [291] Schoonus J.J.H.M., Bloom F.L., Wagemans W., Swagten H.J.M., and Koopmans B., *Phys. Rev. Lett.* 2008, **100**(12), 127202.
- [292] Schoonus J.J.H.M., Kohlhepp J.T., Swagten H.J.M., and Koopmans B., *J. Appl. Phys.* 2008, **103**(7), 07F309.
- [293] Nordling J., Millen R.L., Bullen H.A., Porter M.D., Tondra M., and Granger M.C., *Anal. Chem.* 2008, **80**(21), 7930.
- [294] Millen R.L., Nordling J., Bullen H.A., Porter M.D., Tondra M., and Granger M.C., *Anal. Chem.* 2008, **80**(21), 7940.
- [295] Appelbaum I., Russel K.J., Monsma D.J., Narayanamurti V., Marcus C.M., Hanson M.P., and Gossard A.C., *Applied Physics Letters* 2003, **83**(22), 4571.
- [296] Appelbaum I. and Monsma D.J., *Applied Physics Letters* 2007, **90**(26), 262501.
- [297] Russell K.J., Appelbaum I., Wei Yi, Monsma D.J., Capasso F., Marcus C.M., Narayanamurti V., Hanson M.P., and Gossard A.C., *Applied Physics Letters* 2004, **85**(19), 4502.

- [298] Lutsev L.V., Stognij A.I., Novitskii N.N., Shulenkov A.S., *Solid State Phenomena* 2011, **168-169**, 23.
- [299] Mathon J., *Phys. Rev. B* 1997, **56**(18), 11810.
- [300] Tsymbal E.Y. and Pettifor D.G., *J. Phys.: Condens. Matter* 1997, **9**(30), L411.
- [301] Helman J.S. and Abeles B., *Phys. Rev. Lett.* 1976, **37**(21), 1429.
- [302] Мейлихов Е.З., Раке Б., Ракото Х., *ЖЭТФ* 2001, **119**(5), 937.
- [303] Мейлихов Е.З., *ЖЭТФ* 2000, **117**(6), 1136.
- [304] Gittleman J.I., Goldstein Y., and Bozowski S., *Phys. Rev. B* 1972, **5**(9), 3609.
- [305] Furubayashi T. and Nakatani I., *J. Appl. Phys.* 1996, **79**(8), 6258.
- [306] Milner A., Gerber A., Groisman B., Karpovsky M., and Gladkikh A., *Phys. Rev. Lett.* 1996, **76**(3), 475.
- [307] Inoue J. and Maekawa S., *Phys. Rev. B* 1996, **53**(18), R11927.
- [308] Mitani S., Takahashi S., Takanashi K., Yakushiji K., Maekawa S., and Fujimori H., *Phys. Rev. Lett.* 1998, **81**(13), 2799.
- [309] Mitani S., Fujimori H., and Ohnuma S., *J. Magn. Magn. Mater.* 1997, **165**(1-3), 141.
- [310] Averin D.V. and Nazarov Yu.V., *Phys. Rev. Lett.* 1990, **65**(19), 2446.
- [311] Takahashi S. and Maekawa S., *Phys. Rev. Lett.* 1998, **80**(8), 1758.
- [312] Zhu T. and Wang Y.J., *Phys. Rev. B* 1999, **60**(17), 11918.
- [313] Honda S., Okada T., Nawate M., and Tokumoto M., *Phys. Rev. B* 1997, **56**(22), 14566.
- [314] Ge S.H., Zhang S.B., Chi J.H., Zhang Z.G., Li C.X., and Gan R.J., *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2000, **33**, 917.
- [315] Sankar S., Dieny B., and Berkowitz A.E., *J. Appl. Phys.* 1997, **81**(8), 5512.
- [316] Tsymbal E.Y. and Pettifor D.G., *Phys. Rev. B* 1998, **58**(1), 432.
- [317] Bratkovsky A.M., *Phys. Rev. B* 1997, **56**(5), 2344.
- [318] Ведяев А.В., Багрец Д.А., Багрец А.А., Диени Б., *Сборник трудов XVII Международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники"*, Москва, 2000, с.622.

- [319] Holdenried M., Hackenbroich B., and Micklitz H., *J. Magn. Magn. Mater.* 2001, **231**, L13.
- [320] Kobayashi N., Ohnuma S., Masumoto T., and Fujimori H., *J. Appl. Phys.* 2001, **90**(8), 4159.
- [321] Варфоломеев А.Е., Седова М.В., *ФТТ* 2003, **45**(3), 500.
- [322] Андреев А.С., Березовец В.А., Грановский А.Б., Золотухин И.В., Инуе М., Калинин Ю.Е., Ситников А.В., Стогней О.В., Палевский Т., *ФТТ* 2003, **45**(8), 1446.
- [323] Ge S., Liu C., Liu Y., Li C., and Gan R., *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2004, **37**, 1520.
- [324] Fert A. and Lottis D.K., *Concise Encyclopedia of Magnetic and Superconducting materials* edited by J. Evetts; Pergamon: Oxford, 1992, p.287.
- [325] Pakhomov A.B., Yan X., and Zhao B., *Appl. Phys. Lett.* 1995, **67**(23), 3497.
- [326] Jing X.N., Wang N., Pakhomov A.B., Fung K.K., and Yan X., *Phys. Rev. B* 1996, **53**(21), 14032.
- [327] Mayer K.M., Parisi J., and Huebener R.P., *Z. Phys. B - Condensed Matter* 1988, **71**, 171.
- [328] Klimenta H., Alshuth M., Prettl W., and Kostial H., *Phys. Stat. Sol. a* 1999, **176**, 1017.
- [329] Hirschinger J., Niedernostheide F.-J., and Prettl W., *Phys. Rev. B* 2000, **61**(3), 1952.
- [330] Schwarz G., Lehmann C., Reimann A., Schöll E., Hirschinger J., Prettl W., and Novak V., *Semicond. Sci. Technol.* 2000, **15**, 593.
- [331] Кернер Б.С. и Синкевич В.Ф., *Письма в ЖЭТФ* 1982, **36**(10), 359.
- [332] Teitworth S.W., Westervelt R.M., and Haller E.E., *Phys. Rev. Lett.* 1983, **51**(9), 825.
- [333] Niedernostheide F.-J., Schulze H.-J., Bose S., Wacker A., and Schöll E., *Phys. Rev. E* 1996, **54**(2), 1253.
- [334] Kostial H., Ploog K., Hey R., and Boebel F.G., *J. Appl. Phys.* 1995, **78**(7), 4560.
- [335] Aoki K., *Phys. Stat. Sol. b* 1997, **204**, 481.
- [336] Proshin S.A., Golubev V.G., Würfl S., Spangler J., Schilz A., and Prettl W., *Semicond. Sci. Technol.* 1993, **8**, 1298.
- [337] Hirsch M., Kittel A., and Parisi J., *Phys. Rev. B* 1996, **54**(19), 13734.
- [338] Spangler J. and Prettl W., *Physica Scripta* 1994, **T55**, 25.

- [339] Spangler J., Finger B., Wimmer C., Eberle W., and Prettl W., *Semicond. Sci. Technol.* 1994, **9**, 373.
- [340] Rau U., Clauss A., Kittel A., Lehr M., Bayerbach M., Parisi J., Peinke J., and Huebener R.P., *Phys. Rev. B* 1991, **43**(3), 2255.
- [341] Brandl A., Kröniger W., Prettl W., and Obermair G., *Phys. Rev. Lett.* 1990, **64**(2), 212.
- [342] Brandl A. and Prettl W., *Phys. Rev. Lett.* 1991, **66**(23), 3044.
- [343] Кринчик Г.С., *Физика магнитных явлений*. М.: Издательство МГУ, 1985, 336 с.
- [344] Стогний А.И., Новицкий Н.Н. и Стукалов О.М., *Письма в ЖТФ* 2002 **28**(1), 39.
- [345] Стогний А.И., Новицкий Н.Н. и Стукалов О.М., *Письма в ЖТФ* 2003, **29**(2), 6.
- [346] Lin A.L., Omelianovski E. , and Bube R.H., *J. Appl. Phys.* **47**, 1852 (1976).
- [347] Yu P.W., *Appl. Phys. Lett.* **44**, 330 (1984).
- [348] Ruderman M.A. and Kittel C., *Phys. Rev.* 1954, **96**(1), 99.
- [349] Kasuya T., *Prog. Theor. Phys.* 1956, **16**(1), 45.
- [350] Yosida K., *Phys. Rev.* 1957, **106**(5), 893.
- [351] Harrison W.A., *Electronic Structure and the Properties of Solids. The Physics of the Chemical Bond*; W.H. Freeman and Company: San Francisco, 1980.
- [352] Райзер Ю.П., *Физика газового разряда*; Наука: Москва, 1992.
- [353] Чапман В., *Glow Discharge Processes*; Wiley: New York, 1980.
- [354] Кюрегян А.С. и Юрков С.Н., *ФТП* 1989, **23**(10), 1819.
- [355] Коңуэлл Э. , *Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях*, Мир, Москва, 1970, 384 с.
- [356] Бонч-Бруевич В.Л., Звягин И.П., Миронов А.Г., *Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках*, Наука, Москва, 1972, 416 с.
- [357] Воробьев Л.Е., Данилов С.Н., Ивченко Е.Л., Левинштейн Е.Л., Фирсов Д.А., Шалыгин В.А., *Кинетические и оптические явления в сильных электрических полях в полупроводниках и наноструктурах*, Наука, Санкт-Петербург, 2000, 160 с.
- [358] Mareš J.J., Křištofik J., Húbik P., Jurek K., Pospíšil S., and Kubašta J., *J. Appl. Phys.* 1997, **82**(7), 3358.

- [359] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников, *Физика полупроводников*, Наука, Москва, 1977, 672 с.
- [360] Фоменко В.С. и Подчерняева И.А., *Эмиссионные и адсорбционные свойства веществ и материалов*; Атомиздат: Москва, 1975.
- [361] Dyadkina E.A., Grigoryeva N.A., Vorobiev A.A., Grigoriev S.V., Lutsev L.V., Zhernenkov K., Wolff M., Lott D., Stognij A.I., Novitskii N.N., and Toperverg B.P., *Physica B*, 2009, **404**(17), 2547.
- [362] Григорьева Н.А., Воробьев А.А., Уклеев В.А., Дядькина Е.А., Луцев Л.В., Стогний А.И., Новицкий Н.Н. и Григорьев С.В., *Письма в ЖЭТФ*, 2010, **92**(11), 847.
- [363] Ukleev V.A., Grigorieva N.A., Vorobiev A.A., Grigoriev S.V., Lutsev L.V., Dyadkina E.A., Lott D., Stognii A.I., and Novitsky N.N., *Physics of Particles and Nuclei Letters*, 2011, **8**(10), 1054.
- [364] Ukleev V.A., Grigoryeva N.A., Dyadkina E.A., Vorobiev A.A., Lott D., Lutsev L.V., Stognij A.I., Novitskiy N.N., Mistonov A.A., Menzel D., and Grigoriev S.V., *Physical Review B*, 2012, **86**(13), 134424.
- [365] Луцев Л., *Гигантское инжекционное магнитосопротивление. Экспериментальные и теоретические исследования, перспективы применения*. Lambert Academic Publishing, Saarbrucken, Germany, 2013, 116 с., ISBN 978-3-659-43964-3.
- [366] <http://www.esrf.eu/UsersAndScience/Experiments/SoftMatter/ID10B>
- [367] Appelbaum I., Huang B., and Monsma D.J., *Nature* 2007, **447**, 295.
- [368] Schmidt G., Ferrand D., Molenkamp L.W., Filip A.T., and van Wees B.J., *Phys. Rev. B* 2000, **62**(8), R4790.

Основные научные труды по теме диссертации

Статьи.

1. Л.В. Луцев, Ю.М. Яковлев, *Влияние ионной имплантации на спинволновые возбуждения в пленках ИЖГ*, ФТТ, 1988, 30(6), 1675-1682.
2. Л.В. Луцев, И.Л. Березин, *Автомодуляция спинволновых возбуждений в пленках с линейным профилем намагниченности*, ФТТ, 1988, 30(9), 2679-2682.
3. Л.В. Луцев, И.Л. Березин, Ю.М. Яковлев, *Спин-волновой резонанс в пленках с линейным профилем намагниченности*, Электронная техника. Электроника СВЧ. 1989, 5(419), 5-8.
4. Л.В. Луцев, И.Л. Березин, *Термостабильность параметров магнитостатических волн, распространяющихся в пленках с произвольным направлением подмагничивания*, Электронная техника. Электроника СВЧ. 1989, 6(420), 3-8.
5. Л.В. Луцев, И.Л. Березин, Ю.М. Яковлев, *Исследование дисперсионных характеристик магнитостатических волн в двухслойных пленках*, ЖТФ, 1990, 60(7), 180-186.
6. Л.В. Луцев, *Спинволновые магнитостатические возбуждения в неоднородных по толщине ферромагнитных пленках*, ЖТФ, 1991, 61(3), 80-87.
7. Л.В. Луцев, В.О. Щербакова, Г.Я. Федорова, *Магнитостатические волны, спин-волновой резонанс и механизм образования неоднородности магнитных параметров в гранатовых эпитаксиальных пленках с изменением состава по толщине*, ФТТ, 1993, 35(8), 2208-2224.
8. Л.В. Луцев, *Дисперсионные зависимости дипольно-обменных спинволновых волн и межмодовые переходы в неоднородных ферромагнитных пленках*, ЖТФ, 1995, 65(2), 41-54.
9. Л.В. Луцев, *Коллинеарное рассеяние света на дипольно-обменных спиновых волнах в неоднородных ферромагнитных пленках*, ЖТФ, 1998, 68(6), 78-84.
10. L.V. Lutsev, S.V. Yakovlev, *Spin wave scattering and intermode transitions induced by the magnetic vortex lattice in the ferrite - high-temperature superconductor film structure*, Journal of Applied Physics, 1998, Vol. 83, No. 11, pp. 7330-7332.
11. Л.В. Луцев, С.В. Яковлев, В.И. Сиклицкий, *Электронный транспорт в наноразмерной кластерной структуре углерод-медь*, ФТТ, 2000, 42(6), 1105-1112.

12. Л.В. Луцев, Т.К. Звонарева, В.М. Лебедев, *Электронный транспорт в гранулированных пленках аморфного углерода с наночастицами кобальта*, Письма в ЖТФ, 2001, 27(15), 84-89.
13. А.С. Камзин, Л.В. Луцев, В.А. Петров, *Эпитаксиальные пленки гексагональных ферритов типа Ва-М*, ФТТ, 2001, 43(12), 2157-2160.
14. Л.В. Луцев, *Спиновые возбуждения в гранулированных структурах с ферромагнитными наночастицами*, ФТТ, 2002, 44(1), 97-105.
15. В.И. Сиклицкий, Л.В. Луцев, М.В. Байдакова, *Структура гранулированных пленок аморфного углерода с наночастицами кобальта*, Письма в ЖТФ, 2002, 28(7), 46-51.
16. Л.В. Луцев, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, О.В. Стогней, *Электронный транспорт в магнитном поле в гранулированных пленках аморфной двуокиси кремния с ферромагнитными наночастицами*, ФТТ, 2002, 44(10), 1802-1810.
17. L. V. Lutsev, N. E. Kazantseva, I. A. Tchmutin, N. G. Ryvkina, Yu. E. Kalinin, and A. V. Sitnikoff, *Dielectric and magnetic losses of microwave electromagnetic radiation in granular structures with ferromagnetic nanoparticles*, Journal of Physics: Condensed Matter, 2003, Vol. 15, No. 22, pp. 3665-3681.
18. A.N. Usoltseva, V. L. Kuznetsov, A. L. Chuvilin, N. A. Rudina, M. Yu. Alekseev, L. V. Lutsev, *Self-Assembling Carbon Filament Ropes Formation*, Carbon, 2004, Vol. 42, No. 5-6, pp. 1037-1042.
19. A.N. Usoltseva, V. L. Kuznetsov, N. A. Rudina, M. Yu. Alekseev, L. V. Lutsev, *Carbon Filament Rope Formation*, in "Nanoengineered Nanofibrous Materials"(Eds: Guceri, S.I; Y. Gogotsi, and V. Kuznetsov), NATO Science Series Volume 169, Kluwer Academic Book Publishers, Dordrecht, Netherlands (2004), pp. 91-96.
20. Л.В. Луцев, А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, *Гигантское инжекционное магнитосопротивление в гетероструктурах арсенид галлия / гранулированная пленка с наноразмерными включениями кобальта*, Письма в ЖЭТФ, 2005, 81(10), 636-641.
21. L.V. Lutsev, S.V. Yakovlev, T. K. Zvonareva, A.G.Alexeyev, A.P.Starostin, S.V. Kozyrev, *Microwave Properties of Granular Amorphous Carbon Films with Cobalt Nanoparticles*, Journal of Applied Physics, 2005, Vol. 97, No. 10, 104327.
22. Л.В. Луцев, М.Н. Копытин, А.В. Ситников, О.В. Стогней, *Свойства наногранулированных композитов металл-диэлектрик в сильных электрических полях и кластерные электронные состояния*, ФТТ, 2005, 47(11), 2080-2090.

23. L.V. Lutsev, *Landau-Lifshitz equations and relaxation of spin wave modes in the Heisenberg model with dipole-exchange interaction*, Journal of Physics: Condensed Matter, 2005, Vol. 17, No. 38, pp. 6057-6080.
24. L.V. Lutsev, A.I. Stognij, N.N. Novitskii, and A.A. Stashkevich, *Giant injection magnetoresistance in the heterostructure gallium arsenide / granular film with cobalt nanoparticles*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2006, Vol. 300, Issue 1, pp. e12-e15.
25. L.V. Lutsev, *Potential barrier for spin polarized electrons induced by the exchange interaction at the interface in the ferromagnet / semiconductor heterostructure*, Journal of Physics: Condensed Matter, 2006, Vol. 18, No. 26, pp. 5881-5894.
26. Leonid Lutsev, Sergey Yakovlev, and Christian Brosseau, *Spin wave spectroscopy and microwave losses in granular two-phase magnetic nanocomposites*, Journal of Applied Physics, 2007, Vol. 101, No. 3, 034320.
27. L.V. Lutsev, *Diagram technique for models with internal Lie-group dynamics*, Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical, 2007, Vol. 40, No. 39, pp. 11791-11814.
28. Л.В. Луцев, Г.А. Николайчук, В.В. Петров, С.В. Яковлев, *Многоцелевые радиопоглощающие материалы на основе магнитных наноструктур: получение, свойства и применение*, Нанотехника, 2008, 2(14), с. 36-43.
29. В. Петров, Г. Николайчук, С. Яковлев, Л. Луцев, *Многоцелевые радиопоглощающие материалы на основе магнитных наноструктур: получение, свойства и применение*, Компоненты и технологии, 2008, 10, с. 147-150.
30. В. Петров, Г. Николайчук, С. Яковлев, Л. Луцев, *Исследование радиопоглощающих свойств материалов на основе наноструктур*, Компоненты и технологии, 2008, 12, с. 141-146.
31. M. Khodzitskiy, L. Lutsev, S. Tarapov, A. Zamkovej, A. Stognij, and N. Novitskii, *Electron spin resonance properties of semiconductor/granular film heterostructures with cobalt nanoparticles in millimeter waveband*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2008, Vol. 320, No. 5, pp. L7-L11.
32. A.A. Stashkevich, Y. Roussigne, P. Djemia, D. Billet, A.I. Stognij, N.N. Novitskii, G.A. Wurtz, A.V. Zayats, G. Viau, G. Chaboussant, F. Ott, S. Gautrot, M.P. Kostylev, L.V. Lutsev, and V. Belotelov, *Brillouin light scattering observation of the transition from the superparamagnetic to the superferromagnetic state in nanogranular (SiO₂)Co films*, Journal of Applied Physics, 2008, Vol. 104, No. 9, 093912.

33. A.A. Stashkevich, Y. Roussigne, A.I. Stognij, N.N. Novitskii, M.P. Kostylev, G.A. Wurtz, A.V. Zayats, and L.V. Lutsev, *Spin-wave modes in granular superferromagnetic (SiO₂)Co/GaAs films observed using Brillouin light scattering*, Physical Review B, 2008, Vol. 78, Issue 21, 212404.
34. A.A. Stashkevich, Y. Roussigne, A.I. Stognij, N.I. Novitskii, G. Wurtz, A.V. Zayats, G. Viau, G. Chaboussant, F. Ott, L.V. Lutsev, P. Djemia, M.P. Kostylev, and V. Belotelov, *Magnetic excitations in (SiO₂)Co nano-composite films: Brillouin light scattering study*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2009, Vol. 321, Issue 7, pp. 876-879.
35. M.K. Khodzitskiy, T.V. Bagmut, I.G. Shipkova, L.V. Lutsev, S.I. Tarapov, A.I. Stognij, and N.N. Novitskii, *Abnormal Magnetic Properties of Granular Co-SiO₂/GaAs Nanostructures at the Percolation Threshold Region*, Telecommunications and Radio Engineering, 2009, Vol. 68, Issue 7, pp. 607-620.
36. E.A. Dyadkina, N.A. Grigoryeva, A.A. Vorobiev, S.V. Grigoriev, L.V. Lutsev, K.Zhernenkov, M. Wolff, D. Lott, A.I. Stognij, N.N. Novitskii, B.P. Toperverg, *Polarized neutron reflectometry from the interface of the heterostructures SiO₂(Co)/Si and SiO₂(Co)/GaAs*, Physica B, 2009, Vol. 404, Issue 17, pp. 2547-2549.
37. Л.В. Луцев, *Спинволновая спектроскопия магнитных наноструктур*, Наноструктуры. Математическая физика и моделирование, 2009, том 1, в. 1, с. 59-82.
38. L.V. Lutsev, A.I. Stognij, and N.N. Novitskii, *Giant magnetoresistance in semiconductor / granular film heterostructures with cobalt nanoparticles*, Physical Review B, 2009, Vol. 80, Issue 18, 184423.
39. L. Lutsev, S. Yakovlev, V. Castel and C. Brosseau, *Spin wave dynamics in magnetoelectric Ni/BaTiO₃ nanocomposites*, Journal of Physics D: Applied Physics, 2010, Vol. 43, Issue 32, 325302.
40. Н.А. Григорьева, А.А. Воробьев, В.А.Уклеев, Е.А. Дядькина, Л.В. Луцев, А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, С.В. Григорьев, *Изучение гетероструктуры SiO₂(Co)/GaAs методами поверхностного рассеяния синхротронного излучения*, Письма в ЖЭТФ, 2010, 92(11), с. 847 - 853.
41. Л.В. Луцев, *Спинволновая спектроскопия и применение ее методов к гетероструктурам диоксида кремния с наночастицами Co на подложке GaAs*, ФТТ, 2011, 53(5), с. 1014-1025.
42. L.V. Lutsev, A.I. Stognij, N.N. Novitskii and A.S. Shulenkov, *Giant Magnetoresistance in Magnetic Nanostructures and Spintronic Devices*, Solid State Phenomena, 2011, Vols. 168-169, pp. 23-26.

43. V.A. Ukleev, N.A. Grigorieva, A.A. Vorobiev, S.V. Grigoriev, L.V. Lutsev, E.A. Dyadkina, D. Lott, A.I. Stognij, and N.N. Novitsky, *Study of the Au/SiO₂ + Co(65 at.%) / GaAs Heterostructure Interfaces By the Polarized Neutron Reflectometry Method*, Physics of Particles and Nuclei Letters, 2011, Vol. 8, No. 10, pp. 1054-1055.
44. L.V. Lutsev, A.I. Stognij, N.N. Novitskii, and A.S. Shulenkov, *Spintronic devices based on magnetic nanostructures*, Functional Materials, 2012, Vol. 19, No. 1, pp. 33-37.
45. L.V. Lutsev, *Dispersion relations and low relaxation of spin waves in thin magnetic films*, Physical Review B, 2012, Vol. 85, Issue 21, 214413.
46. V.A. Ukleev, N.A. Grigoryeva, E.A. Dyadkina, A.A. Vorobiev, D. Lott, L.V. Lutsev, A.I. Stognij, N.N. Novitskiy, A.A. Mistonov, D. Menzel, and S.V. Grigoriev, *Magnetic properties of the SiO₂(Co)/GaAs interface: Polarized neutron reflectometry and SQUID magnetometry*, Physical Review B, 2012, Vol. 86, Issue 13, 134424.
47. L.V. Lutsev, V.V. Pavlov, P.A. Usachev, A.A. Astretsov, A.I. Stognij, and N.N. Novitskii, *Negative photoconductance in SiO₂(Co)/GaAs heterostructure in the avalanche regime*, Applied Physics Letters, 2012, Vol. 101, Issue 24, 242104.
48. M.I. Vexler, I.V. Grekhov, and L.V. Lutsev, *Metal-insulator-semiconductor tunnel emitter transistor as a spintronic device: a concept*, Journal of Applied Physics, 2013, Vol.113, No.4, 044518.

Монографии и главы в монографиях.

1. L.V. Lutsev, *Diagram technique for quantum models with internal Lie-group dynamics*, in: Mathematical Physics Research Developments, Editor: Morris B. Levy, Nova Science Publishers, Inc., 2009, pp. 141-188, ISBN-13: 978-1-60456-963-6.
2. Л. Луцев, *Гигантское инжекционное магнитосопротивление. Экспериментальные и теоретические исследования, перспективы применения*. Lambert Academic Publishing, Saarbrucken, Germany, 2013, 116 с., ISBN 978-3-659-43964-3.

Труды конференций и статьи в сборниках.

1. Л.В. Луцев, В.О. Щербакова, Г.Я. Федорова, *Спинволновые магнитостатические возбуждения и механизм образования градиента намагниченности в гранатовых эпитаксиальных структурах с переменным составом по толщине*, Тезисы докладов XIII Всесоюзной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники (магнитные пленки)", Астрахань, 21 - 26 сентября 1992 г., с. 263-264.

2. L.V. Lutsev, *Dispersion dependencies of dipole-exchange spin waves in inhomogeneous ferromagnetic films*, Тезисы докладов VI школы по спин-волновой электронике СВЧ, Саратов, 4 - 8 сентября 1993 г., с. 21-22.
3. П.Е. Зильберман, Л.В. Луцев, А.Г. Темиряев, М.П. Тихомирова, Ю.М. Яковлев, *Спектр спин-волновых колебаний, локализованных внутри объема пленки ЖИГ*, Тезисы докладов VI школы по спин-волновой электронике СВЧ, Саратов, 4 - 8 сентября 1993 г., с. 56-57.
4. Л.В. Луцев, В.Л. Ивашина, Ю.М. Яковлев, М.Б. Гессен, В.А. Куликович, *Микроволновые, оптические и магнитные свойства эпитаксиальных пленок $(Y, Lu, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ с легкоплоскостной анизотропией для невзаимных интегрально-оптических приборов*, Тезисы докладов Первой объединенной конференции по магнитоэлектронике, Москва, 19 - 21 сентября 1995 г., с. 105-106.
5. Л.В. Луцев, *Коллинеарное рассеяние света на дипольно-обменных спиновых волнах в неоднородных ферромагнитных пленках*, Тезисы докладов Первой объединенной конференции по магнитоэлектронике, Москва, 19 - 21 сентября 1995 г., с. 196-197.
6. Л.В. Луцев, С.В. Яковлев, *Рассеяние и усиление спиновых волн, индуцированные решеткой магнитных вихрей в структуре феррит - ВТСИ*, Тезисы докладов XVI международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", Москва, 23 - 26 июня 1998 г., с. 610-611.
7. С.В. Яковлев, Л.В. Луцев, Б.М. Лебедь, *Тонкопленочные слоистые структуры феррит - высокотемпературный сверхпроводник для спинволновой электроники*, Тезисы докладов XVI международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", Москва, 23 - 26 июня 1998 г., с. 645.
8. S.V. Yakovlev, L.V. Lutsev, *HTSC-Ferrite-Based Ultralow-Noise, Superfast Spin-Wave Devices for Operation in the Microwave Range*, IWRFR1999, St Petersburg, May 24 - 26, 1999, p. 35.
9. S.V. Yakovlev, L.V. Lutsev, *Spin wave excitation and enhancement induced by the moving vortex lattice in HTSC-ferrite films*, Proceedings of the 44th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials, San Jose, California, November 15-18, 1999, p. 321.
10. L.V. Lutsev, S.V. Yakovlev, V.I. Siklitsky, T.K. Zvonareva, *Interaction between spin waves and electrons in the multilayer YIG-amorphous carbon structure with Cu nanoclusters*, Book of Abstracts of the 4th biennial International Workshop "Fullerenes and Atomic Clusters" (IWFAC'99), St Petersburg, October 4-8, 1999, p. 170.
11. L.V. Lutsev, S.V. Yakovlev, *Spin wave enhancement induced by the moving vortex lattice in HTSC-ferrite films. Theory and experiment*, E-MRS - IUMRS - ICEM 2000, Symposium Q,

Materials Issues for High Temperature Superconductor Applications, Strasbourg (France), May 30 - June 2, 2000.

12. V.I. Siklitsky, T.K. Zvonariova, L.V. Lutsev, S.V. Yakovlev, *Interaction between spin waves and electrons in the YIG - amorphous carbon structure with Cu and Co nanoclusters*, E-MRS - IUMRS - ICEM 2000, Symposium E, Current Trends in Nanotechnologies, Strasbourg (France), May 30 - June 2, 2000.

13. Л.В. Луцев, С.В. Яковлев, *Спинволновая спектроскопия гранулированных структур с Co и Cu наночастицами*, Сборник трудов XVII международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", Москва, 20 - 23 июня 2000 г., с. 524-526.

14. Л.В. Луцев, С.В. Яковлев, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, О.В. Стогней, *Исследование гранулированной структуры аморфной двуокиси кремния с Co нанокластерами спинволновым методом*, Сборник трудов XVII международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", Москва, 20 - 23 июня 2000 г., с. 544-546.

15. Л.В. Луцев, С.В. Яковлев, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, О.В. Стогней, В.И. Сиклицкий, *Магнитная релаксация в гранулированных структурах аморфного углерода и двуокиси кремния с Co нанокластерами*, Тезисы докладов II Международной конференции "Аморфные и микрокристаллические полупроводники", Санкт-Петербург, 3 - 5 июля 2000 г., с. 77.

16. L.V. Lutsev, S.V. Yakovlev, *Spin wave spectroscopy of granular insulating structures with Co and Cu nanoparticles*, Digests of the 8th International Conference on Ferrites (ICF 8), Kyoto, Japan, September 18 - 21, 2000, p. 19PpI-21.

17. V.I. Siklitsky, L.V. Lutsev, S.V. Yakovlev, T.K. Zvonareva, V.M. Lebedev, *Influence of localized states in carbon on electron transport and microwave absorption in the amorphous carbon structure with Co nanoclusters*, Abstracts of Invited Lectures Contributed Papers, 5th Biennial International Workshop "Fullerenes and Atomic Clusters", IWFAС'2001, July 2-6, 2001, St. Petersburg, p. 84.

18. В.М. Лебедев, Т.К. Звонарева, Л.В. Луцев, *Исследование состава и структуры модифицированных кобальтом и медью пленок аморфного гидрогенизированного углерода $a\text{-C:H} < \text{Co} + \text{Cu} >$ ядерно-физическими методами*, Тезисы докладов XIV Международной конференции по электростатическим ускорителям и пучковым технологиям, Обнинск, 5-8 июня 2001 г.

19. N. Y. Kazantseva, A. T. Ponomarenko, L. V. Lutsev, S. V. Yakovlev, Y. E. Kalinin, A. V. Sitnikoff, and O. V. Stognei, *Magnetic relaxation of granular structures with ferromagnetic*

nanoparticles, Book of Abstracts, 46th annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials, Seattle, Washington, November 12-16, 2001, DP-18.

20. Л.В. Луцев, С.В. Яковлев, *Микроволновые свойства гранулированных структур с наночастицами кобальта*, Сборник трудов XVIII международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", Москва, 24 - 28 июня 2002 г., с. 235-237.

21. А.Г. Алексеев, А.П. Старостин, Л.В. Луцев, С.В. Яковлев, С.В. Козырев, *Поглощающие покрытия на основе гранулированных пленок аморфного гидрогенизированного углерода с наночастицами кобальта*, Сборник трудов XI международной конференции по спиновой электронике и гировекторной электродинамике, Москва (Фирсановка), 20-22 декабря 2002 г., с. 327-329.

22. V.L. Kuznetsov, A.N. Usoltseva, Yu.V. Butenko, A.L. Chuvilin, M.Yu. Alekseev, L.V. Lutsev, *Nucleation as Self-assembling Step of Carbon Deposit Formation on Metal Catalysts*, A.I.P. Conference Proceedings, Proceedings of XVII International Winterschool - Euroconference on Electronic Properties of Novel Materials, Kirchberg, 8 - 15 March 2003, p. 453.

23. A. N. Usoltseva, V. L. Kuznetsov, A. L. Chuvilin, N. A. Rudina, M. Yu. Alekseev, L. V. Lutsev, *Self-Assembling Carbon Filament Ropes Formation*, 10th APAM (Asia-Pacific Academy of Materials) Seminar (Novosibirsk, Russia 2-6 June 2003).

24. V. L. Kuznetsov, A. N. Usoltseva, A. L. Chuvilin, N. A. Rudina, M. Yu. Alekseev, L. V. Lutsev, *Carbon filament ropes formation*, E-MRS 2003, Spring Meeting, B/PI.37 (Strasbourg, France 10-13 June 2003).

25. L.V. Lutsev, S.V. Yakovlev, V.I. Siklitsky, and T.K. Zvonareva, *Microwave properties of amorphous carbon structures with ferromagnetic Co nanoparticles*, Abstracts of Invited Lectures Contributed Papers, 6th Biennial International Workshop "Fullerenes and Atomic Clusters", IWFAC'2003 (St. Petersburg, Russia, June 30 - July 4, 2003), p. 315.

26. Л.В. Луцев, Н.Е. Казанцева, И.А. Чмутин, Н.Г. Рывкина, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, *Диэлектрические и магнитные потери СВЧ излучения в гранулированных структурах с ферромагнитными наночастицами*, Труды Международного семинара по проблемам магнетизма в магнитных пленках, малых частицах и наноструктурных объектах, Астрахань, 10 - 14 сентября 2003 г., с. 145-146.

27. Л.В. Луцев, С.В. Яковлев, *Микроволновые свойства аморфного гидрогенизированного углерода с наночастицами кобальта*, Труды Международного семинара по проблемам магнетизма в магнитных пленках, малых частицах и наноструктурных объектах, Астрахань, 10 - 14 сентября 2003 г., с. 143-144.

28. А.Г. Алексеев, А.П. Старостин, Л.В. Луцев, С.В. Яковлев, С.В. Козырев, *Микроволновые поглощающие покрытия на основе гранулированных пленок аморфного гидрогенизированного углерода с наночастицами кобальта*, Труды 5 Международной конференции по электромеханике, электротехнологии и электроматериаловедению, ICSEE-2003, Алушта (Украина), 22 - 27 сентября 2003 г.
29. F. Grabner, D. Schlayer, L. Lutsev, S. Yakovlev, *Co granular structures for the UMTS range*, 48 Internationales Wissenschaftliches Kolloquium, Ilmenau (Germany), 22 - 25 September 2003.
30. L.V. Lutsev, S.V. Yakovlev, *Microwave properties of granular structures with ferromagnetic nanoparticles*, International Conference "Functional Materials", ICFM-2003, Crimea (Ukraine), 6 - 11 October 2003.
31. Л.В. Луцев, С.В. Яковлев, А.Г. Алексеев, А.П. Старостин, С.В. Козырев, *Тонкопленочные микроволновые поглощающие покрытия на основе гидрогенизированного углерода с наночастицами кобальта*, Сборник трудов XII международной конференции по спиновой электронике и гироевекторной электродинамике, Москва (Фирсановка), 19-21 декабря 2003 г., с. 411-418.
32. Л.В. Луцев, С.В. Яковлев, А.Г. Алексеев, А.П. Старостин, С.В. Козырев, *Микроволновые поглощающие покрытия на основе гидрогенизированного углерода с наночастицами кобальта*, Сборник трудов XIX международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", Москва, 29 июня - 2 июля 2004 г., с. 444-446.
33. Л.В. Луцев, *Дисперсионные соотношения и релаксация спинволновых мод в модели Гейзенберга с дипольно-обменным взаимодействием*, Сборник трудов XIX международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", Москва, 29 июня - 2 июля 2004 г., с. 234-236.
34. Л.В. Луцев, А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, *Инжекционное магнитосопротивление в гетероструктуре арсенид галлия /гранулированная плечка с наночастицами кобальта*, Сборник трудов XIX международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", Москва, 29 июня - 2 июля 2004 г., с. 656-658.
35. Л.В. Луцев, С.В. Яковлев, А.Г. Алексеев, А.П. Старостин, С.В. Козырев, *Микроволновые поглощающие покрытия на основе гидрогенизированного углерода с наночастицами кобальта*, Сборник трудов I Всероссийской конференции по наноматериалам НАНО-2004, Москва, 16 - 17 декабря 2004 г., с. 79.
36. А.А. Stashkevich, Y. Roussigne, G. Viau, N.A. Sergeeva, M.P. Kostylev, L.V. Lutsev, A.I. Stognij, N.N. Novitskii, *Brillouin light scattering observation of the Damon-Eshbach mode in a*

nano-granular (SiO₂)Co/GaAs film, 1st International Conference on Memory Technology and Design. Giens, France, 21-24 May 2005.

37. L.V. Lutsev, A.I. Stognij, N.N. Novitskii, *Giant injection magnetoresistance in the heterostructure GaAs / granular film with cobalt nanoparticles*, Physics, Chemistry and Application of Nanostructures, Nanomeeting-2005, Minsk, Belarus, 24-27 May 2005, p. 293-296.

38. L.V. Lutsev, A.I. Stognij, N.N. Novitskii, *Giant injection magnetoresistance in the heterostructure gallium arsenide / granular film with cobalt nanoparticles*, Moscow International Symposium on Magnetism, MISM-2005, Books of Abstract, Moscow, 25-30 June 2005, p. 539-540.

39. S.V. Yakovlev, L.V. Lutsev, T. K. Zvonareva, A.G.Alexeyev, A.P.Starostin, S.V. Kozyrev, *Microwave Properties of Granular Amorphous Carbon Films with Cobalt Nanoparticles*, Moscow International Symposium on Magnetism, MISM-2005, Books of Abstract, Moscow, 25-30 June 2005, p. 393-394.

40. L.V. Lutsev, S.V. Yakovlev, T. K. Zvonareva, A.G.Alexeyev, A.P.Starostin, S.V. Kozyrev, *Microwave properties of amorphous carbon films with cobalt nanoclusters*, Abstracts of Invited Lectures Contributed Papers, 7th Biennial International Workshop "Fullerenes and Atomic Clusters", IWFA'2005 (St. Petersburg, Russia, June 27 - July 1, 2005), p. 214.

41. A.A. Stachkevitch, Y.Roussigne, G.Viau, N.A.Sergeeva, M.P. Kostylev, L. V Lutsev, A. I. Stognij, and N.N. Novitskii, *Observation de modes collectifs propageant dans des couches nanocomposites (SiO₂)Co/GaAs la spectroscopie Brillouin*, Colloque Louis Neel 2004, Dourdan 21-23 Septembre 2005.

42. L.V. Lutsev, S.V. Yakovlev, A.I. Stognij, N.N. Novitskii, *Microwave properties of the heterostructure gallium arsenide / granular film with cobalt nanoparticles*, International Conference "Functional Materials"ICFM' 2005, Partenit, Crimea, Ukraine, 3-8 October, 2005.

43. А.И. Стогний, В.В. Паньков, Л.В. Луцев, Н.Н. Новицкий, М.В. Пашкевич, *Свойства и проблемы формирования пленочных структур комнатнотемпературной спинтроники*, Сборник трудов Международной научной конференции "Актуальные проблемы физики твердого тела", Минск, 26-28 октября 2005 г.

44. Л.В. Луцев, С.В. Яковлев, А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, *Микроволновые свойства гетероструктур арсенид галлия / гранулированная пленка с наночастицами кобальта*, Сборник трудов XX международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", Москва, 12 июня - 16 июня 2006 г., с. 373-375.

45. В.А. Векшин, Д.В. Велькин, Г.Д. Павлов, А.И. Фирсенков, Л.В. Луцев, С.В. Яковлев, *Влияние отжига на свойства пленок железо-иттриевого граната, полученных методом высокочастотного магнетронного распыления*, Труды XI Международной конференции "Электромеханика, электротехнологии, электротехнические материалы и компоненты", Крым, Алушта, 18 - 23 сентября 2006 г., Часть 1, с. 157-158.
46. А.А. Фирсенков, В.А. Векшин, Д.В. Велькин, Г.Д. Павлов, А.И. Фирсенков, Л.В. Луцев, С.В. Яковлев, Б.В. Айзикович, А.Г. Алексеев, А.П. Старостин, *Многослойное широкополосное радиопоглощающее покрытие на основе гидрогенизированного углерода с магнитными наночастицами*, Труды XI Международной конференции "Электромеханика, электротехнологии, электротехнические материалы и компоненты", Крым, Алушта, 18 - 23 сентября 2006 г., Часть 1, с. 159-160.
47. L.V. Lutsev, A.A. Stashkevich, A.I. Stognij, and N.N. Novitskii, *Spin waves in silicon dioxide films with cobalt nanoparticles on gallium arsenide*, Abstracts of International Symposium "Spin Waves 2007", Saint Petersburg, June 16 - 21, 2007, p. 49.
48. A.M. Grishin, L.V. Lutsev, S.V. Yakovlev, and S.I. Khartsev, *Spin wave filters on the base of sputtered garnet films for microwave applications*, Abstracts of International Symposium "Spin Waves 2007", Saint Petersburg, June 16 - 21, 2007, p. 61.
49. L.V. Lutsev, A.A. Stashkevich, A.I. Stognij, and N.N. Novitskii, *Spin waves in silicon dioxide films with cobalt nanoparticles on gallium arsenide*, Abstracts of the International Conference "Functional Materials, ICFM - 2007", Ukraine, Crimea, Partenit, October 1 - 6, 2007, p. 320.
50. A.M. Grishin, L.V. Lutsev, S.V. Yakovlev, and S.I. Khartsev, *Spin wave filters on the base of sputtered garnet films for microwave applications*, Abstracts of the International Conference "Functional Materials, ICFM - 2007", Ukraine, Crimea, Partenit, October 1 - 6, 2007, p. 334.
51. G.A. Nikolaychuk, L.V. Lutsev, S.V. Yakovlev, and V.V. Petrov, *Properties and technology of broadband microwave absorbing covers on the base of hydrogenated carbon with 3d-metal nanoparticles*, Abstracts of the International Conference "Functional Materials, ICFM - 2007", Ukraine, Crimea, Partenit, October 1 - 6, 2007, p. 344.
52. Л.В. Луцев, *Гигантское инжекционное магнитосопротивление в гетероструктурах полупроводник / гранулированная пленка с наноразмерными магнитными включениями 3d-металлов*, Тезисы XLII Зимней Школы ПИЯФ. Секция физики конденсированного состояния. Гатчина, 25 февраля - 1 марта 2008 г., с. 11 - 13.
53. Л.В. Луцев, М.К. Ходзицкий, Т.В. Багмут, И.Г. Шипкова, С.И. Тарапов, А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, *ФМР спектры и продольные спинволновые возбуждения в гетероструктурах Si / пленка SiO₂ с наночастицами кобальта*, Материалы Первой международной

конференции "Наноструктурные Материалы - 2008: Беларусь - Россия - Украина (НАНО-2008)", Минск, 22 - 25 апреля 2008 г., с. 459.

54. L.V. Lutsev, A.I. Stognij, and N.N. Novitskii, *Injection magnetoresistance effect in magnetic nanostructures and its application in spintronics*, The Second Saint-Petersburg International Conference on NanoBio Technologies, Saint-Petersburg, Russia, 16 - 18 June 2008, p. 59 - 61.

55. L. Lutsev, M. Khodzitskiy, T. Bagmut, I. Shipkova, S. Tarapov, A. Stognij, and N. Novitskii, *Ferromagnetic spectra of silicon dioxide films with cobalt nanoparticles*, Moscow International Symposium on Magnetism, MISM-2008, Books of Abstract, Moscow, 20-25 June 2008, p. 298.

56. A.A. Stashkevich, Y. Roussigne, A. I. Stognij, N.N. Novitskii, G. Wurtz, A. Zayats, G. Viau, G. Chaboussant, F. Ott, L.V. Lutsev, P. Djemia, M.P. Kostylev, and V. Belotelov, *Magnetic excitations in (SiO₂)Co nano-composite films: Brillouin light scattering study*, Moscow International Symposium on Magnetism, MISM-2008, Books of Abstract, Moscow, 20-25 June 2008, p. 369 - 370.

57. Г.А. Николайчук, С.В. Яковлев, Л.В. Луцев, В.В. Петров, Е.А. Цветкова, О.Ю. Мороз, Е.Ю. Наквасина, С.А. Трифонов, *Широкополосные многослойные поглощающие покрытия на основе напыленных структур гидрогенизированного углерода с магнитными наночастицами 3d-металлов*, Материалы 18 Международной Крымской конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии", Севастополь, Крым, Украина, 8 - 12 сентября 2008 г., с. 579-580.

58. Г.А. Николайчук, С.В. Яковлев, Л.В. Луцев, А.Н. Андреев, В.В. Филимонов, *Физические свойства и технология напыления пленок железиттриевого граната для спинволновой электроники*, Материалы 18 Международной Крымской конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии", Севастополь, Крым, Украина, 8 - 12 сентября 2008 г., с. 552-553.

59. Л.В. Луцев, А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, *Эффект инжекционного магнитосопротивления в магнитных наноструктурах и его применение в спинтронике*, Тезисы XLIII Зимней Школы ПИЯФ. Секция физики конденсированного состояния. Гатчина, 12 - 18 марта 2009 г., с. 33.

60. Е.А. Дядькина, А.А. Воробьев, Н.А. Григорьева, С.В. Григорьев, Л.В. Луцев, А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, *Исследование интерфейса гетероструктуры Au/SiO₂(Co)/GaAs методом рефлектометрии синхротронного излучения*, Тезисы XLIII Зимней Школы ПИЯФ. Секция физики конденсированного состояния. Гатчина, 12 - 18 марта 2009 г., с. 45.

61. В.А. Уклеев, Н.А. Григорьева, А.А. Воробьев, С.В. Григорьев, Л.В. Луцев, К. Жерненко, Е.А. Дядькина, M. Wolff, D. Lott, А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, *Изучение эффекта гигантского инжекционного магнитосопротивления в гранулированной пленке $SiO_2(Co)$ на Si , $GaAs$, Au подложках методом рефлектометрии поляризованных нейтронов*, Тезисы XLIII Зимней Школы ПИЯФ. Секция физики конденсированного состояния. Гатчина, 12 - 18 марта 2009 г., с. 58.
62. Л.В. Луцев, А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, *Эффект инжекционного магнитосопротивления в магнитных наноструктурах*, Материалы XIII Международного Симпозиума "Нанопизика и наноэлектроника", Нижний Новгород, 16 - 20 марта 2009 г., с. 58-59.
63. L.V. Lutsev, A.I. Stognij, and N.N. Novitskii, *Giant magnetoresistance in semiconductor / granular film heterostructures with cobalt nanoparticles*, Abstracts of International Symposium "Spin Waves 2009", Saint Petersburg, June 7 - 12, 2009, p. 42.
64. Л.В. Луцев, А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, *Эффект инжекционного магнитосопротивления в магнитных наноструктурах*, Сборник трудов XXI Международной конференции "Новое в магнетизме и магнитных материалах", Москва, 28 июня - 4 июля 2009 г., с. 578-580.
65. С.В. Яковлев, Л.В. Луцев, В.П. Иванов, *Спинволновая спектроскопия при исследованиях и разработке магнитных наноматериалов*, Сборник трудов XXI Международной конференции "Новое в магнетизме и магнитных материалах", Москва, 28 июня - 4 июля 2009 г., с. 816-818.
66. В.М. Сарнацкий, Л.В. Луцев, *Особенности возбуждения ультразвука пленками ЖИГ на подложке ГГГ*, Сборник трудов XXI Международной конференции "Новое в магнетизме и магнитных материалах", Москва, 28 июня - 4 июля 2009 г., с. 174-175.
67. Г.А. Николайчук, В.В. Петров, Л.В. Луцев, Е.А. Цветкова, О.Ю. Мороз, Е.А. Наквасина, *Исследование свойств и технологии получения "сверхлегких" радиопоглощающих покрытий с магнитными наночастицами*, Сборник трудов XXI Международной конференции "Новое в магнетизме и магнитных материалах", Москва, 28 июня - 4 июля 2009 г., с. 491-493.
68. L.V. Lutsev, A.I. Stognij and N.N. Novitskii, *Giant magnetoresistance in semiconductor/granular film heterostructures with cobalt nanoparticles*, Abstracts of the International Conference "Functional Materials, ICFM - 2009", Ukraine, Crimea, Partenit, October 5 - 10, 2009, p. 135.
69. G.A. Nikolaychuk, L.V. Lutsev, S.V. Yakovlev, V.P. Ivanov, A.V. Nikiforov, A.S. Prokhorov, E.S. Zhukova, B.P. Gorshunov, *Properties of microwave absorbing covers with magnetic metal*

- nanoparticles at Giga- and Terahertz frequencies*, Abstracts of the International Conference "Functional Materials, ICFM - 2009", Ukraine, Crimea, Partenit, October 5 - 10, 2009, p. 304.
70. Л.В. Луцев, *Спинволновая спектроскопия магнитных наноструктур*, Тезисы XLIV Зимней Школы ПИЯФ. Секция физики конденсированного состояния. Гатчина, 15 - 21 марта 2010 г., с. 32.
71. В.А. Уклеев, Н.А. Григорьева, А.А. Воробьев, С.В. Григорьев, Л.В. Луцев, Е.А. Дядькина, D. Lott, А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, *Исследование магнитного профиля гетероструктуры Au/SiO₂+Co(65 at.%) методом рефлектометрии поляризованных нейтронов*, Тезисы XLIV Зимней Школы ПИЯФ. Секция физики конденсированного состояния. Гатчина, 15 - 21 марта 2010 г., с. 96.
72. L.V. Lutsev, A.I. Stognij, N.N. Novitskii and A.S. Shulenkov, *Giant magnetoresistance in magnetic nanostructures and spintronic devices*, Program and Abstract of the IV Euro-Asian Symposium "Trends in Magnetism: Nanospintronics EASTMAG 2010", Russia, Ekaterinburg, June 28 - July 2, 2010, p. 41.
73. L.V. Lutsev, *Spin waves in nanosized magnetic films*, Abstracts of the International Symposium "Spin Waves 2011", Saint Petersburg, June 5 - 11, 2011, p. 72.
74. L.V. Lutsev, A.I. Stognij, N.N. Novitskii, and A.S. Shulenkov, *Spin-wave and spintronic devices on the base of magnetic nanostructures*, Abstracts of the International Symposium "Spin Waves 2011", Saint Petersburg, June 5 - 11, 2011, p. 111.
75. V.A. Dubovoj, L.V. Lutsev, A.I. Firsenkov, A.E. Kozin, D.N. Fedin, *Traditional and perspective spin-wave devices for the microwave frequency band*, Abstracts of the International Symposium "Spin Waves 2011", Saint Petersburg, June 5 - 11, 2011, p. 88.
76. L.V. Lutsev, A.I. Stognij, N.N. Novitskii, and A.S. Shulenkov, *Spin-wave and spintronic devices on the base of magnetic nanostructures*, Abstracts of the International Conference "Functional Materials"ICFM' 2011, Ukraine, Crimea, Partenit, October 3 - 8, 2011, p. 127.
77. А.А. Астрецов, В.В. Павлов, Л.В. Луцев, А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, *Отрицательный фотоэффект и подавление эффекта магнитосопротивления светом в гетероструктуре гранулированная пленка с наночастицами Co на GaAs*, Тезисы XLVI Школы ПИЯФ по физике конденсированного состояния. Гатчина, 12 - 17 марта 2012 г., с. 87.
78. L.V. Lutsev, *Dispersion relations and low relaxation of spin waves in thin magnetic films*, 8th Advanced Research Workshop "Fundamentals of Electronic Nanosystems" NANOПИТЕР-2012, Saint Petersburg, June 23 - 29, 2012, p. 46.

79. V.V. Pavlov, L.V. Lutsev, A.A. Astretsov, P.A. Usachev, A.I. Stognij, N.N. Novitskij, R.V. Pisarev, *Giant magnetic-field-induced photoconductivity in a ferromagnetic metal-dielectric heterostructure Co-SiO₂ on a semiconductor GaAs*, Book of Abstracts of the Joint European Magnetic Symposia JEMS-2012, Italy, Parma, September 9 - 14, 2012, p. 79-80.
80. L. Lutsev, V.D. Bessonov, R. Gieniusz, U. Guzowska, V. Dubovoj, A. Maziewski, *Nonlinear propagation and damping of short-wavelength spin waves in YIG and Ga,La-substituted YIG films*, Book of Abstracts of the Joint European Magnetic Symposia JEMS-2012, Italy, Parma, September 9 - 14, 2012, p. 331.
81. L. Lutsev, *Low relaxation of spin waves in thin magnetic films*, Book of Abstracts of the Joint European Magnetic Symposia JEMS-2012, Italy, Parma, September 9 - 14, 2012, p. 331-332.
82. В.М. Сарнацкий, Л.В. Луцев, А.А. Канивец, И.О. Мавлоназаров, *Возбуждение ультразвуковых высокочастотных колебаний номинально чистыми и примесными пленками ЖИГ на подложке ГТГ*, Сборник трудов XXII Международной конференции "Новое в магнетизме и магнитных материалах", Астрахань, 17 - 21 сентября 2012 г., с. 284-285.
83. В.В. Павлов, Л.В. Луцев, П.А. Усачев, А.А.Астрецов, А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, Р.В. Писарев, *Фотоиндуцированные магнитотранспортные явления в гетероструктуре Co-SiO₂/GaAs*, Сборник трудов XXII Международной конференции "Новое в магнетизме и магнитных материалах", Астрахань, 17 - 21 сентября 2012 г., с. 333-336.
84. V.V. Pavlov, L.V. Lutsev, P.A. Usachev, A.A. Astretsov, A.I. Stognij, N.N. Novitskii, and R.V. Pisarev, *Photo-induced magneto-transport phenomena in SiO₂(Co)/GaAs nanostructures in the avalanche regime*, Abstracts of the International Symposium "Spin Waves 2013", Saint Petersburg, June 9 - 15, 2013, p. 64.
85. L.V. Lutsev, A.I. Stognij, and N.N. Novitskii, *Fine structure of magnetoresistance and sensitivity of magnetic sensors based on SiO₂(Co)/GaAs heterostructures*, Abstracts of the International Symposium "Spin Waves 2013", Saint Petersburg, June 9 - 15, 2013, p. 137.
86. V.M. Sarnatsky, I.O. Mavlonazarov, and L.V. Lutsev, *High frequency ultrasound generation by thin yttrium iron garnet films*, Abstracts of the International Symposium "Spin Waves 2013", Saint Petersburg, June 9 - 15, 2013, p. 178.
87. A.A. Astretsov, V.V. Pavlov, L.V. Lutsev, P.A. Usachev, A.I. Stognij, N.N. Novitskii and R.V. Pisarev, *Photoinduced magneto-transport phenomena in nanostructures SiO₂(Co)/GaAs*, Abstracts of the 21th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology", Saint Petersburg, June 24 - 28, 2013, p. 121.

88. V.V. Pavlov, L.V. Lutsev, A.A. Astretsov, P.A. Usachev, R.V. Pisarev, A.I. Stognij, N.N. Novitskij, *Photo-Induced Magneto-Transport Phenomena In Hybrid Ferromagnetic Metal-Dielectric Structures Co-SiO₂/GaAs*, Abstracts Book of the Donostia International Conference on Nanoscaled Magnetism and Applications, Donostia-San Sebastian (Spain), 9 - 13 September, 2013, p. 52.

Патенты.

1. А.Г. Алексеев, А.П. Старостин, С.В. Яковлев, Л.В. Луцев, С.В. Козырев, Патент на изобретение RU 222 8565 С1, *Радиопоглощающее покрытие и способ его получения*, от 19 декабря 2002 г.

2. Е.В. Грибанова, В.И. Иванова, Н.А. Лукьянова, Л.В. Луцев, А.А. Николаев, В.В. Шуткевич, С.В. Яковлев, Патент на изобретение RU 224 7759, *Композиция для поглощения электромагнитного излучения и способ получения композиции*, от 19 марта 2004 г.

3. Е.В. Грибанова, В.И. Иванова, Н.А. Лукьянова, Л.В. Луцев, А.А. Николаев, В.В. Шуткевич, С.В. Яковлев, Патент на изобретение RU 224 7760, *Состав для поглощения электромагнитного излучения и способ получения состава*, от 19 марта 2004 г.

4. С.В. Яковлев, Л.В. Луцев, Патент на полезную модель RU 66 612 U1, *СВЧ элемент на эпитаксиальной структуре*, от 29 ноября 2006 г.

5. С.В. Яковлев, Л.В. Луцев, Г.А. Николайчук, В.В. Петров, А.В. Алферов, Н.П. Милевский, Патент на изобретение RU 2363714 С2, *Электромагнитное поглощающее покрытие*, от 19 сентября 2007 г.

6. Л.В. Луцев, Г.А. Николайчук, В.В. Петров, С.В. Яковлев, Патент на полезную модель RU 84161 U1, *Радиопоглощающее покрытие*, от 24 декабря 2008 г.

7. М.С. Андрющенко, С.В. Козырев, В.П. Кудрявцев, Л.В. Луцев, В.А. Слугин, И.М. Старобинец, Е.А. Штагер, Патент на изобретение RU 2 502 766 С1, *Радиопоглощающий материал и способ получения радиопоглощающего покрытия*, от 1 июня 2012 г.

Благодарности

Автор выражает благодарности соавторам публикаций, которые были использованы в диссертации:

Яковлеву С.В. (ОАО НИИ "Феррит-Домен", Санкт-Петербург) за совместную экспериментальную работу по исследованию спиновых волн в магнитных пленках и свойств гетероструктур с ферромагнитными металлическими наночастицами и обсуждение результатов;

Стогнию А.И. и Новицкому Н.Н. (Научно-практический центр НАНБ по материаловедению, Минск, Беларусь) за разработку и получение гетероструктур (гранулированная пленка с ферромагнитными наночастицами) / полупроводник и обсуждение результатов;

Калинину Ю.Е., Ситникову А.В., Стогнею О.В. (Воронежский государственный технический университет, Воронеж) за предоставление гранулированных структур $\text{SiO}_2(\text{Co}, \text{Nb}, \text{Ta})$ и $\text{SiO}_2(\text{Co}, \text{Fe}, \text{B})$;

Иванову-Омскому В.И. и Звонаревой Т.К. (ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург) за предоставление гранулированных структур $\alpha\text{-C:H}(\text{Cu})$ и $\alpha\text{-C:H}(\text{Co})$;

Казанцевой Н.Е., Чмутину И.А., Рывкиной Н.Г. (ИРЭ РАН, Фрязино) за исследование гранулированных структур $\text{SiO}_2(\text{Co}, \text{Fe}, \text{B})$ резонаторным методом в СВЧ диапазоне;

Лебедеву В.М. (Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН, Гатчина) за определение состава пленок ядерно-физическими методами элементного анализа на заряженных частицах;

Дядькиной Е.А., Григорьеву С.В., Уклееву В.А. (Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН, Гатчина), Григорьевой Н.А. (Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург), Воробьеву А.А. (European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble) за проведение исследований гетероструктур (гранулированная пленка с ферромагнитными наночастицами) / полупроводник методами поляризованной нейтронной рефлектометрии и поверхностного рассеяния синхротронного излучения;

Ходзицкому М.К., Тарапову С.И. (Институт радиофизики и электроники, Харьков, Украина) за проведение исследований ферромагнитного резонанса гетероструктур (гранулированная пленка с ферромагнитными наночастицами) / полупроводник в миллиметровом диапазоне длин волн;

Сташкевичу А.А. (LPMTM CNRS, Universite Paris 13, Villetaneuse, France) за проведение Бриллюэновского рассеяния на гетероструктурах (гранулированная пленка с ферромагнитными наночастицами) / полупроводник;

Christian Brosseau (Laboratoire d'Electronique et Systemes de Telecommunications, Universite de Bretagne Occidentale, France) за предоставление нанокomпозитов с ферромагнитными металлическими наночастицами.

Исследования выполнены при поддержке грантов РФФИ 99-02-17071, 06-02-17030, 10-02-00516.