

*На правах рукописи*

**ЛУЦЕВ Леонид Владимирович**

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

**01.04.07 – физика конденсированного состояния**

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург

2015

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки  
Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

**Официальные оппоненты:** **Дунаевский Сергей Михайлович**, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник ФГБУ «Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова», г. Гатчина  
**Фетисов Юрий Константинович**, доктор физико-математических наук, профессор, ФГБОУ ВО «Московский государственный университет информационных технологий, радиотехники и электроники» (МИРЭА), г. Москва  
**Шараевский Юрий Павлович**, доктор физико-математических наук, профессор, профессор ФГБОУ ВПО «Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского», г. Саратов

**Ведущая организация:** Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого", г. Санкт-Петербург

Защита диссертации состоится «    » \_\_\_\_\_ 2015 г. в 13 часов 00 мин. на заседании диссертационного совета Д 212.232.33 по защите докторских и кандидатских диссертаций при Санкт-Петербургском государственном университете по адресу: 198504, Санкт-Петербург, ул. Ульяновская, д. 1, физический факультет СПбГУ, малый конференц-зал

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке им. М. Горького СПбГУ и на сайте Санкт-Петербургского государственного университета [srbu.ru](http://srbu.ru).

Автореферат диссертации разослан «    » \_\_\_\_\_ 2015 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета Д 212.232.33,  
к. ф.-м. н., доцент

Поляничко А.М.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### 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, 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. 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 [3,4]. Кластерное приближение дает возможность описать внутреннюю динамику кластера и определить локальные корреляции с большей точностью. В связи с этим, для изучения магнитных наносистем и сильнокоррелированных систем возникает необходимость обобщения диаграммной техники Фейнмана и диаграммной техники для спиновых операторов [5].

При переходе от ферромагнитных макрообъектов, спиновая динамика которых описывается феноменологическими уравнениями Ландау-Лифшица [6], к магнитным нанообъектам 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 нанообъекта к ансамблю нанообъектов спиновая динамика усложняется. Спинволновые возбуждения в гранулированных структурах с ферромагнитными наночастицами в изолирующей аморфной матрице обладают рядом особенностей, механизм которых не выяснен. В магнитных

нанокомпозитных 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 [7,8]. 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 [9], 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 [10]. Изменения размеров проводящих кластеров под действием внешних воздействий (температурные изменения [11], 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 нанокомпозитов 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 [12]. Величина магнитосопротивления существенно изменяется в сильных электрических полях [13]. Кроме этого, ниже порога перколяции в суперпарамагнитной области обнаруживаются пространственные корреляции магнитных свойств [14] и наблюдается аномальный эффект Холла [15]. Особый интерес вызывает магнитосопротивление гетероструктур гранулированная пленка / полупроводник в режиме развития лавинного процесса в полупроводнике [16, A39]. Магнитосопротивление этих гетероструктур при комнатной температуре достигает 10<sup>5</sup>%, 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 эффектов является принципиально важным.

**Степень разработанности темы.** Спинволновые возбуждения и спинзависимые электротранспортные 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 нанобъектов, 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. Преимуществом развитой диаграммной техники является возможность нахождения эффективных кластерных аппроксимаций для моделей с сильными локальными взаимодействиями.
- В диссертации произведено обобщение уравнений Ландау-Лифшица на основе вышеразвитой диаграммной техники, которое применимо к магнитным нанобъектам. В рамках модели Гейзенберга с магнитным дипольным и обменным взаимодействиями, найден закон дисперсии спиновых волн и определена их спинволновая релаксация.
- 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.
- Разработан метод спинволновой спектроскопии, с помощью которого получена информация о магнитных и проводящих свойствах магнитных нанокompозитных структур из дисперсионных характеристик спиновых волн.
- Предложена модель кластерных электронных состояний (КЭС), объясняющая особенности электронного транспорта в гранулированных структурах с наноразмерными металлическими наночастицами в изолирующей аморфной матрице. КЭС формируются при определенной прозрачности туннельных барьеров между наночастицами 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.

Для подтверждения модели КЭС проведена серия экспериментальных исследований электронной проводимости гранулированных структур с наноразмерными металлическими наночастицами. 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.

- Обнаружен эффект гигантского магнитосопротивления в гетероструктурах  $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ , где  $\text{SiO}_2(\text{Co})$  является гранулированной пленкой  $\text{SiO}_2$  с наночастицами  $\text{Co}$ . 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.%  $\text{Co}$  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 при лавинном процессе. 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**

- 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 нанокompозитных 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, находящиеся 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  $\text{SiO}_2$  с наночастицами  $\text{Co}$ . 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 при лавинном процессе. 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 (Ilmenau, 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 наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2009), на IV Euro-Asian Symposium “Trends in Magnetism: Nanospintronics EASTMAG 2010” (Ekaterinburg, Russia, 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 45 статей в периодических изданиях, рекомендованных ВАК, 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.

## **ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ**

**Во введении** обосновывается актуальность и новизна проведенных исследований, формулируются цели и задачи работы, отмечается практическая значимость работы, приводятся положения, выносимые на защиту, даются сведения об апробации работы, кратко излагается структура диссертации.

**Глава 1** посвящена литературному обзору. Глава обобщает известные в литературе работы по диаграммной технике квантовых систем с произвольной внутренней Ли-групповой динамикой и спиновых систем. Проведено рассмотрение публикаций по спинволновым возбуждениям в структурах с ферромагнитными наночастицами, по электронному транспорту в гранулированных структурах с металлическими наночастицами, по диэлектрическим свойствам и поглощению электромагнитного излучения гранулированными структурами.

Рассматриваются работы по спинзависимым электротранспортным явлениям в наноразмерных магнитных металл-диэлектрических гетероструктурах: в гранулированных структурах с ферромагнитными металлическими наночастицами и в гетероструктурах гранулированная пленка / полупроводник.

**Глава 2** имеет вспомогательный характер. Развитая диаграммная техника используется в последующих главах. В этой главе рассмотрена диаграммная техника квантовых систем с произвольной внутренней Ли-групповой динамикой и спиновых систем [A27, A49]. В разделе 2.1 дана постановка задачи.

Раздел 2.2 посвящен выводу функциональных уравнений. Динамика квантовой системы, которая описывается гамильтонианом, содержащим взаимодействие с внешними полями  $p_j(\vec{1}, \tau)$  и межчастичное взаимодействие, рассматривается вблизи термодинамического равновесия. Эволюция квантовой системы описывается эволюционными операторными уравнениями. Для построения диаграммной техники определен производящий функционал  $Z[p]$  температурных функций Грина и в эволюционных уравнениях осуществлен переход к дифференциальному представлению операторов квантовой системы - к дифференциальным операторам над коммутативной алгеброй регулярных функционалов, определенных над кольцом функций внешних полей  $p_j(\vec{1}, \tau)$ . Решения получившихся дифференциальных функциональных уравнений для производящего функционала  $Z[p]$  ищутся в разделе 2.3 в форме степенных рядов относительно взаимодействий  $V_{ij}$  и полей  $p_j(\vec{1}, \tau)$ . В разделе 2.4 произведено обобщение диаграммной техники на квантовые модели на топологически нетривиальных многообразиях. Найдено, что нетривиальные кохомологии многообразия, на котором действует квантовая система, приводят к существованию дополнительных степеней свободы и к новым квазичастицам. В частности, на двумерной поверхности дополнительные степени свободы соответствуют вихревым возбуждениям.

В разделе 2.5 рассмотрены основные приближения диаграммного разложения: приближение самосогласованного поля и приближение эффективных функций Грина и взаимодействий. В рамках последнего приближения введена  $P$ -матрица – матрица эффективных функций Грина и взаимодействий. Дисперсионные зависимости квазичастичных возбуждений определяются полюсами  $P$ -матрицы.

В разделах 2.6 – 2.7 рассмотрены частные случаи квантовых систем. Если операторы квантовой модели образуют алгебру (супералгебру) Гейзенберга, диаграммные разложения сводятся к диаграммам Фейнмана для Бозе (Ферми) систем. Диаграммная техника и возбуждения для ансамбля спинов с  $S = 1$  с одноионной одноосной анизотропией рассмотрены в разделе 2.7. Внутренняя динамика этой модели сложнее внутренней динамики Бозе (Ферми) систем и описывается алгеброй Ли  $gl(3)$  группы Ли  $GL(3)$ . Найдено, что спиновая система с одноосной анизотропией обладает тремя видами спиновых волн, которым соответствуют

переходы между уровнями неэквидистантного спектра.

В главе 3 рассмотрены спинволновые возбуждения в ферромагнитных пленках в рамках модели Гейзенберга с обменным и магнитным дипольным взаимодействиями. В разделе 3.1 дана постановка задачи. В разделе 3.2 найдены самосогласованное поле и  $P$ -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 монослое, в магнитной структуре, состоящей из двух монослоев, и спектр спинволнового резонанса в  $N$ -слойной структуре [A42]. Найдено, что дисперсионные зависимости спиновых волн, распространяющихся в нормально и касательно намагниченных двумерных монослоях, имеют вид отличный от дисперсионных зависимостей спиновых волн в толстых пленках [6, A5-A7]. Наличие магнитного дипольного взаимодействия приводит к тому, что в касательно намагниченном слое спиновые волны, распространяющиеся перпендикулярно магнитному полю, при малом волновом векторе имеют положительную групповую скорость, а распространяющиеся вдоль поля – отрицательную.

В толстых магнитных пленках (имеющих микронные толщины) для модели Гейзенберга с обменным и магнитным дипольным взаимодействиями, нахождение полюсов  $P$ -матрицы спинволновых возбуждений эквивалентно совместному решению обобщенных уравнений Ландау-Лифшица и уравнения для магнитостатического потенциала. Полученные в разделе 3.4 обобщенные уравнения Ландау-Лифшица имеют вид псевдодифференциальных уравнений [A23, A49]. Дисперсионные соотношения спинволновых возбуждений даются собственными значениями уравнения магнитостатического потенциала при учете уравнений Ландау-Лифшица. Благодаря дальнедействующему характеру магнитного дипольного

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

Рис. 1. Собственно-энергетические диаграммы, дающие наибольший вклад в затухание длинноволновых спиновых волн. Жирные прямые линии, пустые линии и комбинация из жирных и пустых линий соответствуют эффективным функциям Грина, эффективным взаимодействиям и перекрестным членам  $P$ -матрицы.

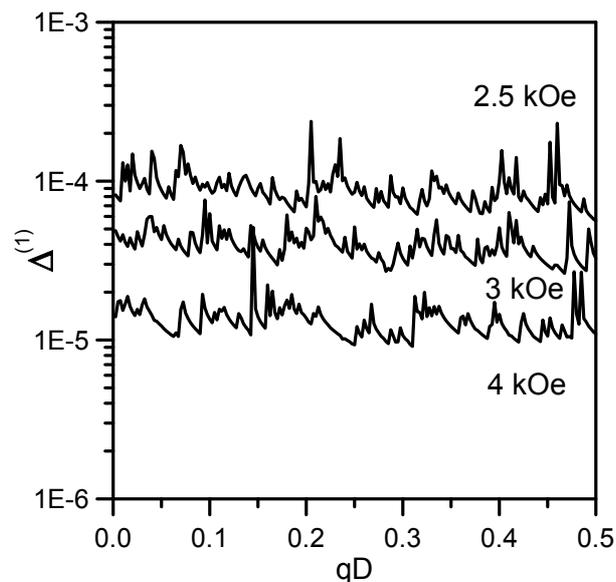


Рис. 2. Относительный коэффициент затухания  $\Delta^{(1)} = \Delta\omega^{(1)}/\omega^{(1)}$  первой спинволновой моды, распространяющейся в пленке YIG толщиной  $D = 3 \mu\text{m}$ , при разных значениях приложенных магнитных полей при  $T = 300 \text{ K}$  в зависимости от нормированного на  $D$  волнового вектора  $q$ .

взаимодействия, спинволновой спектр трансформируется в спектр дискретных мод. Дисперсионные соотношения и  $P$ -матрица найдены для нормально намагниченной ферромагнитной пленки. Эти значения  $P$ -матрицы использованы в следующем (однокольцевом) приближении при исследовании собственной релаксации длинноволновых спиновых волн в нормально намагниченной пленке в разделе 3.5. В рамках однокольцевого приближения, которое соответствует распаду и слиянию двух спиновых волн (Рис. 1), магнитное дипольное взаимодействие дает главный вклад в релаксацию однородной прецессии и длинноволновых спиновых волн с волновым вектором  $q < 1/D$ , где  $D$  – толщина пленки, по сравнению с обменным взаимодействием. Обменное взаимодействие дает нетривиальный вклад в затухание только в двухкольцевом приближении и этот вклад является малым. Релаксация спинволновой  $j$ -моды осуществляется через ее слияние с термически возбужденной  $k$ -модой и образование  $i$ -моды. Процесс слияния имеет место, если сумма индексов мод  $j + i + k$  равна нечетному числу. Затухание  $\Delta^{(j)} = \Delta\omega^{(j)}/\omega^{(j)}$  уменьшается с увеличением толщины пленки и величины магнитного поля (Рис. 2) и растет пропорционально с увеличением температуры. Затухание мод с большими индексами  $j$  выше величины затухания первой спинволновой моды. Развита теория предсказывает пики релаксации на зависимости от  $q$  для тонких ферромагнитных пленок, которые сглаживаются при увеличении толщины пленки. Рассматриваемый процесс слияния, индуцируемый магнитным дипольным взаимодействием является доминирующим в релаксационном механизме в чистом YIG,  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$ ,  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ , EuO. Обнаружено (раздел 3.6), что в ферромагнитных пленках наноразмерной толщины (в пленках YIG толщина должна быть меньше 60 nm в области частот 1 – 20 GHz) будут наблюдаться слабозатухающие длинноволновые спиновые волны [A42]. Наличие таких волн открывает возможность построения спинволновых приборов наноразмерного масштаба (фильтров, линий задержек), работающих в СВЧ диапазоне и обладающих малыми потерями (раздел 3.7). В конце главы приведены ее основные результаты.

В главе 4 рассмотрены спинволновые возбуждения в структурах с ферромагнитными наночастицами (гранулами). В разделе 4.1 дана постановка задачи. Спиновые возбуждения одиночной ферромагнитной наночастицы и релаксация ее спина, обусловленная взаимодействием с неспаренными локализованными электронами матрицы, исследованы в разделе 4.2 в рамках  $s$ - $d$ -обменной модели [A14]. Из-за взаимодействия с неспаренными электронами ( $s$ -система), спиновые возбуждения наночастицы ( $d$ -система) значительно отличаются от спиновых возбуждений, рассмотренных в главе 3. Спектр спиновых

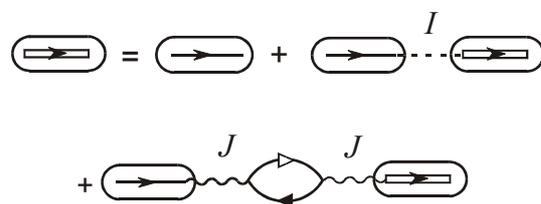


Рис. 3. Уравнение для эффективной спиновой функции Грина, выраженное через затравочные функции.  $I$  – обменное взаимодействие между спинами частицы,  $J$  – обменное взаимодействие с локализованными электронами в матрице.  $I \gg J$ .

возбуждений и коэффициент релаксации найдены из уравнения для спиновой функции Грина наночастицы в однокольцевом приближении по электронным функциям Грина неспаренных электронов матрицы (Рис. 3). Спектр разбивается на две части: спинволновые возбуждения частицы и коллективные возбуждения спина частицы и электронов матрицы – спин-поляризационные возбуждения. При спин-поляризационных возбуждениях вместе с изменением ориентации спина гранулы меняется спиновая поляризация близлежащих локализованных электронов матрицы. Возбуждения локализованных электронов переходят в фононные возбуждения решетки. Благодаря этому механизму, названному спин-поляризационной релаксацией, гранулированные структуры обладают аномально большим коэффициентом затухания спиновых возбуждений и большой шириной линий ФМР, значительно превышающей собственную релаксацию модели Гейзенберга, рассмотренную в главе 3 [A17, A29]. Локализованными электронными состояниями в матрице могут быть или глубоко лежащие по энергии уровни (например, дефекты матрицы), или состояния термически активированной электронной шубы наночастиц, расположенные в зоне проводимости матрицы. В первом случае процесс спиновой релаксации гранул не зависит от температуры. Во втором случае наблюдается сильная температурная зависимость. Спин-поляризационная релаксация зависит от плотности локализованных электронных состояний в матрице, которые на частотах СВЧ диапазона 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 магнитоактивных уровней в матрице, приходящихся на одну гранулу и к уменьшению коэффициента затухания с ростом концентрации магнитных наночастиц. Уменьшение коэффициента затухания спиновых возбуждений с ростом концентрации магнитных гранул, предсказанное теоретически, а также уменьшение затухания, связанное с уменьшением числа локализованных

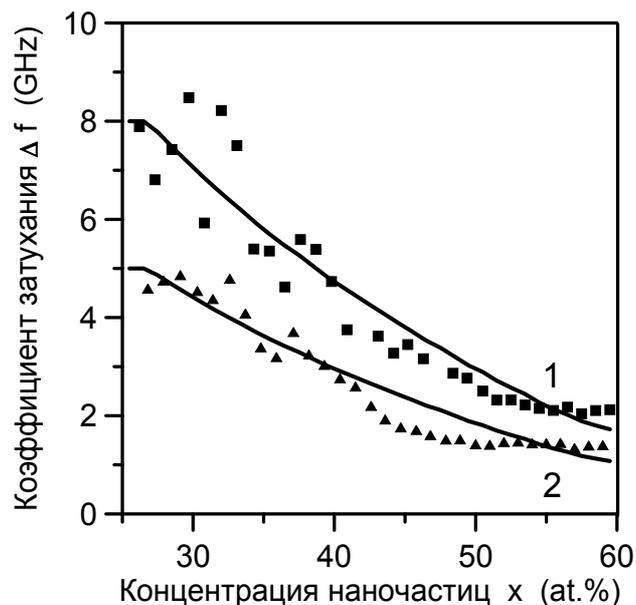


Рис. 4. Коэффициент затухания спинволновых возбуждений  $\Delta f$  гранулированной структуры  $(a\text{-SiO}_2)_{100-x}(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.4}\text{B}_{0.2})_x$  в зависимости от концентрации металлической фазы  $x$  на частоте 4.8 GHz. 1 – без отжига, 2 – после отжига при 400°C. Размеры наночастиц  $\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.4}\text{B}_{0.2}$  – 2 – 5 nm. Сплошные линии – теоретические зависимости, рассчитанные при среднем количестве соседей  $n = 5$  и расстоянии 1.3 nm от границ гранул до локализованных состояний в матрице  $\text{SiO}_2$

электронных состояний в матрице после отжига, наблюдалось экспериментально (Рис. 4) [A17].

В разделе 4.3 рассмотрены коллективные спинволновые возбуждения в гранулированных структурах с магнитными наночастицами [A39, A48]. Распределение спиновой ориентации наночастиц предполагалось произвольным - от полностью разупорядоченного до ферромагнитного при длине спиновой волны  $\lambda$  много большей расстояния между частицами. Рассмотрение проведено в рамках модели Гейзенберга с магнитным дипольным и обменным взаимодействиями между спинами. Дисперсионные зависимости найдены для нормально и касательно намагниченных гранулированных структур путем решения обобщенных уравнений Ландау-Лифшица, усредненных по объему с размерами меньшими  $\lambda$ , и уравнения магнитостатического потенциала. Спиновая разупорядоченность приводит к существенному изменению дисперсионных кривых спиновых волн и к появлению дополнительных ветвей - продольных спинволновых мод, не наблюдаемых в ферромагнетиках.

В разделах 4.4 и 4.5 исследовались дисперсионные зависимости спиновых возбуждений в гранулированных структурах с учетом окружающих переменных электромагнитных полей и факторы, влияющие на дисперсионную кривую спиновой волны: проводимость гранулированной структуры, неоднородность магнитных параметров по толщине, наличие близко расположенного слоя, имеющего отличную от нуля проводимость с магнитными характеристиками (намагниченность, коэффициент затухания спиновых волн), отличными от характеристик гранулированной структуры. Исследование проведено для касательно намагниченных структур в геометрии Деймона-Эшбаха для поверхностной спиновой волны, которая, в общем случае, не является магнитостатической. Анализ главных факторов показал, что они по-разному изменяют форму дисперсионных кривых, что дает возможность определения магнитных и электрических характеристик магнитных наноструктур [A48]. Решение задачи определения этих характеристик из дисперсионных зависимостей спиновых волн (решение обратной задачи) позволило развить метод спинволновой спектроскопии, теоретическое рассмотрение которого представлено в разделе 4.6, а схема измерений и экспериментальные зависимости - в разделе 4.7. В методе спинволновой спектроскопии образец гранулированной структуры помещался на пленку YIG, имеющей микрополосковые антенны для возбуждения и

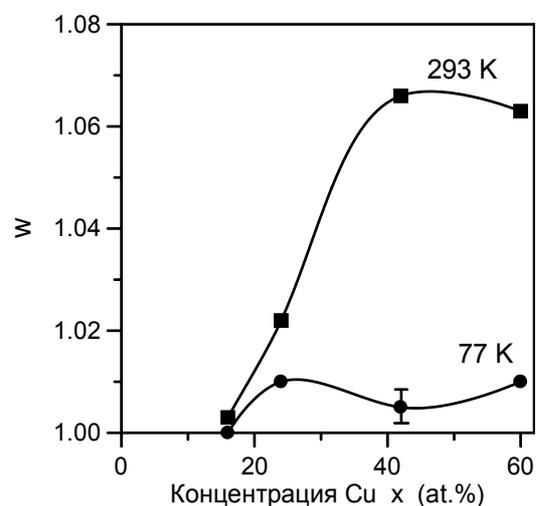


Рис. 5. Изменение  $w$  групповой скорости спиновой волны в YIG пленке ( $14 \mu\text{m}$ ) со слоем  $(\text{a-C:H})_{100-x}\text{Cu}_x$  толщиной  $50 \text{ nm}$  к групповой скорости ненагруженной пленки YIG в зависимости от степени вхождения наночастиц Cu ( $2 - 3 \text{ nm}$ )  $x$  при  $77 \text{ K}$  и при  $293 \text{ K}$ .

приема спиновых волн. Переменное магнитное поле поверхностной спиновой волны, распространявшейся в пленке YIG, взаимодействовало с образцом, что приводило к изменениям дисперсионной зависимости, групповой скорости и затухания спиновой волны. Для определения дисперсионных зависимостей и групповых скоростей спиновых волн использовались амплитудно-частотные и фазо-частотные характеристики, которые снимались с помощью векторного анализатора Rohde-Schwarz ZVA-40. Относительное изменение групповой скорости, измеряемое по фазовому сдвигу наведенного тока на приемной антенне, определялось соотношением  $w = v_g^{(s)}/v_g^{(0)}$ , где  $v_g^{(s)}$  и  $v_g^{(0)}$  – групповые скорости, соответственно, с образцом и без образца. Метод спинволновой спектроскопии применен для исследования структур a-C:H с наночастицами Cu, SiO<sub>2</sub> с наночастицами Co, ZnO(Co), BaTiO<sub>3</sub> с наночастицами Ni, a-C:H с наночастицами Co и структур аморфного SiO<sub>2</sub> с гранулами сплава Co<sub>86</sub>Nb<sub>12</sub>Ta<sub>2</sub> [A11, A26, A36]. Генерация вихревых токов в проводящих гранулированных структурах, расположенных в области распространения спиновой волны, приводит к увеличению ее групповой скорости (Рис. 5). Если гранулированная структура содержит магнитные наночастицы, то при их малой концентрации вследствие спин-поляризационной релаксации спиновых возбуждений [A14], наблюдается рост затухания спиновой волны в пленке YIG и падение ее групповой скорости (Рис. 6). При более высоких концентрациях металлических наночастиц наступает область перколяционного порога, что приводит к росту проводимости образцов и к росту групповой скорости спиновой волны. Исследование дисперсионных кривых спиновых волн показало, что в структуре SiO<sub>2</sub>(Co)/GaAs около интерфейса спины наночастиц Co близки к ферромагнитному упорядочению, а около свободной поверхности их спиновая ориентация является более хаотической [A39]. С помощью метода спинволновой спектроскопии найдено, что в GaAs образуется проводящий слой и пленка SiO<sub>2</sub>(Co) около интерфейса имеет повышенную проводимость. В конце главы приведены ее основные результаты.

**5 глава** посвящена электронному транспорту в гранулированных структурах с металлическими наночастицами и теоретической модели кластерных электронных состояний (КЭС). В этой же главе рассмотрены диэлектрические свойства гранулированных структур с металлическими наночастицами, поглощение электромагнитного излучения и

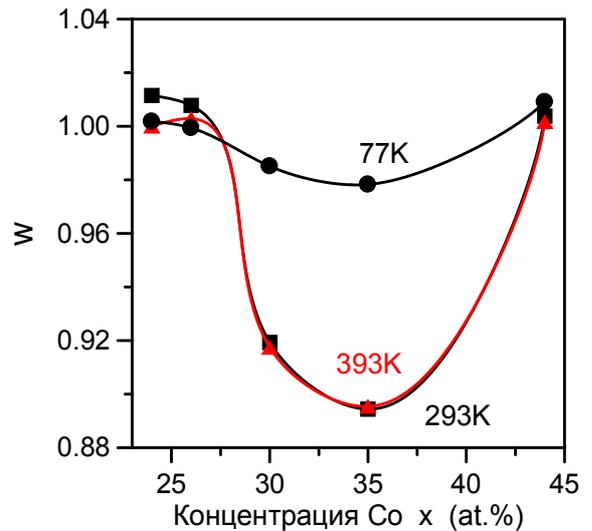


Рис. 6. Изменение  $w$  групповой скорости спиновой волны в YIG пленке, взаимодействующей с пленочными образцами (a-C:H)<sub>100-x</sub>Co<sub>x</sub> толщиной 250 nm, в зависимости от концентрации Co  $x$  при температурах 77, 293 и 393 K. Размер частиц Co – 2 – 3.2 nm.

радиопоглощающие покрытия. В разделе 5.1 дана постановка задачи.

В разделе 5.2 рассмотрена теоретическая модель КЭС в структуре, состоящей из аморфной матрицы и металлических наночастиц. Туннелирование электронов между частицами приводит к тому, что электроны, находящиеся вблизи уровня Ферми, делокализируются на группе частиц с образованием КЭС, волновая функция которого формируется из волновых функций электронов металлических частиц ( $s$ -,  $p$ -электронов оболочек атомов) и волновых функций электронов локализованных состояний (дефектов, примесей) в матрице [A15, A17, A22]. Характерный размер КЭС определяется коэффициентом туннелирования электрона между частицами и распределением глубин потенциальных ям, образованных разбросом электрических емкостей частиц при нахождении на них электрона, и ниже порога перколяции может быть описан моделью локализации Андерсона [10]. Ниже порога перколяции КЭС имеют ограниченные размеры и определяют области проводимости в гранулированной структуре. Так как согласно [11] существенную роль при туннелировании играют процессы неупругого резонансного туннелирования в каналах, содержащих локализованные состояния в аморфной матрице, размеры КЭС будут зависеть от температуры. Выше порога перколяции размеры КЭС становятся неограниченными и КЭС образует бесконечный проводящий кластер.

В разделе 5.3 исследован электронный транспорт в гранулированных структурах с металлическими наночастицами: на пленках аморфного гидрогенизированного углерода  $a\text{-C:H}$  с наночастицами  $\text{Co}$  и  $\text{Cu}$  и на пленках аморфной двуокиси кремния  $a\text{-SiO}_2$  с наночастицами сплава  $\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2$  [A22]. Проводимость гранулированной структуры  $\sigma$  определяется совокупностью каналов, которые включают в себя проводящие области с КЭС и области с большим сопротивлением, являющимися диэлектрическими прослойками между КЭС. При малых напряженностях электрического поля ( $< 10^4$  V/cm) вольт-амперная зависимость является линейной. В этом режиме была исследована температурная релаксация проводимости, связанная с КЭС. Поскольку неупругий характер туннелирования через дефекты и примеси увеличивает туннельную прозрачность барьера между высокопроводящими областями и увеличивает размер локализации КЭС с ростом температуры, то при быстром изменении температуры, когда структура КЭС не достигла равновесного состояния, наблюдается релаксация проводимости к равновесному состоянию (Рис. 7). В линейном вольт-амперном режиме было исследовано влияние отжига и найдено, что отжиг уменьшает количество дефектов в матрице и количество

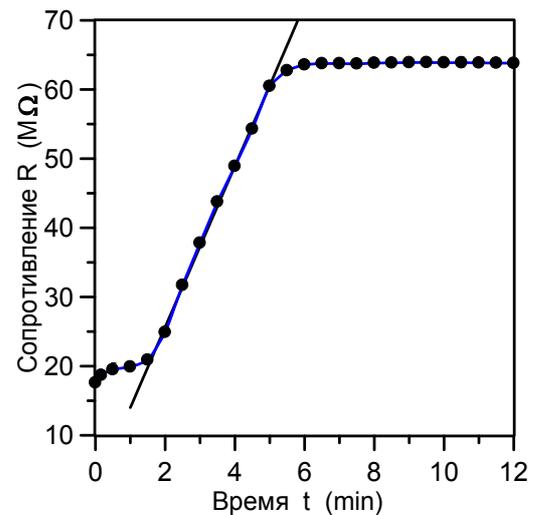


Рис. 7. Релаксация сопротивления  $R$  пленки  $(a\text{-C:H})_{84}\text{Cu}_{16}$  после быстрого нагрева от 77 К до 297 К. Толщина пленки 1.73  $\mu\text{m}$ , размер частиц  $\text{Cu}$  – 4 nm.

локализованных состояний в туннельных каналах между частицами, что ведет к падению прозрачности туннельных барьеров между КЭС и к уменьшению проводимости матрицы.

При больших напряженностях электрического поля начинают проявляться эффекты, связанные с туннелированием электронов в зону проводимости матрицы и изменением размера КЭС, вызванным полем. На пленке  $a\text{-Si:H(Cu)}$  наблюдались переходы из изолирующего состояния в проводящее при действии электрического поля. При этом группа изолированных кластеров трансформировалась в один проводящий кластер. После выключения поля происходила релаксация и проводящий кластер переходил в первоначальное состояние группы изолированных кластеров. Когда гранулированная пленка между контактами находилась в состоянии проводящего кластера, температурная зависимость сопротивления носила металлический характер с большим остаточным сопротивлением. Обнаружены и исследованы пики проводимости на температурной зависимости тока при понижении температуры в сильных электрических полях, обусловленные декомпозицией кластеров в сильном электрическом поле. Образованием КЭС объясняется также гистерезис вольт-амперных характеристик, наблюдаемый в сильных полях.

В этом же разделе исследованы температурные зависимости проводимости в равновесном режиме, определяемые локализованными состояниями в матрице, через которые происходит процесс туннелирования между КЭС. Для нахождения числа локализованных состояний использована теоретическая модель, связывающая стимулированное фононами неупругое резонансное туннелирование через цепочку локализованных состояний в слое между туннельными контактами с температурной зависимостью проводимости  $\sigma(T)$ , которая при наличии в канале  $n$  примесей имеет степенной вид [11]. Среднее число локализованных состояний  $\langle n \rangle$  между КЭС, которые принимают участие в электронном транспорте, определяется степенью температурных зависимостей  $\gamma$ :  $\langle n \rangle = [\gamma - 1 + (\gamma^2 + 2\gamma + 9)^{1/2}]/2$ . Число  $\langle n \rangle$  падает с увеличением концентрации частиц (Рис. 8) [A12, A16].

При  $n \rightarrow \infty$  суммарная проводимость по всем каналам  $\sigma$  переходит от режима резонансного туннелирования к режиму прыжковой проводимости, определяемому законом Мотта.

В разделе 5.4 рассмотрены диэлектрические свойства гранулированных структур. В однокольцевом приближении диаграммного разложения (приближении случайных фаз) найдена диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$ , определяемая поляризацией КЭС-структуры.

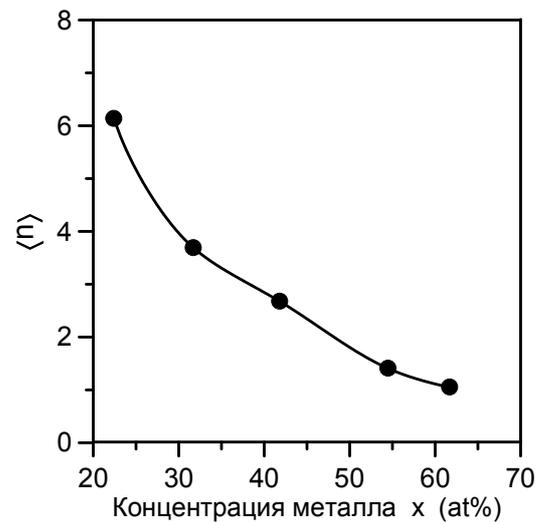


Рис. 8. Среднее число локализованных состояний  $\langle n \rangle$  в туннельных каналах между кластерами в зависимости от концентрации металлической фазы  $x$  в неотожженных пленках  $a\text{-SiO}_2(\text{Co,Nb,Ta})$ . Толщины пленок 4.0 – 5.1  $\mu\text{m}$ , размеры частиц сплава (Co,Nb,Ta) – 2 - 5 nm.

Действительная и мнимая части  $\varepsilon$  линейно зависят от размеров КЭС. В области перколяционного порога, где КЭС образует бесконечный проводящий кластер, наблюдается резкое повышение диэлектрической проницаемости. Отношение мнимой части к действительной части диэлектрической проницаемости дается формулой [A22]

$$\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = BT \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{-E_c}{kT} \right) \right], \quad (1)$$

где  $B$  – температурно-независимый коэффициент,  $E_c$  – энергия КЭС, отсчитанная от уровня Ферми,  $T$  – температура. Ниже порога перколяции измерения  $\varepsilon$  дают информацию об изменениях размеров проводящих кластеров, которые изменяются под действием электрического поля и температуры. В сильных электрических полях размеры кластеров растут вдоль направления электрического поля, что отражается в увеличении действительной части  $\varepsilon'$  (Рис. 9). Измерения произведены на частоте 1 МГц. Повышение температуры приводит к росту размера локализации КЭС и к увеличению диэлектрической проницаемости (Рис. 10). Температурные зависимости тангенса угла диэлектрических потерь объясняются термическим возбуждением вышележащих уровней КЭС (Рис. 11). В этом разделе обсуждается также уменьшение диэлектрической проницаемости при отжиге, которое связано с уменьшением количества дефектов в матрице, приводящее к понижению туннельной прозрачности барьеров между металлическими частицами и к уменьшению размера локализации КЭС.

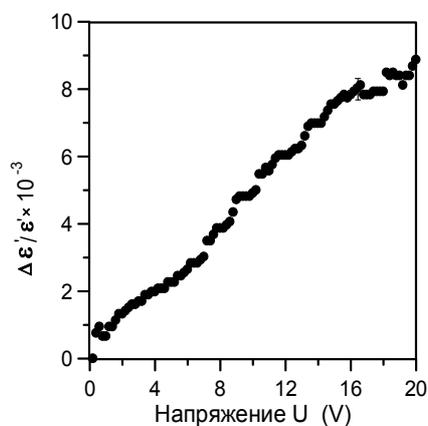


Рис.9. Изменение действительной части диэлектрической проницаемости  $\Delta\varepsilon'/\varepsilon'_0 = (\varepsilon' - \varepsilon'_0)/\varepsilon'_0$  с ростом подаваемого на контакты напряжения  $U$  для пленки  $(a-C:H)_{84}Cu_{16}$ . Толщина пленки 1.73  $\mu\text{m}$ , размер частиц Cu – 4 nm.

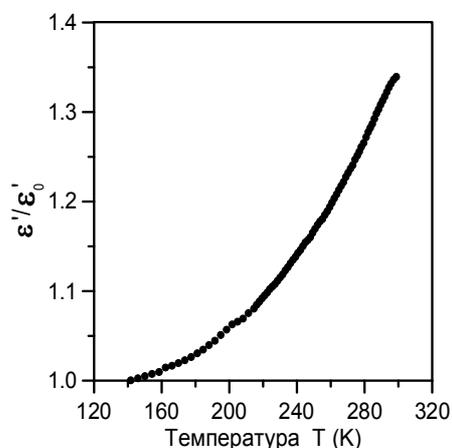


Рис. 10. Температурные изменения  $\varepsilon'/\varepsilon'_0$  для пленки  $(a-C:H)_{84}Cu_{16}$  при напряжении  $U = 0.25$  V.  $\varepsilon'_0$  – действительная часть диэлектрической проницаемости при  $T = 142$  K.

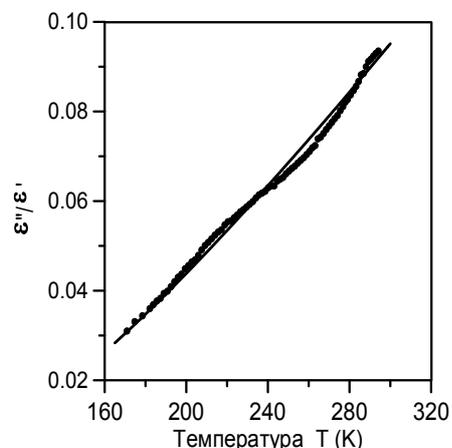


Рис.11. Температурная зависимость отношения мнимой и действительной частей диэлектрической проницаемости  $\varepsilon''/\varepsilon'$  для пленки  $(a-C:H)_{84}Cu_{16}$ . Сплошная кривая построена по формуле (1) модели КЭС с  $E_c = 22.1$  meV.

В разделе 5.5 исследованы микроволновые свойства гранулированных структур и радиопоглощающие покрытия [A21]. Эффективное поглощение электромагнитных волн

определяется большими значениями диэлектрических и магнитных потерь в гранулированных структурах. Магнитные потери обусловлены быстрым затуханием спиновых возбуждений наночастиц  $3d$ -металлов, которое происходит благодаря спин-поляризационному механизму релаксации. Диэлектрические потери в области порога перколяции определяются потерями, происходящими при поляризации электронов на КЭС. Пленки  $a\text{-C:H(Co)}$  были выращены на поликорковых подложках и на кевларовой ткани (Рис. 12). Размеры частиц  $\text{Co}$  составляли 2.2 - 3.5 nm на поликорковых подложках и 80 - 800 nm на кевларовой ткани. Поглощение электромагнитных волн исследовалось на незамкнутой микрополосковой линии и рупорным методом. 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 (Рис. 13) [A28,A46,A47]. Разработанные радиопоглощающие покрытия обладают преимуществами перед покрытиями, основанными на ферритах – по толщине, весу и частотной широкополосности поглощения. В конце главы приведены ее основные результаты.

**В 6 главе** исследованы спиновый транспорт и магнитосопротивление в гранулированных пленках с ферромагнитными металлическими наночастицами и магнитосопротивление гетероструктур гранулированная пленка / полупроводник. В разделе 6.1 дана постановка задачи.

В разделе 6.2 изложены экспериментальные данные и теоретические модели эффектов отрицательного и положительного магнитосопротивлений (MR), наблюдавшихся в гранулированных пленках с ферромагнитными металлическими наночастицами. Для объяснения отрицательного MR рассмотрена модель, в которой эффект MR объясняется спин-зависимым резонансным туннелированием электронов через цепочку локализованных состояний между КЭС [A16]. Локализованные состояния образованы дефектами и примесями аморфной матрицы и расщеплены внешним и внутренним магнитными полями и обменным взаимодействием с  $d(f)$ -электронами наночастиц. Наличие слаборасщепленных локализованных состояний в канале туннельной проводимости между КЭС приводит к отсутствию насыщения MR в сильных магнитных полях в структурах с

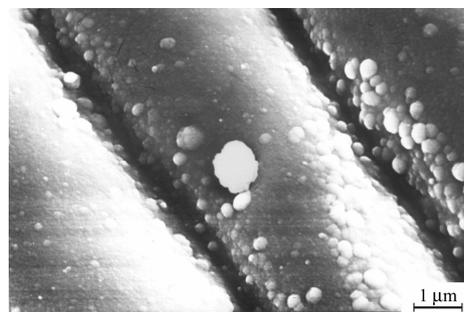


Рис. 12. Покрытие толщиной 1.2  $\mu\text{m}$  на основе структуры  $a\text{-C:H(Co)}$ , напыленное на кевлар. Концентрация  $\text{Co}$   $x = 60$  at.%.

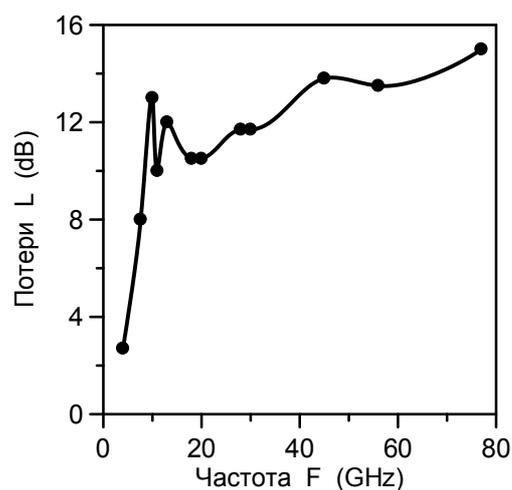


Рис. 13. Частотная зависимость 5-слойного покрытия на основе гидрогенизированного углерода с наночастицами  $\text{Co}$  и  $\text{Ni}$ .

малыми концентрациями наночастиц, что подтверждено экспериментально на структурах  $\text{a-SiO}_2$  с наночастицами сплава (Co,Nb,Ta).

Обнаружен максимум величины отрицательного MR при определенной концентрации наночастиц в структурах, находящихся в суперпарамагнитном состоянии, который объясняется действием двух факторов. Увеличение длины цепочки локализованных состояний между КЭС при понижении концентрации наночастиц приводит (а) к уменьшению коэффициента  $s$ - $s$ -туннелирования, что ведет к увеличению MR, и (б) к росту вероятности неупругого рассеяния спина туннелирующего электрона, которое понижает магнитосопротивление. В этом же разделе рассмотрена теоретическая модель положительного MR на основе  $s$ - $d$ -обменной модели [5], в которой

КЭС ( $s$ -система) связана обменным взаимодействием со спинами наночастиц ( $d$ -система). Действие магнитного поля с величиной большей поля насыщения, упорядочивающего спины наночастиц, приводит к увеличению размера локализации КЭС. Наличие этих спин-упорядоченных состояний, которые становятся метастабильными после снятия поля, позволяет объяснить эффект положительного MR [12,15].

В разделе 6.3 исследован электронный спиновый транспорт и гигантское магнитосопротивление в гетероструктурах гранулированная пленка / полупроводник. Экспериментальные исследования были проведены на образцах, содержащих пленки  $\text{SiO}_2$  с наночастицами Co, выращенных на подложках n-GaAs ( $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ ) и n-Si ( $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{Si}$ ), и на образцах, содержащих пленки  $\text{TiO}_2$  с подслоями островков Co на подложках n-GaAs ( $\text{TiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ ).

В гетероструктурах  $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$  (толщины пленок  $\text{SiO}_2(\text{Co})$  составляли от 81 до 600 nm, размеры частиц Co – 2.7 – 4.5 nm) наблюдался эффект гигантского инжекционного магнитосопротивления (IMR) – в магнитном поле наблюдалось резкое уменьшение

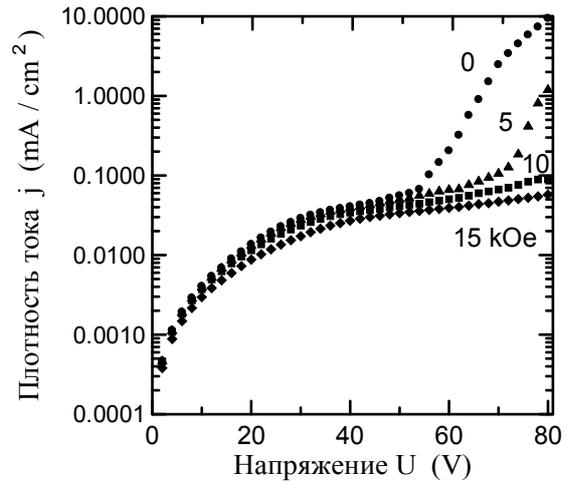


Рис. 14. Вольт-амперная зависимость в случае инжекции электронов в полупроводник для структуры  $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$  с 71 at.% Co при различных значениях магнитного поля при касательном подмагничивании.

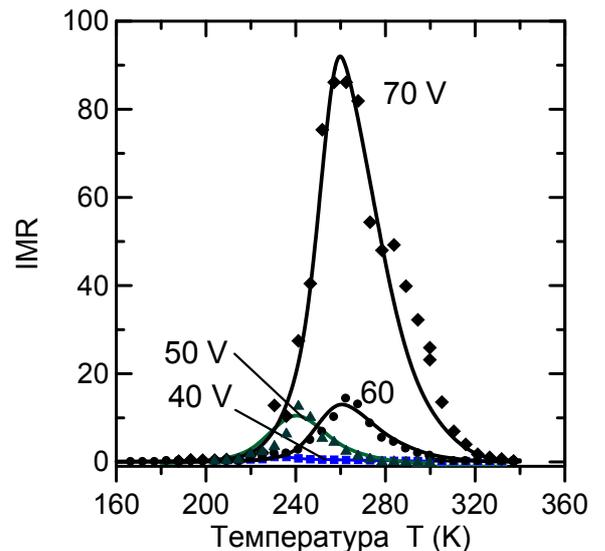


Рис. 15. Температурные зависимости IMR для структуры  $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$  с  $x = 71$  at.% Co в касательном магнитном поле  $H = 10$  kOe при разных приложенных напряжениях. Сплошные линии – теоретические зависимости.

протекающего тока [A20, A24, A35, A50]. В области развития лавинного процесса ( $U > 55$  V) величина IMR достигала наибольших положительных значений (Рис.14). Эффект IMR обладал температурно-пиковым характером. Температурная локализация эффекта зависела от концентрации Co и сдвигалась приложенным электрическим полем (Рис. 15). Для гетероструктур  $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$  с 71 at.% Co значение IMR достигало 1000 ( $10^5\%$ ) при комнатной температуре, что на два-три порядка выше максимальных значений гигантского магнитосопротивления (GMR) в магнитных металлических мультислойных структурах и туннельного магнитосопротивления (TMR) в структурах на основе магнитных туннельных контактов. С другой стороны, для гетероструктур  $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{Si}$  магнитосопротивление очень мало (4%), а для пленок  $\text{SiO}_2(\text{Co})$  оно имело отрицательные величины. На температурной зависимости плотности тока инжекции  $j$  для структуры  $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$  в области существования эффекта IMR наблюдалась особенность в виде провала (Рис. 16). На образцах  $\text{TiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$  эффект инжекционного магнитосопротивления был значительно менее выражен. Структура гранулированной пленки и полупроводника вблизи интерфейса пленка / полупроводник определена методами малоуглового рентгеновского рассеяния, рефлектометрии поляризованных нейтронов (PNR), малоуглового рассеяния синхротронного излучения в скользящей геометрии (GISAXS), Бриллюэновского рассеяния, спинволновой спектроскопии [A30-A32, A34, A37, A39, A40, A43].

Объяснение эффекта IMR основано на теоретической модели лавинного процесса, который запускается электронами, прошедшими спин-зависимый потенциальный барьер в обогащенном слое в полупроводнике вблизи интерфейса, и контролируется магнитным полем путем изменения высоты и прозрачности этого барьера [A25, A50]. Формирование обогащенного электронного слоя в зоне проводимости полупроводника рассмотрено в приближении самосогласованного поля. Спин-зависимый потенциальный барьер в обогащенном слое образуется благодаря обменному взаимодействию между электронами обогащенного слоя в полупроводнике и  $d$ -электронами Co. Эффективное обменное взаимодействие и спин-

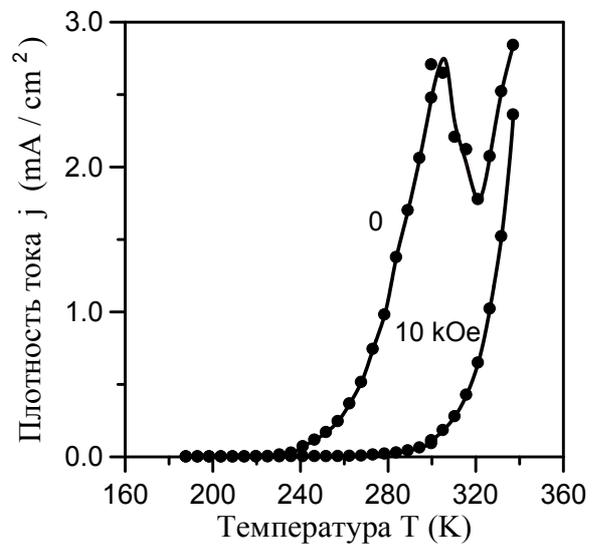


Рис. 16. Температурные зависимости плотности тока инжекции  $j$  для  $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$  с концентрацией Co 71 at.% при напряжении  $U = 70$  V в отсутствии магнитного поля и в магнитном поле 10 kOe, параллельном поверхности пленки  $\text{SiO}_2(\text{Co})$ .

$$J^{(eff)} = J_0 + J_0 \text{ (with spin loops)} + J_0 \text{ (with spin loops)}$$

Рис. 17. Эффективное обменное взаимодействие  $J^{(eff)}$ , выраженное через затравочное  $J_0$ , в однокольцевом приближении по электронным функциям Грина со спином  $\uparrow$  и  $\downarrow$ .

зависимый потенциальный барьер для инжектированных электронов найдены в однокольцевом по электронным функциям Грина приближении диаграммного разложения (Рис. 17). Наличие локализованных электронных состояний в обогащенном слое приводит к максимумам высоты барьера на температурной зависимости (Рис. 18).

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 величины IMR при наличии лавинного процесса объясняются тем, что в результате ударной ионизации, запускаемой 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, приводит к увеличению концентрации дырок в барьерной области и т.д. Благодаря сформировавшейся положительной обратной связи, незначительные вариации высоты и прозрачности барьера приводят к большим изменениям протекающего тока. В теоретической модели рассмотрено распределение электрического поля до порога лавинного процесса и изменение поля в каналах тока при развитии лавины. Рост электронного тока сопровождается образованием слоя 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, что ведет к понижению кинетической энергии инжектированных электронов, подавляя наступление ударной ионизации и уменьшая концентрацию дырок. Развита модель объясняет наблюдаемые экспериментальные результаты и температурно-пиковый характер эффекта IMR. Максимумы IMR пиков соответствуют одиночному обменно-расщепленному уровню в обогащенном слое. Ширина температурных пиков обратно пропорциональна поверхностному распределению частиц  $S_0$  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.

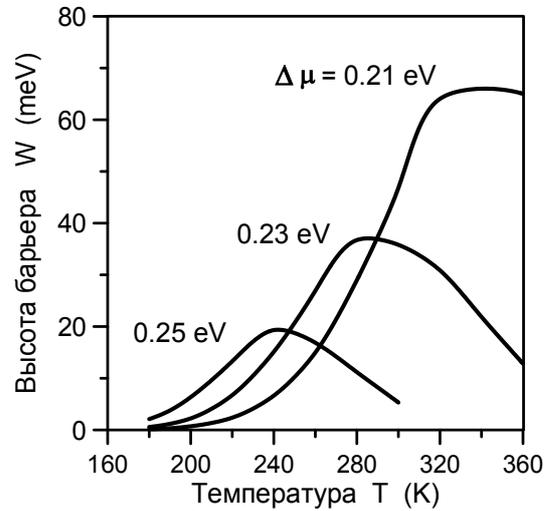


Рис. 18. Температурные зависимости высоты потенциального барьера  $W$  для структуры гранулированная пленка / полупроводник для различных значений разности химических потенциалов на интерфейсе  $\Delta\mu = 0.21; 0.23; 0.25$  eV. Концентрация электронов  $n_0$  в полупроводнике равна  $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  при  $T = 300$  K.

В этом же разделе представлены характеристики высокочувствительных магнитных сенсоров на основе IMR-эффекта в гетероструктурах  $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$  (Рис. 19) [A50]. Исследована возможность распространения IMR эффекта на структуры с другими полупроводниками. 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 [A38, A41]. В конце главы приведены основные результаты, полученные в 6 главе.

В **Заключении** приводятся основные результаты работы.

## 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.
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  $\text{Spin}(3)$ . Выведены обобщенные уравнения Ландау-Лифшица. 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

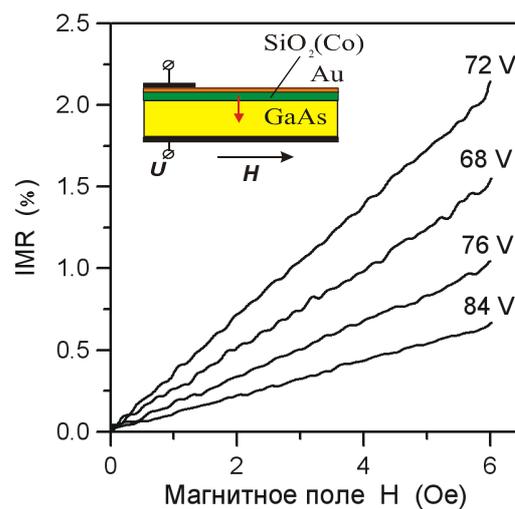


Рис.19. Зависимости магнитосопротивления  $IMR$  от приложенного магнитного поля  $H$  для гетероструктуры  $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$  с 71 at.% Co при разных напряжениях на образце.

образце по сравнению с обменным взаимодействием. Благодаря магнитному дипольному взаимодействию, собственное 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, проистекающее 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  $\text{Co}$ . 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.

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 возможность определения их магнитных и электрических характеристик. Решение задачи определения этих характеристик из дисперсионных зависимостей спиновых волн позволило развить метод спинволновой спектроскопии. Методом спинволновой спектроскопии исследованы структуры  $a\text{-C:H(Cu)}$ ,  $\text{SiO}_2$  с наночастицами  $\text{Co}$ ,  $\text{ZnO(Co)}$ ,  $\text{BaTiO}_3$  с наночастицами  $\text{Ni}$ ,  $a\text{-C:H}$  с наночастицами  $\text{Co}$  и структуры  $\text{SiO}_2$  с гранулами  $\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2$ . Обнаружено влияние подложки  $\text{GaAs}$ , приводящее к ферромагнитному упорядочению спинов наночастиц  $\text{Co}$  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 дефекты границ раздела гранула - матрица.

10. Образование КЭС приводит к изменениям диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  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  $\text{Cu}$ . В области перколяционного порога, где КЭС образует бесконечный проводящий кластер, наблюдается резкое повышение  $\varepsilon$ . Ниже порога перколяции измерения  $\varepsilon$  дают информацию об относительных размерах проводящих кластеров, которые изменяются под действием электрического поля и температуры. В сильных электрических полях кластеры растут вдоль направления электрического поля. Повышение температуры приводит к росту размера локализации КЭС и к увеличению  $\varepsilon$ . Наблюдалось уменьшение  $\varepsilon$ , 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  $a\text{-C:H}(\text{Co,Ni})$ , 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 слаборасщепленных 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  $a\text{-SiO}_2(\text{Co,Nb,Ta})$ .

13. В гетероструктурах  $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$ , где  $\text{SiO}_2(\text{Co})$  является гранулированной пленкой  $\text{SiO}_2$  с наночастицами  $\text{Co}$ , 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  $\text{Co}$  и может сдвигаться приложенным электрическим полем. Для гетероструктур  $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$  с 71 at.%  $\text{Co}$  значение IMR достигает 1000 при лавинном процессе в  $\text{GaAs}$  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  $\text{Co}$ . 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  $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$  при лавинном процессе 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.

### **Основные научные труды автора по теме диссертации:**

#### **Статьи в журналах**

- [A1]. Л.В. Луцев, Ю.М. Яковлев, *Влияние ионной имплантации на спинволновые возбуждения в пленках ИЖГ* // ФТТ, 1988, **30**(6), 1675-1682.
- [A2]. Л.В. Луцев, И.Л. Березин, *Автомодуляция спинволновых возбуждений в пленках с линейным профилем намагниченности* // ФТТ, 1988, **30**(9), 2679-2682.
- [A3]. 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.
- [A4]. 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.
- [A5]. Л.В. Луцев, И.Л. Березин, Ю.М. Яковлев, *Исследование дисперсионных характеристик магнитостатических волн в двухслойных пленках* // ЖТФ, 1990, **60**(7), 180-186.
- [A6]. Л.В. Луцев, *Спинволновые магнитостатические возбуждения в неоднородных по толщине ферромагнитных пленках* // ЖТФ, 1991, **61**(3), 80-87.
- [A7]. 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.
- [A8]. Л.В. Луцев, *Дисперсионные зависимости дипольно-обменных спинволновых волн и межмодовые переходы в неоднородных ферромагнитных пленках* // ЖТФ, 1995, **65**(2), 41-54.
- [A9]. Л.В. Луцев, *Коллинеарное рассеяние света на дипольно-обменных спиновых волнах в неоднородных ферромагнитных пленках* // ЖТФ, 1998, **68**(6), 78-84.
- [A10]. 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, **83**(11), 7330-7332.
- [A11]. Л.В. Луцев, С.В. Яковлев, В.И. Сиклицкий, *Электронный транспорт в наноразмерной кластерной структуре углерод-медь* // ФТТ, 2000, **42**(6), 1105-1112.
- [A12]. 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.
- [A13]. А.С. Камзин, Л.В. Луцев, В.А. Петров, *Эпитаксиальные пленки гексагональных ферритов типа Ва-М* // ФТТ, 2001, **43**(12), 2157-2160.
- [A14]. Л.В. Луцев, *Спиновые возбуждения в гранулированных структурах с*

*ферромагнитными наночастицами* // ФТТ, 2002, **44**(1), 97-105.

- [A15]. 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.
- [A16]. 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.
- [A17]. 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* // J. Phys.: Condensed Matter, 2003, **15**(22), 3665–3681.
- [A18]. 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, **42**(5-6), 1037-1042.
- [A19]. A.N. Usoltseva, V. L. Kuznetsov, N. A. Rudina, M. Yu. Alekseev, L. V. Lutsev, *Carbon Filament Rope Formation*, in "Nanoengineered Nanofibrous Materials" (Eds: Gucerì, S.I; Y. Gogotsi, and V. Kuznetsov), NATO Science Series Volume 169, Kluwer Academic Book Publishers, Dordrecht, Netherlands (2004), pp. 91-96.
- [A20]. 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.
- [A21]. 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, **97**(10), 104327.
- [A22]. 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.
- [A23]. L.V. Lutsev, *Landau–Lifshitz equations and relaxation of spin wave modes in the Heisenberg model with dipole–exchange interaction* // J. Phys.: Condensed Matter, 2005, **17**(38), 6057-6080.
- [A24]. 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, **300**(1), e12-e15.
- [A25]. L.V. Lutsev, *Potential barrier for spin polarized electrons induced by the exchange interaction at the interface in the ferromagnet / semiconductor heterostructure* // J. Phys.: Condensed Matter, 2006, **18**(26), 5881-5894.
- [A26]. Leonid Lutsev, Sergey Yakovlev, and Christian Brosseau, *Spin wave spectroscopy and microwave losses in granular two-phase magnetic nanocomposites* // Journal of Applied Physics, 2007, **101**(3), 034320.
- [A27]. L.V. Lutsev, *Diagram technique for models with internal Lie-group dynamics* // J. Phys. A: Mathematical and Theoretical, 2007, **40**(39), 11791-11814.
- [A28]. 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), 36-43.

- [A29]. M. Khodzitskiy, L. Lutsev, S. Tarapov, A. Zamkovoij, 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, **320**(5), L7-L11.
- [A30]. A. A. Stashkevich, Y. Roussigné, 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 (SiO<sub>2</sub>)Co films* // Journal of Applied Physics, 2008, **104**(9), 093912.
- [A31]. A. A. Stashkevich, Y. Roussigné, 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 (SiO<sub>2</sub>)Co/GaAs films observed using Brillouin light scattering* // Physical Review B, 2008, **78**(21), 212404.
- [A32]. A.A. Stashkevich, Y. Roussigné, 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 (SiO<sub>2</sub>)Co nano-composite films: Brillouin light scattering study* // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2009, **321**(7), 876-879.
- [A33]. 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-SiO<sub>2</sub>/GaAs Nanostructures at the Percolation Threshold Region* // Telecommunications and Radio Engineering, 2009, **68**(7), 607-620.
- [A34]. 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 SiO<sub>2</sub>(Co)/Si and SiO<sub>2</sub>(Co)/GaAs* // Physica B, 2009, **404**(17), 2547-2549.
- [A35]. L.V. Lutsev, A.I. Stognij, and N.N. Novitskii, *Giant magnetoresistance in semiconductor / granular film heterostructures with cobalt nanoparticles* // Physical Review B, 2009, **80**(18), 184423.
- [A36]. L. Lutsev, S. Yakovlev, V. Castel and C. Brosseau, *Spin wave dynamics in magnetoelectric Ni/BaTiO<sub>3</sub> nanocomposites* // Journal of Physics D: Applied Physics, 2010, **43**(32), 325302.
- [A37]. 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 SiO<sub>2</sub>(Co)/GaAs методами поверхностного рассеяния синхротронного излучения* // Письма в ЖЭТФ, 2010, **92**(11), 847 – 853.
- [A38]. 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, **168-169**, 23-26.
- [A39]. Л.В. Луцев, *Спинволновая спектроскопия и применение ее методов к гетероструктурам диоксида кремния с наночастицами Co на подложке GaAs* // ФТТ, 2011, **53**(5), 1014-1025.
- [A40]. 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/SiO<sub>2</sub> + Co(65 at %)/GaAs Heterostructure Interfaces By the Polarized Neutron Reflectometry Method* // Physics of Particles and Nuclei Letters, 2011, **8**(10), 1054–1055.
- [A41]. L. V. Lutsev, A. I. Stognij, N. N. Novitskii, and A. S. Shulenkov, *Spintronic devices based on*

*magnetic nanostructures* // Functional Materials, 2012, **19**(1), 33-37.

[A42]. L.V. Lutsev, *Dispersion relations and low relaxation of spin waves in thin magnetic films* // Physical Review B, 2012, **85**(21), 214413.

[A43]. 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 SiO<sub>2</sub>(Co)/GaAs interface: Polarized neutron reflectometry and SQUID magnetometry* // Physical Review B, 2012, **86**(13), 134424.

[A44]. L.V. Lutsev, V.V. Pavlov, P.A. Usachev, A.A. Astretsov, A.I. Stognij, and N.N. Novitskii, *Negative photoconductance in SiO<sub>2</sub>(Co)/GaAs heterostructure in the avalanche regime* // Applied Physics Letters, 2012, **101**(24), 242104.

[A45]. 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, **113**(4), 044518.

*Публикации в других научных изданиях*

#### **Статьи в журналах**

[A46]. В. Петров, Г. Николайчук, С. Яковлев, Л. Луцев, *Многоцелевые радиопоглощающие материалы на основе магнитных наноструктур: получение, свойства и применение* // Компоненты и технологии, 2008, **10**, 147-150.

[A47]. В. Петров, Г. Николайчук, Л. Луцев, С. Яковлев, *Исследование радиопоглощающих свойств материалов на основе наноструктур* // Компоненты и технологии, 2008, **12**, 141-146.

[A48]. Л.В. Луцев, *Спинволновая спектроскопия магнитных наноструктур* // Наноструктуры. Математическая физика и моделирование, 2009, **1**(1), 59–82.

#### **Монографии и главы в монографиях**

[A49]. 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.

[A50]. Леонид 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 – 88 статей.**

#### **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. Андриященко, 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.

### **Цитируемая литература.**

- [1] *Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology*, Vol. 1 // Ed. Nalwa H.S.; American Scientific Publishers: Valencia, CA, 2004.
- [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] Maier T., Jarrell M., Pruschke T., Hettler M.H., *Quantum cluster theories* // Rev. Mod. Phys. 2005, 77(3), 1027-1080.
- [4] Kakehashi Y., *Electron correlations and many-body techniques in magnetism* // Adv. Phys. 2004, 53(4), 497-536.
- [5] Изюмов Ю.А., Кассан-оглы Ф.А., Скрябин Ю.Н., *Полевые методы в теории ферромагнетизма*; Наука: Москва, 1974, 224 с.
- [6] Гуревич А.Г., Мелков Г.А., *Магнитные колебания и волны*; Наука: Москва, 1994, 464 с.
- [7] Wang W.-N., Jiang Z.-S., Du Y.-W., *Ferromagnetic resonance study on Fe-SiO<sub>2</sub> granular films* // J. Appl. Phys. 1995, 78(11), 6679-6682.
- [8] Butera A., Zhou J.N., Barnard J.A., *Ferromagnetic resonance in as-deposited and annealed Fe-SiO<sub>2</sub> heterogeneous thin films* // Phys. Rev. B 1999, 60(17), 12270-12278.
- [9] Vyshenski S.V., *Possible self-selection of tunnel channels with reproducible electrical parameters* // Письма в ЖЭТФ 1995, 61(2), 105-111.
- [10] Шкловский Б.И., Эфрос А.Л., *Электронные свойства легированных полупроводников*, М.: Наука, 1979, 416 с.

- [11] Глазман Л.И., Матвеев К.А., *Неупругое туннелирование через тонкие аморфные пленки* // ЖЭТФ, 1988, 94(6), 332-343.
- [12] Варфоломеев А.Е., Седова М.В., *Эффект большого положительного магнитосопротивления в слабых магнитных полях в металл-диэлектрических наноккомпозитах* // ФТТ 2003, 45(3), 500-504.
- [13] Boff M.A.S., Geshev J., Schmidt J.E., Flores W.H., Antunes A.B., Gusmao M.A., Teixeira S.R., *Bias dependence of magnetoresistance in Fe-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> granular thin films* // J. Appl. Phys. 2002, 91(12), 9909.
- [14] Sankar S., Dender D., Borchers J.A., Smith D.J., Erwin R.W., Kline S.R., Berkowitz A.E., *Magnetic correlations in non-percolated Co-SiO<sub>2</sub> granular films* // J. Magn. Mater. 2000, 221(1-2), 1-9.
- [15] Аронзон Б.А., Варфоломеев А.Е., Ковалев Д.Ю., Ликальтер А.А., Рыльков В.В., Седова М.А., *Проводимость, магнитосопротивление и эффект Холла в гранулированных пленках Fe/SiO<sub>2</sub>* // ФТТ 1999, 41 (6), 944-950.
- [16] Akinaga H., *Magnetoresistive switch effect in metal/semiconductor hybrid granular films: extremely huge magnetoresistance effect at room temperature* // Semicond. Sci. Technol. 2002, 17(4), 322-326.