

На правах рукописи

Волков Никита Валентинович

**МАГНИТНЫЕ, РЕЗОНАНСНЫЕ И ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА
ПРИМЕСНЫХ И СЛОИСТЫХ СИСТЕМ**

Специальность 01.04.11 – физика магнитных явлений

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Красноярск – 2004

Работа выполнена в Институте физики им. Л.В. Киренского СО РАН

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор
Троянчук Игорь Олегович
(Институт физики твердого тела и
полупроводников НАН Беларуси, г. Минск)
доктор физико-математических наук, профессор
Ольхов Олег Алексеевич
(Институт Химической Физики им. Н.Н. Семёнова
РАН, г. Москва)
доктор физико-математических наук, профессор
Эдельман Ирина Самсоновна
(Институт физики СО РАН, г. Красноярск)

Ведущая организация: Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
РАН (г. С.-Петербург)

Защита состоится «___» _____ 2004 г. в «___» часов в конференц-зале
главного корпуса ИФ СО РАН на заседании диссертационного совета совете
Д 003.055.02 по защите диссертаций в Институте физики им. Л.В.
Киренского СО РАН по адресу: 660036, г. Красноярск, Академгородок, 50,
стр. 38.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФ СО РАН

Автореферат разослан «___» _____ 2004 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук

Аплеснин С.С.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Последние десятилетия стремительными темпами расширяется использование в науке и технике материалов, обладающих сложным составом и сложной структурой. Это приводит к необходимости решения ряда специфических задач, которые порождаются технологическими проблемами, потребностью в более совершенных экспериментальных методиках, поиском новых подходов для описания и прогнозирования свойств таких систем, как керамики, композиты, поликристаллы, стекла, эмульсии, многослойные пленочные структуры. В настоящей работе мы сосредоточим наше внимание на некоторых специфических аспектах исследований двух классов магнитоупорядоченных материалов: 1) магнитные кристаллы, легированные примесями; 2) слоистые магнитные структуры.

Непрерывный интерес исследователей к примесным материалам, т. е. к материалам, в исходный состав которых вводится определенное количество химических примесей, связан, прежде всего, с появлением у таких систем новых, часто уникальных, физических свойств, по сравнению с «чистыми» составами. Здесь достаточно упомянуть, что все многообразие современной полупроводниковой электроники (диоды, транзисторы, полупроводниковые лазеры и т. д., вплоть до микросхем высокой степени интеграции) основано на присутствии примесных ионов в полупроводниковом материале. Но, несмотря на уже широчайшее практическое использование легированных материалов, в том числе и обладающих магнитным порядком, одной из важнейших на повестке дня остается задача решения фундаментальных вопросов физики примесных систем. Остаются актуальными поиск новых магнитных материалов, в которых примеси могут приводить к новым физическим свойствам, и применение новых методов исследования, что может повлечь за собой обнаружение новых эффектов. Остаются насущной и необходимостью разработки новых современных теоретических подходов и моделей, которые бы позволяли проводить описание примесных состояний и их влияния на магнитные и другие, связанные с магнитной подсистемой, физические свойства.

Современные тенденции развития физики твердого тела характеризуются тем, что основными объектами исследования все в большей степени становятся не массивные кристаллы, а искусственные слоистые системы – многослойные тонкопленочные структуры. В таких системах существенно меняется большинство электронных свойств – возникает большое число новых, так называемых размерных эффектов. Наиболее кардинальной перестройкой свойств отличаются квантовые размерные структуры, в которых свободные носители заряда локализованы, хотя бы в одном из направлений, в области с размерами порядка дебройлевской длины волны носителей. При этом вступают в силу законы квантовой механики, и происходит изменение наиболее фундаментальной характеристики электронной системы – ее энергетического спектра. Квантово-размерные эффекты обладают целой совокупностью уникальных свойств, весьма далеких от тех, что можно наблюдать в обычных трехмерных системах. Такие структуры могут служить основой создания новых типов нанoeлектронных приборов. При этом, использование гетероструктур, содержащих магнитоактивные слои, значительно расширяет функциональные возможности низкоразмерных структур, поскольку в этом случае, наряду с зарядом, спин электрона представляет собой активный элемент для хранения, обработки и передачи информации. В настоящее время физика низкоразмерных структур с магнитоактивными слоями интенсивно развивается, но окончательно устойчивая система взглядов и представлений в этой области исследований еще не сложилась. Такая ситуация настоятельно требует наращивания усилий в области технологии получения, экспериментального и теоретического исследования магнитных многослойных пленочных структур. По причинам как фундаментального, так и прикладного характера, также не стоит исключать из сферы интересов и системы, которые можно рассматривать как двумерные, в силу их состава и кристаллической структуры. Примесные и структурные магнитные системы имеют свои специфические особенности в поведении магнитных и транспортных свойств. Но есть моменты, которые объединяют рассматриваемые классы материалов в

рамках настоящей работы и которые, к тому же, во многом определяют актуальность исследований.

Первое, что отличает эти два класса материалов, – возможность направленного управления энергетической структурой материалов (а, следовательно, и физическими свойствами) на технологической стадии либо путем легирования примесями, либо путем выбора материала слоев и варьирования их толщины в слоистых системах.

Во-вторых, все исследуемые материалы относятся к классу магнитоупорядоченных, и это позволяет использовать для них общие подходы и модельные представления, развитые в физике магнитных явлений.

В-третьих, объединяющий фактор – использование одинаковых экспериментальных подходов. Помимо классических методов, мы привлекали при изучении всех исследуемых систем нетрадиционные методы, в основу которых положен принцип комбинированного воздействия на образец. В этом случае исследуется отклик системы, переведенной в неравновесное состояние, а по характеру релаксации в основное состояние можно судить о характере взаимодействий в системе. Кроме того, применение таких методов позволяет находить эффективные способы управления свойствами различного класса магнитных систем путем внешнего воздействия, что открывает новые возможности для их практического применения.

Перечисленные выше доводы дают основания объединить рассмотрение магнитных примесных и слоистых систем в рамках настоящей работы. Актуальность проведения исследований таких систем представляется обоснованной. В целом работа может быть квалифицирована как исследование, посвященное изучению физических свойств систем, обладающих дальним магнитным порядком.

Цель работы. Исследования, составившие предмет настоящей работы, направлены на изучение особенностей физических свойств легированных магнитоупорядоченных кристаллов и слоистых структур с

магнитоактивными слоями. Можно выделить две главные задачи, которые решались при проведении исследований:

- исследовать магнитные статические и резонансные свойства, а также транспортные свойства новых магнитных материалов, полученных в результате легирования или с привлечением пленочных технологий;
- исследовать влияние неравновесных состояний, созданных воздействием внешних возмущений (оптическое излучение, электрический транспортный ток), на магнитные свойства примесных и слоистых магнитных систем.

В последнем случае исследования позволяют изучать особенности поведения различного класса систем с дальним магнитным порядком в неравновесном состоянии, а также получать дополнительную информацию о характере магнитных взаимодействий в таких системах.

В соответствии с определенными задачами, в качестве объектов исследования были выбраны следующие материалы: монокристаллы гематита, легированные РЗ ионами; монокристаллы манганитов $\text{Ln}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ и $\text{Eu}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$; трехслойные пленки Fe/Si/Fe; структура [(монокристалл манганита)/(пленка Fe)]; монокристаллы в системе $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{Cu}(\text{ClBr})_4$.

Научная новизна. В процессе проведения исследований получены новые результаты, основные из которых выносятся на защиту.

1. Впервые экспериментально исследованы магнитные свойства монокристаллов гематита, легированные редкоземельными ионами. Показано, что редкоземельные ионы непосредственно участвуют в формировании магнитной анизотропии гематита, особенности анизотропного поведения определяются спецификой энергетического спектра конкретного иона;

- наблюдаемые экспериментально спин-переориентационные переходы – результат конкуренции магнитных анизотропных вкладов от железной и редкоземельной подсистем кристалла.

2. Впервые обнаружен поляризационно-зависимый эффект в монокристалле гематита, легированном ионами иттербия и галлия, изучение которого позволило установить, что:

- фотоиндуцированные изменения связаны с перестройкой фоточувствительного центра, включающего ион иттербия;
- облучение в зависимости от поляризации меняет соотношение центров, находящихся в слабо анизотропном и сильно анизотропном состояниях и распределенных по неэквивалентным позициям кристалла.

3. Проведено комплексное исследование магнитных, резонансных и транспортных свойств кристаллов манганитов. Впервые при изучении фазовой неоднородности в манганитах применен метод исследования частотно-полевых зависимостей спектров магнитного резонанса. Исследования позволили установить наличие состояния с фазовым расслоением в области температуры магнитного фазового перехода, где наблюдается эффект колоссального магнитосопротивления.

4. Обнаружено и исследовано явление изменения проводимости монокристалла манганита, индуцированное магнитным резонансным СВЧ поглощением. Показано, что ключевую роль в механизме изменения проводимости играет состояние фазового расслоения, реализующееся в брэгговской структуре. Впервые экспериментально обнаружено и изучено влияние транспортного тока на проводимость в СВЧ диапазоне в монокристаллах манганита. Установлено, что характер отклика СВЧ проводимости на воздействие переменного тока зависит от внешнего магнитного поля. Определены параметры, которые характеризуют взаимодействия в системе, ответственные за наблюдаемые магнитоэлектрические эффекты.

6. В квазидвумерных кристаллах $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{Cu}(\text{Cl},\text{Br})_4$ впервые экспериментально обнаружено и исследовано нелинейное СВЧ поглощение, по своему характеру подобное классическому нелинейному резонансу ангармонического осциллятора. Впервые обнаружен светоиндуцированный переход между состояниями в бистабильном режиме при нелинейном магнитном резонансе в $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$. Предложен механизм, обусловленный развитием индуцированных упругих колебаний.

7. Впервые в трехслойных пленках Fe/Si/Fe обнаружено фотоиндуцированное изменение параметров магнитного резонанса.

Исследования позволили установить, что воздействие оптического излучения сводится к возбуждению носителей тока в зону проводимости полупроводникового слоя структуры, приводящему к усилению взаимодействия ферромагнитных слоев железа.

8. Впервые обнаружено магнитосопротивление туннельного типа в структуре, состоящей из монокристалла манганита и пленки железа. Показано, что эффект связан с переходным контактным слоем, обедненным кислородом и обладающим диэлектрическими свойствами. Установлено, что чувствительность сопротивления исследуемой структуры к магнитному полю определяется туннельным вкладом в механизм проводимости, при котором величина туннельного тока зависит от взаимной ориентации магнитных моментов электродов.

Практическое значение работы. Полученные в диссертации научные результаты, в целом, способствуют расширению существующих представлений о природе магнитных взаимодействий в кооперативных системах. В частности, они позволяют глубже понять механизмы формирования и изменения магнитных свойств при легировании материалов и при «конструировании» многослойных структур. Это, в свою очередь, позволит прогнозировать свойства различного класса магнитных систем и целенаправленно получать материалы с требуемыми свойствами.

Один из аспектов проводимых исследований – изучение влияния оптического излучения на магнитное состояние материалов. Такие исследования важны в рамках проблемы создания электронных устройств, содержащих магнитные элементы, управляемые воздействием оптического излучения. Так, кристаллы гематита уже нашли широкое применение в качестве устройств на поверхностных акустических волнах и продолжают оставаться среди перспективных для применения в устройствах магнитоэлектроники. Обнаруженные и исследованные нами поляризационно-зависимые фотомагнитные эффекты в этих кристаллах, легированных редкоземельными ионами, по нашему мнению, позволят реализовать новые устройства с дополнительным каналом управления – оптическим излучением.

Основные надежды на применение манганитов связаны с эффектом колоссального магнитосопротивления, который может служить основой при создании магнитоуправляемых устройств электроники для целей записи, хранения и обработки информации. Изучение магнитных и электрических свойств кристаллов манганитов позволяет сделать вывод о возможности их использования в качестве электронных элементов, управляемых не только магнитным полем, но и другими внешними воздействиями, например, транспортным током.

Еще одно направление исследований манганитов связано с перспективой применения их в устройствах спинтроники. Высокая спиновая поляризация носителей заряда в этих материалах позволяет надеяться на успешное их применение в качестве источников поляризованных электронов, эмитируемых в магнитные гетероструктуры. Очевидно, что все работы, направленные на выяснение механизмов электронного транспорта в манганитах и магнитных структурах на их основе, остаются востребованными. Для создания экспериментальной базы, необходимой для решения фундаментальных научных задач, был разработан ряд оригинальных приборов, использование которых расширило функциональные возможности экспериментальных установок. На базе этих разработок предложены устройства, относящиеся к области СВЧ техники. Часть устройств защищена патентами.

Апробация работы. Основные результаты исследований по теме диссертации были представлены и обсуждались на следующих конференциях, совещаниях и семинарах:

- международном конгрессе по магнитному резонансу (г. Казань, 1994 г.)
- международной конференции по магнетизму, ICM-95 (г. Варшава, Польша, 1994 г.).
- международном симпозиуме «Неоднородные электронные состояния» (г. Новосибирск, 1995);
- объединенной конференции по магнитоэлектронике (г. Москва, 1995 г.);
- VIII Европейской конференции по магнитным материалам и их применению (Киев, Украина, 2000 г.);

- международном научном семинаре «Инновационные технологии» (г. Красноярск, 2001 г.);
- Европейско-Азиатском симпозиуме (г. Екатеринбург, 2001 г.);
- XV, XVII и XVIII международных школах-семинарах «Новые магнитные материалы микроэлектроники» (г. Москва, 1996, 2000, 2002 гг.);
- Московских международных симпозиумах по магнетизму, «MISM» (г. Москва, 1999, 2002 гг.);
- международной конференции «Функциональные материалы» (Крым, Украина, 2003 г.);
- международной конференции Европейского Материаловедческого Общества, «EMRS-Fall Meeting» (г. Варшава, Польша, 2003 г.);
- международной конференции по магнетизму (г. Рим, Италия, 2003 г.)

Публикации. По теме диссертации опубликовано 37 печатных работ в рецензируемых зарубежных и отечественных журналах и сборниках, получено 4 патента РФ.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, шести глав, приложения, заключения и списка цитируемой литературы. Общий объем составляет 285 страниц, включая 86 рисунков и одну таблицу. Список цитированной литературы состоит из 218 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность темы, формулируются цели и задачи работы. Приведены основные положения, выносимые на защиту. Рассмотрена научная и практическая значимость работы.

Первая глава диссертации представляет собой аналитический обзор литературы по исследованию примесных магнитных материалов и слоистых структур с магнитоактивными слоями. Очевидно, что в рамках предлагаемой работы невозможно охватить все аспекты физики примесных магнитоупорядоченных кристаллов и магнитных многослойных структур. Поэтому автор остановился лишь на некоторых особенностях формирования

магнитных и электронных свойств таких систем и на подходах, разрабатываемых для их описания. Освещаемые вопросы выбирались из соображений их идеологической близости экспериментальному и теоретическому материалу, обсуждаемому в оригинальной части работы. Главное внимание уделено вопросам: 1) влияния локальных примесных состояний на магнитные и фотомагнитные свойства кристаллов магнитодиэлектриков; 2) исследования особенностей поведения магнитных и электрических свойств примесных кристаллов манганитов в состоянии с электронным фазовым расслоением; 3) формирования магнитных и электрических свойств многослойных структур с магнитными слоями.

Вторая глава содержит описание экспериментальных методик, использованных при исследованиях, созданных образцов экспериментальной техники, технологии получения и приготовления образцов.

Разработке экспериментальной техники уделено большое внимание, поскольку выбор экспериментальных методик определяет круг возможных объектов исследования. Для решения поставленных задач нами были созданы: 1) универсальная установка для измерения электрических характеристик твердых тел; 2) установка для исследования спектров магнитного резонанса. Но главное внимание было уделено разработке и созданию экспериментальной техники, которая позволяет проводить исследования методами, использующими комбинированное воздействие возмущений на вещество. Аппаратура для реализации таких методов не производится. Особенностью методов с комбинированным воздействием является то, что исследуемая система находится в поле двух электромагнитных излучений различных диапазонов. Одно из излучений является зондирующим, следящим за состоянием системы. Второе излучение служит для возмущения, перевода в неравновесное состояние, системы в целом или одной из ее подсистем. По реакции системы на возмущение, по характеру ее релаксации в основное состояние можно судить о ее внутренней структуре, существующих в ней взаимодействиях и конкретных механизмах взаимодействия электромагнитного излучения с веществом.

Для решения такого сорта задач создан спектрометр магнитного резонанса, обладающий широким набором функциональных возможностей. Установка позволяет реализовать методы исследования, основанные на детектировании отклика системы при комбинированном воздействии: метод двойного радио-оптического резонанса; метод детектирования магнитного резонанса по изменению проводимости образца; исследование СВЧ проводимости образцов при воздействии транспортного тока. В спектрометре применена разработанная нами конструкция СВЧ генератора с перестройкой частоты, с системой АПЧ, импульсным питанием, а также другие оригинальные технические решения. Основные характеристики спектрометра: 1) СВЧ диапазон – $10 \div 40$ ГГц; 2) диапазон магнитных полей – $0 \div 12$ кЭ; 3) температурный диапазон – $4.2 \div 350$ К; 4) диапазон оптического излучения $\lambda = 0.3 \div 2$ мкм.

Третья глава посвящена исследованиям магнитных анизотропных и фотомагнитных свойств кристаллов гематита, $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, с примесями диамагнитных 3d- и 4f- ионов.

Как показали исследования, при легировании диамагнитными и 3d-ионами особенности в поведении магнитной кристаллографической анизотропии кристаллов гематита связаны, главным образом, с возникновением при легировании ионов Fe^{2+} . Характер поведения магнитной анизотропии полностью определяется особенностями энергетической структуры иона двухвалентного железа. При исследовании влияния оптического облучения на спектры магнитного резонанса было установлено, что в кристаллах имеется набор магнитных состояний для Fe^{2+} , определяемых своими характерными энергиями. При облучении светом имеют место необратимые при низких температурах изменения, которые связаны с переносом заряда между ионами Fe^{2+} и Fe^{3+} . При повышении температуры процесс релаксации в исходное состояние происходит за счет термически активированных переходов между соседними позициями и носит диффузионный характер. Исследования магнитного состояния кристаллов гематита, легированных РЗ ионами, показали, что содержание примеси 4f ионов приводит к появлению новых, ранее не наблюдавшихся, свойств. При этом РЗ ионы

непосредственно участвуют в формировании магнитной анизотропии гематита.

Особенности энергетической структуры 4f ионов отчетливо проявляются при исследовании магнитной анизотропии кристаллов $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3\text{:Ga}$ (5 ат.%), Ho (0.03 ат.%). Для всех кристаллов гематита, легированных диамагнитными и 3d примесями, в слабоферромагнитном состоянии магнитная анизотропия в базисной плоскости имеет вид $H_{\perp}(\varphi) = H_{\perp}^0 \cos(6\varphi)$, H_{\perp} – эффективное поле

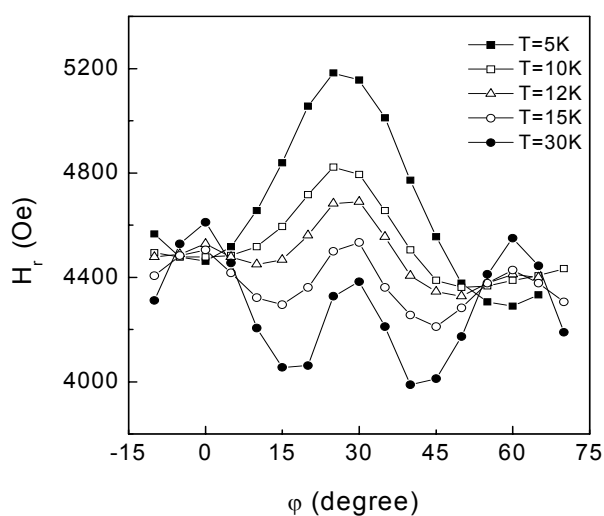


Рис. 1. Изменение анизотропии резонансного поля в базисной плоскости кристалла $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3\text{:Ga}$ (5 ат.%), Ho (0.03 ат.%) при изменении температуры.

анизотропии, φ – азимутальный угол между направлением внешнего магнитного поля и выделенным направлением в кристалле. В случае же примеси ионов Ho анизотропия имеет принципиально другой характер. На рис. 1 показаны зависимости резонансного поля H_r линии АФМР от направления магнитного поля в базисной плоскости кристалла. При $T > 10$ К максимумы на зависимости $H_r(\varphi)$ чередуются через 30° , при этом высота соседних

максимумов различна. При $T \sim 10$ К имеет место изменение характера анизотропии, ниже этой температуры зависимость $H_r(\varphi)$ приобретает вид $H_r(\varphi) = H_r^0 \cos(6\varphi)$.

Полученные результаты оказалось возможным понять, используя подход, когда магнитная подсистема матрицы-кристалла гематита рассматривается в континуальном приближении в рамках двухподрешеточного легко-плоскостного антиферромагнетика, а примесный ион Ho^{3+} с учетом его конкретной энергетической структуры. При расчетах энергетический спектр примесного иона описывался в рамках модели центра

с использованием эффективного спина $\tilde{S}=1$. При этом, учитывалось, что ионы Ho^{3+} занимают в гематите позиции, присущие ионам Fe^{3+} , и равновероятно распределяются по 24 неэквивалентным в магнитном отношении позициям в кристалле. Энергию примесной подсистемы можно представить в виде

$$f = \frac{N_0}{24} \left(\sum_i \sum_j N_i^j E_i^j - ST \right), \quad (1)$$

где N_i^j – населенность j -го энергетического уровня иона, находящегося в i -ой неэквивалентной позиции, N_i^0 – количество центров, находящихся в i -ой позиции (полное число примесных центров N_0), S – энтропия системы. Выражение для величины резонансного поля в этом случае имеет вид

$$H_r = -\frac{H_D}{2} + \left(\frac{H_D^2}{4} + \frac{\omega^2}{\gamma^2} + \Delta^2 + H_E \left(H_{\perp}^0 \cos(6\varphi) + \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2} \right) \right)^{1/2} \quad (2)$$

обозначения для эффективных полей здесь традиционные. При расчете выбирались значения параметров, характерные для кристалла гематита.

Зависимости, полученные в результате расчета, качественно отражают

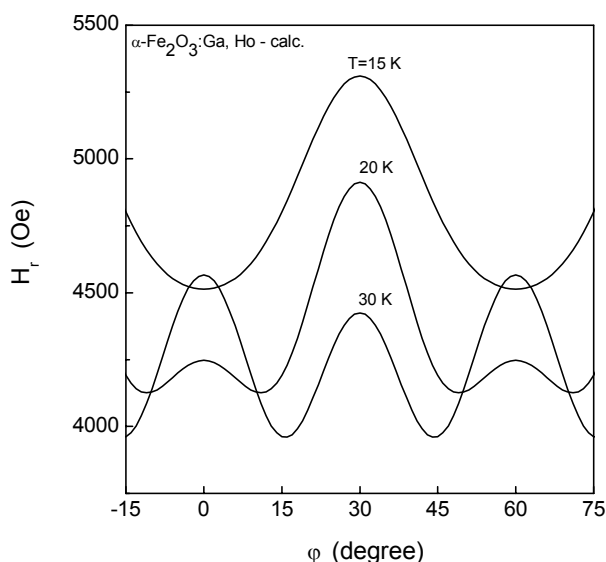


Рис. 2. Изменение анизотропии резонансного поля в базисной плоскости кристалла $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3\text{:Ga}$, Ho при изменении температуры (расчет).

все особенности поведения величины резонансного поля H_r при изменении температуры и направления внешнего магнитного поля в базисной плоскости кристалла рис. 2.

На примере гематита, легированного ионами гольмия, мы видели, что при изменении температуры происходит изменение типа анизотропии. Эту ситуацию можно интерпретировать как

спонтанный ориентационный фазовый переход. В более явном виде спин-переориентационный переход, изменение направления легкого намагничивания на трудное, и, наоборот, при изменении температуры, наблюдался в кристаллах $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3\text{:Ga}$ (5 ат.%), Dy (0.05 ат.%). Проведенные исследования показывают, что спиновая переориентация в кристаллах гематита при температуре T_{ph} , легированных диспрозием, обязана конкуренции анизотропий железной и РЗ подсистем. Гистерезис величин параметров магнитного резонанса в окрестности T_{ph} при изменении направления температурной развертки дает основание классифицировать эффект как фазовый переход первого рода.

Легирование кристаллов гематита ионами Tb с концентрацией 0.05% приводит к восстановлению перехода «легкая плоскость – легкая ось» в легкоплоскостном слабом ферромагнетике $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3\text{:Ga}$ (5 ат.%). При этом можно считать его фазовым переходом второго рода, т.е., ионы тербия не только изменяют соотношение вкладов в энергию анизотропии кристалла, что приводит к изменению основного состояния кристалла, но и изменяют характер фазового перехода.

Среди примесных кристаллов гематита особо следует выделить кристаллы, легированные РЗ ионами Eu и Yb. Именно эти примеси индуцируют появление в кристаллах анизотропных фоточувствительных центров, перестройка которых происходит при облучении поляризованным светом. В этом случае удастся создавать фотоиндуцированные неравновесные состояния в кристаллах, управляя поляризацией оптического излучения. На рис.3 показаны изменения резонансного поля δH_r кристалла $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3\text{:Ga}$ (5 ат.%), Yb (0.005 ат.%) как функции времени при оптическом облучении с различной ориентацией вектора световой волны \vec{E} по отношению к направлению внешнего магнитного поля \vec{H}_0 . Простейшее выражение, которое с хорошей точностью описывает поведение δH_r на каждом участке временной зависимости рис. 3 – это двухэкспоненциальная зависимость вида

$$|\delta H_r| = A_1(a + b \exp(-t/\tau_1)) + A_2(a + b \exp(-t/\tau_2)), \quad (3)$$

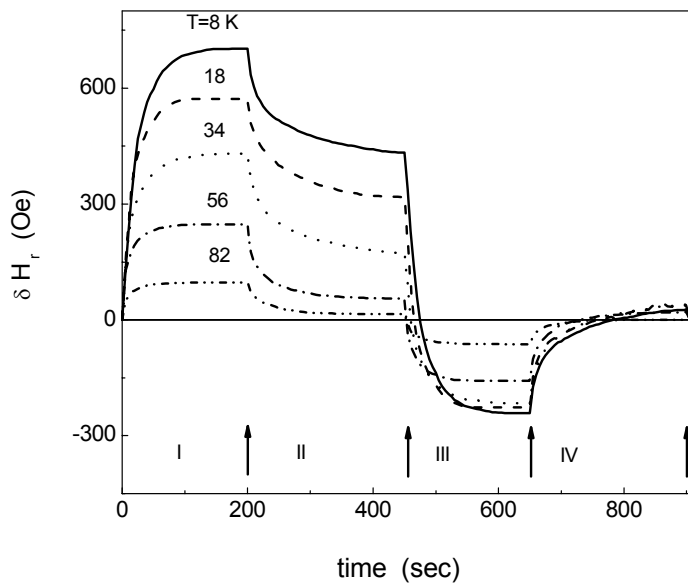
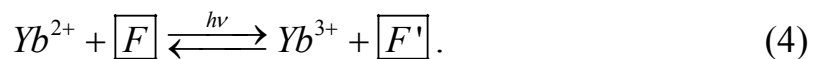


Рис. 3. Изменение резонансного поля δH_r для кристалла $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3\text{:Ga, Yb}$ от времени при различных температурах. I – облучение с поляризацией $\vec{E} \parallel \vec{H}_0$, III – с поляризацией $\vec{E} \perp \vec{H}_0$; II, IV – свет выключен. Белый свет, $\mathcal{C} = 60 \text{ мВт/см}^2$

рамках модели, предполагающей, что примесный центр может находиться в двух состояниях, разделенных потенциальным барьером, рис. 4: 1) слабоанизотропное состояние $\text{Yb}^{2+} + \boxed{F}$ (состояние $|1\rangle$) или 2) сильноанизотропный центр $\text{Yb}^{3+} + \boxed{F'}$ (состояние $|2\rangle$), здесь \boxed{F} – центр, состоящий из одного электрона, захваченного в поле кислородной вакансии, $\boxed{F'}$ – центр, состоящий из двух электронов, захваченных в поле кислородной вакансии. Перестройка центра в результате воздействия оптического излучения может идти по следующему сценарию



Регистрируемые фотоиндуцированные изменения в магнитной системе являются результатом суммарного влияния различных конкурирующих комплексов, находящихся в неэквивалентных кристаллографических позициях. Анализ экспериментальных результатов показывает, что фоточувствительный центр имеет квазиизинговский характер, с осью квантования, направленной вдоль оси локального искажения структуры

где $a = -b = 1$ для участка I и $a = 0, b = 1$ для участков II-IV. Такое поведение δH_r можно понять, если предположить обобщенную трехуровневую модель фоточувствительного центра для цикла «оптическое поглощения – оптическая релаксация».

Экспериментальные результаты могут быть проинтерпретированы в

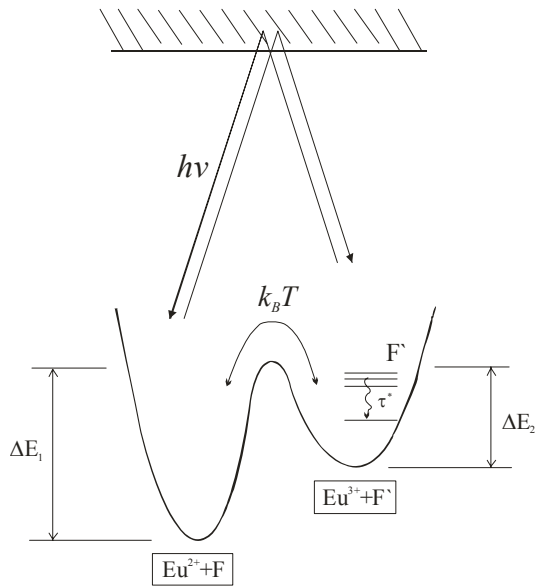


Рис. 4. Модель фоточувствительного центра для кристалла $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3\text{:Ga, Yb}$.

кристалла. При воздействии оптического облучения магнитная анизотропия примесной подсистемы либо уменьшается, либо увеличивается, в зависимости от поляризации излучения. Фактически, облучение меняет соотношение центров, находящихся в слабо анизотропном и сильно анизотропном состояниях и распределенных по неэквивалентным кристаллографическим позициям кристалла. Температурное поведение фотоиндуцированных изменений, по видимому, определяется двумя процессами: 1) свет изменяет магнитную

энергию центров за счет увеличения заселенности высоколежащих энергетических уровней; 2) изменение состояний фотомагнитных центров в процессе оптической накачки и термической релаксации.

Свободная энергия системы фоточувствительных примесных центров принимает вид

$$f = \sum_i \left\{ N_{|1\rangle i} \sum_{j_1} (n_{|1\rangle i}^{j_1} \varepsilon_{|1\rangle i}^{j_1}) + N_{|2\rangle i} \sum_{j_2} n_{|2\rangle i}^{j_2} \varepsilon_{|2\rangle i}^{j_2} \right\} - ST. \quad (5)$$

j_1 и j_2 – нумерация энергетических уровней примесного центра, находящегося, соответственно, в $|1\rangle$ и $|2\rangle$ состояниях. $N_{|k\rangle i}$ ($k=1,2$) – число примесных центров в i -ой позиции, находящихся в состоянии $|k\rangle$; $n_{|k\rangle i}^{j_k}$ и $\varepsilon_{|k\rangle i}^{j_k}$ – заселенность и энергия j_k уровня для k -го состояния центра в i -ой позиции. Очевидно, что $N_{|k\rangle i}$ и $n_{|k\rangle i}^{j_k}$ в общем случае не являются равновесными и должны определяться из решения систем кинетических уравнений. Решение такой системы для предполагаемой нами структуры центра известно, оно имеет вид (3). Это подтверждает правильность выбора модели центра.

В четвертой главе приведены результаты исследований примесных систем с высоким уровнем допирования на примере примесных кристаллов

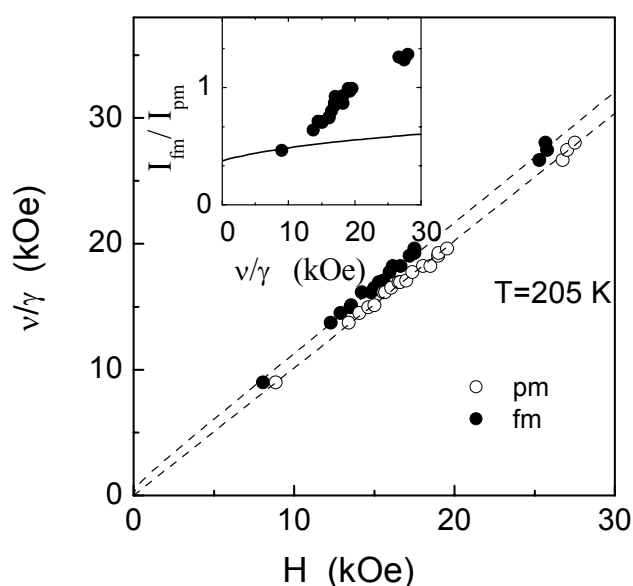
манганитов. В этих материалах при определенных концентрации и сорте примесных атомов реализуется весьма интересная ситуация – явление электронного фазового расслоения. Именно исследованию особенностей магнитных и транспортных свойств кристаллов манганитов состава $\text{Eu}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ в области фазового расслоения посвящена эта глава. Все, обсуждаемые в настоящее время, сценарии фазового расслоения в манганитах предполагают различное магнитное состояние сосуществующих фаз, поэтому мы использовали метод магнитного резонанса как эффективный инструмент исследования фазового расслоения в манганитах.

Кристаллы $\text{Eu}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ имеют температуру фазового перехода из парамагнитного в ферромагнитное состояние $T_C = 210\text{K}$. При этой температуре происходит изменение характера проводимости кристалла, от поляронной ($T > T_C$) к проводимости металлического типа ($T < T_C$). Вблизи T_C наблюдается эффект КМС с максимальной величиной при $T = 195\text{K}$, $\Delta\rho/\rho \approx 0.6$ (в поле $H = 10\text{kOe}$). Исследования методом магнитного резонанса показали, что в этом же температурном диапазоне в спектре магнитного резонанса наблюдаются две линии магнитного поглощения – парамагнитная (ПМ) и ферромагнитная (ФМ). Полагая, что каждая линия поглощения соответствует своей фазе в объеме образца, можно сделать определенные выводы об эволюции смешанного двухфазного состояния при изменении температуры и магнитного поля.

Линия поглощения в спектре, соответствующая ФМ резонансу, появляется выше T_C при $T \approx 235\text{K}$. Следует заметить, что при этой температуре на зависимости $1/\chi_{pm}(T)$ имеется характерная особенность, связанная с появлением в объеме кристалла ФМ кластеров. При понижении температуры объем ФМ фазы растет, и, по-видимому, температура T_C соответствует температуре порога протекания по ФМ фазе. Косвенным подтверждением тому служит и изменение характера проводимости при T_C , если предполагать, что ФМ фаза имеет металлический, а ПМ – полупроводниковый тип проводимости. При дальнейшем понижении температуры объем ФМ фазы продолжает расти, и ниже 120K весь образец

находится в ФМ состоянии. Для определения магнитного состояния сосуществующих фаз и эволюции неоднородного состояния в магнитном поле мы впервые обратились к исследованию частотно-полевых зависимостей спектра магнитного резонанса в манганитах. Частотно-полевые зависимости при $T=205$ К для двух наблюдаемых линий в спектре магнитного резонанса кристалла $\text{Eu}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ приведены на рис. 5. Для линии ферромагнитного резонанса, согласно геометрии эксперимента,

зависимость описывается выражением



$$\frac{\omega}{\gamma} = (H_r^{fm} \cdot (H_r^{fm} + 4\pi \cdot M_{fm}^*))^{1/2}, \quad (6)$$

где $\omega = 2\pi \cdot \nu$ - круговая частота, $\gamma = g \cdot \mu_B / \hbar$ - гиромагнитное отношение, H_r^{fm} - резонансное поле для линии поглощения в ФМ фазе, M_{fm}^* -

эффективная намагниченность. Для резонансного поглощения от парамагнитных областей

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_r^{pm} + H_{eff}, \quad (7)$$

где, помимо внешнего магнитного поля, учтено эффективное магнитное поле H_{eff} . Зависимость H_{eff} от внешнего магнитного поля повторяет поведение $M_{fm}(H)$. Это позволяет предположить, что топология

гетерофазного состояния в кристалле такова, что парамагнитные области в кристалле находятся в размагничивающем поле, создаваемом областями,

находящимися в ФМ состоянии. Косвенно этот факт подтверждается температурной зависимостью H_r^{pm} .

Принципиальный результат магниторезонансных исследований – зависимость отношения интенсивностей ФМ и ПМ линий поглощения I_{fm}/I_{pm} от частоты (а, следовательно, и внешнего магнитного поля). Этот результат приведен на вставке рис. 5. Увеличение частоты СВЧ излучения приводит к относительному увеличению интенсивности ФМ линии по сравнению с интенсивностью ПМ. Наблюдаемое поведение I_{fm}/I_{pm} не может быть объяснено только увеличением намагниченности ФМ областей кристалла M_{fm} , связанным с парапроцессом. Этот экспериментальный результат можно интерпретировать как управление магнитным фазовым состоянием кристалла воздействием внешнего магнитного поля. При увеличении магнитного поля происходит увеличение объема фазы, находящейся в ФМ состоянии, при соответствующем уменьшении объема ПМ фазы. Таким образом, магниторезонансные исследования показывают для кристалла $\text{Eu}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ наличие смешанного двухфазного состояния в области температуры магнитного фазового перехода T_C , где наблюдается эффект КМС. Мы провели исследования частотно-полевых зависимостей спектров магнитного резонанса. Этот подход оказался весьма информативным при определении магнитного состояния сосуществующих в образце фаз и при исследовании чувствительности гетерофазного состояния к магнитному полю. Последнее позволяет нам предположить, что реализуется механизм фазового расслоения, не связанный с химической неоднородностью кристалла. Если мы предположим, что ФМ фаза имеет металлическую проводимость, а ПМ фаза – полупроводниковый характер проводимости, то, очевидно, что изменение типа проводимости носит перколяционный характер. Магнитное поле в области перехода оказывает влияние на соотношение фаз, тем самым, изменяя порог протекания, как следствие реализуется эффект КМС. Таким образом, были получены нами и для кристалла $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$.

Тонкий энергетический баланс является причиной фазового расслоения и высокой чувствительности свойств примесных манганитов к внешним воздействиям. В области гетерофазного состояния можно ожидать заметное изменение свойств образца, если удастся реализовать селективное возмущение одной из подсистем. Мы исследовали влияние магнитного резонансного СВЧ поглощения на проводимость кристалла $\text{Eu}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$. Изменение проводимости, индуцированное резонансным СВЧ поглощением, наблюдается только в области, где образец находится в двухфазном состоянии. Оно имеет вид дисперсионной зависимости, причем увеличение сопротивления соответствует магнитным полям, где наблюдается ФМ резонанс, а уменьшение сопротивления соответствует ПМ резонансному поглощению. Такое поведение позволяет заключить, что наблюдаемый эффект не связан с нагревом образца СВЧ излучением. Исключить тепловой механизм позволяет и другой факт: величина изменения проводимости в условиях магнитного резонансного поглощения оказалась зависящей от величины измерительного тока, пропускаемого через образец.

Экспериментальные факты позволяют заключить, что состояние фазового расслоения, реализующееся в образце, играет ключевую роль в механизме изменения проводимости при резонансном СВЧ поглощении. В основе механизма – нарушение термодинамического равновесия в системе. Линии магнитного резонансного поглощения для ФМ и ПМ фаз разнесены по величине резонансного поля, поэтому при развертке внешнего магнитного поля происходит возбуждение сначала ФМ подсистемы, а затем ПМ подсистемы, в результате фазовое равновесие изменяется либо в одну, либо в другую сторону. Эти изменения незначительные, но вблизи перколяционного перехода металл-диэлектрик это приведет к заметному изменению проводимости. Насыщение величины эффекта при увеличении измерительного тока определяется увеличением вероятности процессов рассеяния носителей заряда на прецессирующих магнитных моментах ионов Mn. Мы использовали приближение сплошной среды, согласно которому наблюдаемая проводимость кристалла определяется в модели двухфазного

композита, образованного ФМ областями с металлической проводимостью, погруженными в полупроводниковую матрицу. Для вычислений использовалось общее, хорошо известное, выражение для сопротивления композита, которое связывает сопротивление ПМ областей в образце, сопротивление и концентрацию ФМ областей. Использование такого подхода позволяет определить поведение концентрации ферромагнитной проводящей фазы в зависимости от температуры и магнитного поля $C = C(H, T)$. Полученные результаты показывают удовлетворительное совпадение с данными, полученными независимым путем при обработке экспериментальных данных магнитных резонансных измерений. Это позволяет заключить, что особенности поведения магнитных и транспортных свойств кристаллов $\text{Eu}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ вблизи T_C связаны с их смешанным двухфазным состоянием и чувствительностью такого состояния к магнитному полю и изменению температуры.

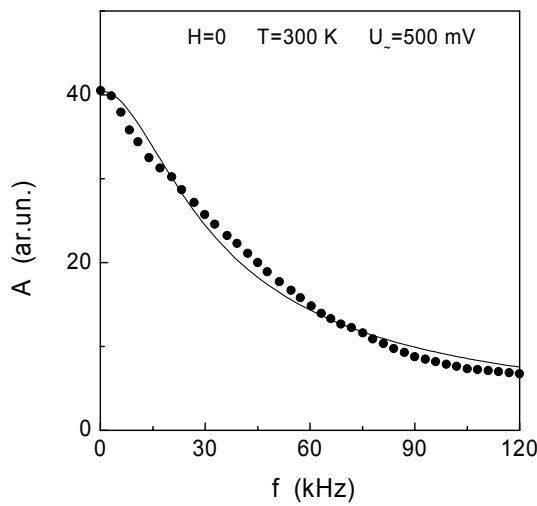
Существенный вклад в решение вопроса о причинах возникновения фазового расслоения, о связи фазового расслоения с эффектом КМС может дать привлечение нетрадиционных экспериментальных методов. Например, методов, направленных на изучение отклика исследуемой системы при комбинированном воздействии на неё. Достаточно неожиданным оказался эффект изменения СВЧ проводимости в результате воздействия транспортного тока в монокристалле $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$. Было обнаружено, что если к образцу приложить напряжение U_{\sim} частоты f , то сигнал СВЧ отклика, соответствующий изменению СВЧ проводимости $\Delta\sigma_{mw}$, можно представить как сумму гармонических составляющих частоты модулирующего напряжения на образце.

В отсутствие магнитного поля в сигнале СВЧ отклика присутствуют только четные гармонические составляющие, причем основной вклад в величину сигнала дает составляющая на частоте $2f$. Это обстоятельство является следствием независимости отклика от полярности прикладываемого к образцу напряжения. Температурная зависимость величины $\Delta\sigma_{mw}$ почти полностью повторяет поведение магнитосопротивления образцов $\Delta\rho/\rho_0$ на

постоянном токе. Что касается зависимости СВЧ отклика от частоты f прикладываемого переменного напряжения U_{\sim} , она показана на рис. 6.

Такое поведение характерно для случая, когда процессы, обуславливающие изменение свойств системы, протекают с конечной скоростью. В результате возникает известное запаздывание реакции системы на внешнее возмущение. В простейшем случае для $\sigma_{mw}(t)$ можно записать

$$\frac{\partial \sigma_{mw}}{\partial t} = -\frac{\sigma_{mw} - \sigma_{mw}^e}{\tau_r}, \quad (8)$$



где σ_{MW}^e - равновесное значение СВЧ проводимости, к которому релаксирует система с характерным временем τ_r . Полученные в соответствии с (8) зависимости с хорошо описывают

экспериментальную ситуацию.

Во внешнем магнитном поле на определенной частоте f_0 появляется пик резонансного увеличения амплитуды СВЧ отклика. Причем вклад

в увеличение отклика дает первая гармоническая составляющая сигнала, которая отсутствовала в случае $H=0$. При увеличении H интенсивность резонансного пика растет. Кроме непосредственно резонансного изменения $\Delta \sigma_{mw}$ на частоте f_0 спектр содержит гармонические компоненты частот, кратных частоте воздействия. Обращает на себя внимание совпадение основных особенностей на зависимостях параметров СВЧ отклика с поведением магнитосопротивления $\Delta \rho / \rho_0$ в исследуемом кристалле.

Анализ экспериментальных данных позволяет связать эффект воздействия транспортного тока с пространственной неоднородностью электронных свойств в материалах манганитов, фактически в основе лежит

Рис. 6. Зависимость амплитуды сигнала отклика СВЧ-проводимости A от частоты f действующего на образец переменного напряжения. Сплошная линия – аппроксимация зависимостью, полученной при решении уравнения (8).

механизм фазового расслоения. Транспортный ток, также как и магнитное поле, влияет на соотношение объемов фаз, различающихся магнитным состоянием и, соответственно, проводимостью. Проводимость в СВЧ диапазоне σ_{mw} проявляет себя как эффективная усредненная величина от проводимостей «металлической» и «диэлектрической» фаз, характеризоваться она будет определенным эффективным значением ε , а, следовательно, и σ_{mw} , зависящей от соотношения объемов фаз. Отклик системы на воздействие переменного тока определяется динамикой изменения объемов фаз.

Мы описали релаксационное поведение материала с фазовым расслоением при воздействии тока, в рамках модели двухминимумного потенциала (двухфазное состояние) – два асимметричных состояния, разделенных потенциальным барьером. Одно из состояний с металлической проводимостью, другое – с полупроводниковым характером проводимости. Действие тока сводится к увеличению энергии проводящего состояния, а изменение концентрации фаз происходит за счет термически активированных переходов через потенциальный барьер, разделяющий различные состояния. Решение системы кинетических уравнений для такой модели приводит к уравнению (8), в рамках которого с хорошей точностью описывается релаксационное поведение отклика СВЧ проводимости кристалла $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ на воздействие переменного тока в отсутствие магнитного поля. В заключение следует отметить, что при одновременном воздействии переменного транспортного тока и магнитного поля мы должны либо предположить существенную трансформацию вида термодинамического потенциала, либо ввести в рассмотрение дополнительные каналы изменения концентрации сосуществующих фаз, кроме термически активированных переходов через потенциальный барьер, разделяющий различные состояния.

Пятая глава посвящена изучению магнитных свойств и установлению взаимодействий, ответственных за экспериментально наблюдаемые особенности магнитных статических и, главным образом, динамических свойств в квазидвумерных кристаллах $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ и $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuBr}_4$.

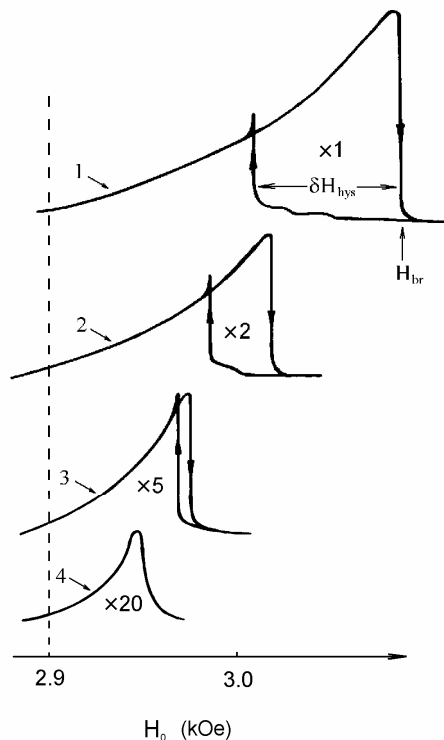


Рис. 7. Форма линии СВЧ поглощения при разных уровнях мощности. 1 – $q=0.75$; 2 – $q=0.4$; 3 – $q=0.15$; 4 – $q=0.05$; ($q=P/P_{max}$). $T=6.5$

Нами был обнаружен необычный вид кривых магнитного резонансного поглощения в $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ при температурах ниже температуры магнитного упорядочения $T_C \sim 15$ К. При увеличении СВЧ мощности высота резонансного пика растет, и, при некотором ее значении P_c , наблюдается гистерезис в зависимости от направления развертки магнитного поля рис. 7. При дальнейшем увеличении СВЧ мощности происходит увеличение поглощения, смещение пика поглощения в область более высоких магнитных полей и расширение области гистерезиса. Полученные экспериментальные результаты позволяют, для случая $P > P_c$,

рассматривать резко-нелоренцевую линию поглощения и наличие гистерезиса как нелинейное магнитное резонансное СВЧ поглощение. Определенная информация об особенностях спиновой динамики в кристалле и характере магнитных взаимодействий может быть получена из анализа формы линии нелинейного магнитного резонансного СВЧ поглощения и анализа температурных зависимостей параметров линии нелинейного магнитного резонанса. Используя уравнение для классического нелинейного осциллятора, мы провели такой анализ. Осцилляторный подход, при соответствующем выборе параметров, позволил описать температурные зависимости и зависимости от мощности СВЧ накачки формы линии нелинейного СВЧ поглощения. Полученные при этом константы, характеризующие нелинейность в системе, позволили восстановить форму потенциала магнитной подсистемы $V(m_x)$ как функции отклонения намагниченности от равновесного значения для разных температур.

Вместе с тем, очевидно, что феноменологический подход является ограниченным. Важную роль может играть природа магнитных взаимодействий. К примеру, есть все основания считать, что обмен между ионами меди, как ян-теллеровскими ионами, следует рассматривать с учетом упорядочения орбитальных состояний, происходящего через фононную подсистему. Это приводит к тому, что эффективный обменный интеграл между спинами ионов меди оказывается функцией как состояния упругой подсистемы, так и состояния спиновой подсистемы. В результате такого зацепления зависимость магнитного момента кристалла от поля становится существенно нелинейной, даже если обменное взаимодействие изотропное билинейное.

Использование экспериментальных методов, изучающих отклик системы при комбинированном воздействии, расширяет информацию о магнитном состоянии исследуемого кристалла. В зависимости от параметров внешнего возмущения, отклик системы может приобретать качественно различный характер, а вид релаксационных зависимостей часто позволяет

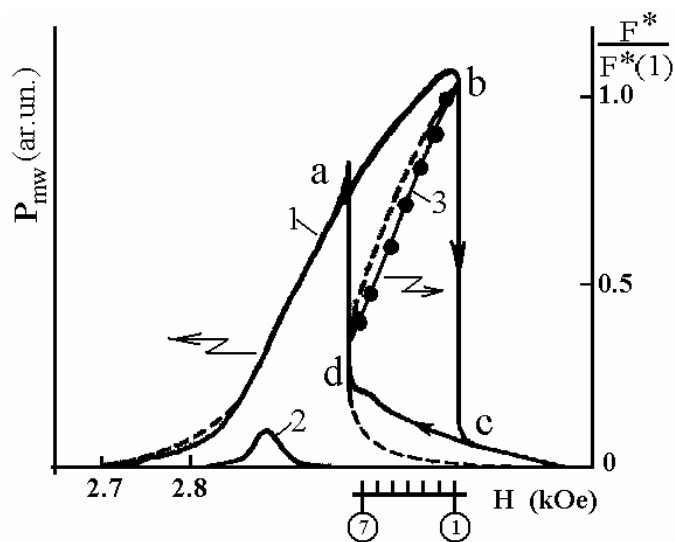


Рис. 8. Форма резонансной кривой СВЧ поглощения: 1 – нелинейный резонанс; 2 – линейный режим; 3 – полевая зависимость приведенной пороговой мощности оптического излучения. Жирные линии – эксперимент, штриховая линия – расчет. $T=5$ К.

судить о природе взаимодействий в исследуемом материале. Мы провели исследования по влиянию оптического излучения на динамические метастабильные состояния ферромагнитного кристалла $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$. Источником излучения служил импульсный лазер, работающий на длине волны $\lambda_{ir} = 1.064$ мкм, длительность импульса составляла $\tau = 10$ нс.

Было замечено, что в области магнитных полей, где имеет место гистерезис СВЧ

поглощения (рис. 8, интервал $c - d$), при облучении кристалла лазером происходит изменение поглощения СВЧ мощности. Ни в линейном режиме, ни вне интервала $c - d$ изменений характера СВЧ поглощения не наблюдается. При фиксированном значении магнитного поля H внутри этого интервала, если система находится на нижней ветви резонансной кривой (участок $c - d$), при облучении одиночным импульсом лазера происходит увеличение СВЧ поглощения, и, если мощность оптического излучения F больше порогового значения F^* , система переходит в состояние, соответствующее верхней ветви резонансной кривой (участок $a - b$), и уже не возвращается на нижнюю ветвь. Зависимость величины пороговой мощности оптического излучения F^* от местоположения на ветви $c - d$ является, по сути, зависимостью, совпадающей с линией неустойчивого состояния при нелинейном магнитном резонансе. Обращает на себя внимание осциллирующий характер изменения поглощения СВЧ мощности P_{mw} от времени, после воздействия импульса света. Такое поведение не может быть объяснено тривиальным нагревом образца в результате воздействия облучения.

Ситуация нам представляется такой, что изменения в спиновой подсистеме обусловлены развитием индуцированных упругих колебаний. Для макроскопической перестройки спинового состояния необходимо, чтобы, за счет фотоупругого преобразования, требуемая колебательная мода обладала существенной интенсивностью. По достижению требуемой интенсивности за счет изменения обменного интеграла в системе меняются резонансные условия, и происходит переход из состояния $c - d$ в состояние $a - b$. Осциллирующий характер развития индуцированной неустойчивости может быть связан с образованием упругой стоячей волны.

Проведенные нами исследования статических и магниторезонансных свойств кристалла $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuVr}_4$ показали, что они удовлетворительно согласуются с четырехподрешеточной моделью антиферромагнетика, магнитные моменты которого отклонены от оси C кристалла на углы $\xi = m\pi \pm 27^\circ$, ($m = 0,1$). При объяснении поведения магнитных свойств в

магнитоупорядоченной и парамагнитной областях использовалось предположение, что основную роль в формировании магнитного порядка играет ян-теллеровский характер поведения ионов меди и квазидвумерность структуры кристалла.

Как и в случае кристалла $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$, основное внимание при исследовании антиферромагнетика $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuBr}_4$ мы уделили нелинейному магнитному резонансному СВЧ поглощению, которое было обнаружено нами в области температур, где кристалл находится в магнитоупорядоченном состоянии. По сравнению с кристаллом $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$, нелинейный магнитный резонанс в данном случае максимально проявляется в геометрии $\vec{H} \perp \vec{C}$. Здесь же необычным является и то, что форма линии нелинейного СВЧ поглощения инвертирована. Это означает, что в случае кристалла-бромиды действия нелинейной составляющей «упругой» части силы и высокочастотной компоненты магнитного поля (внешней силы) совпадают по направлению. Такое возможно, если молекулярное поле, возникающее от нелинейного вклада, лежит в базисной плоскости кристалла. Возникновения нелинейного магнитного резонанса, то, на первый взгляд, никаких особых предпосылок для этого нет. Ион меди имеет спин $S = 1/2$, значит, внутрислоевое спиновое обменное взаимодействие имеет гейзенберговский вид, магнитная кристаллографическая анизотропия должна быть небольшой (что и наблюдается экспериментально). Более того, магнитные ионы в разных слоях находятся на значительных расстояниях, через две группы метил-аммония, и, следовательно, обмен между слоями должен быть слабый. Все это приводит к мысли, что существует взаимодействие, сильно связывающее магнитные ионы в разных слоях; таким взаимодействием может быть ян-теллеровское взаимодействие вырожденных орбитальных состояний, а через них «зацепляются» и спины ионов.

В шестой главе приведены результаты исследований магнитных и транспортных свойств искусственных слоистых систем – пленочных

структур: трехслойных магнитных пленок Fe/Si/Fe и структуры $\text{Eu}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ (монокристалл)/Fe(пленка).

Мы использовали метод магнитного резонанса при исследовании

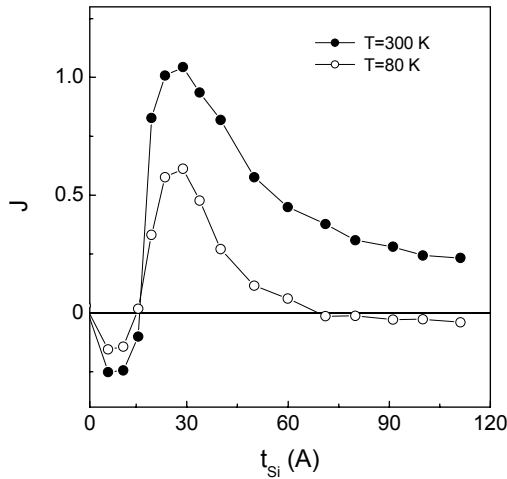


Рис. 9. Зависимость нормированного сдвига резонансного поля от толщины кремниевой прослойки: $J = \delta H_r / \delta H_r^{\text{max}}$.

можно судить о величине и знаке константы обменной связи как без оптического излучения, так и при воздействии оптического излучения.

Изменение сдвига резонансного поля (δH_r), величина которого отражает силу взаимодействия между слоями железа, в зависимости от толщины кремниевого слоя приведено на рис. 9. Обращает на себя внимание усиление ферромагнитного взаимодействия (отрицательный сдвиг δH_r) при малых толщинах Si ($t_{\text{Si}}^* \leq 15 \text{ \AA}$). При прослойках кремния $t_{\text{Si}}^0 > 70 - 80 \text{ \AA}$ знак обменного взаимодействия зависит от температуры. В области $t_{\text{Si}}^* \leq t_{\text{Si}} \leq t_{\text{Si}}^0$ взаимодействие слоев имеет антиферромагнитный характер при всех температурах.

В настоящее время нет однозначного мнения о механизмах такой обменной связи. Очевидно, что «переносчиками» взаимодействия являются электроны проводимости немагнитной прослойки. Наибольшее распространение получила модель «квантовой ямы». Спин-зависимое отражение электронов от границ слоев приводит к квантовому «запиранию» электронов прослойки и, как следствие, к необходимости учета зависящих от

спина состояний в потенциальной яме. Сила межслоевого взаимодействия зависит от многих деталей Ферми поверхности и энергетической электронной структуры магнитных и немагнитных слоев.

Применительно к нашему случаю, ситуация усложняется особенностями технологии, поскольку для используемого метода получения в Fe/Si/Fe кремниевый слой имеет аморфную структуру. А это значит, что в прослойке лишь приблизительно сохраняется ближний порядок, что приводит к существенному изменению плотности электронных состояний и поверхности Ферми полупроводникового материала. Здесь, по-видимому, характерная толщина прослойки кремния, при которой наблюдается максимальное взаимодействие слоев железа, должна быть связана с длиной свободного пробега электронов в аморфном кремнии. Ослабление антиферромагнитной связи при понижении температуры для структуры с фиксированной толщиной прослойки может быть объяснено только уменьшением концентрации электронов проводимости в полупроводнике. В рамках модели «квантовой ямы» это приведет к опустошению зависящих от спина электрона энергетических состояний и, следовательно, к уменьшению вклада в энергию системы, зависящего от направления намагниченностей слоев.

Мы провели исследование влияния оптического излучения ($\lambda = 0.49 - 0.514 \text{ мкм}$) на магнитное состояние пленок Fe/Si/Fe. В случае промежуточного слоя, изготовленного из полупроводникового материала, можно ожидать изменение взаимодействия между магнитными слоями при оптическом облучении, за счет возникновения в зоне проводимости фотоэлектронов. При использовании метода магнитного резонанса это будет проявляться как изменение параметров магнитного резонанса. При $T \leq 120 \text{ К}$ фотоиндуцированные изменения обменного взаимодействия носят исключительно антиферромагнитный характер, и лишь для очень тонких прослоек кремния наблюдается смена знака обменного параметра в области $T \approx 120 \text{ К}$. Как функция энергетической освещенности образца фотоиндуцированный сдвиг резонансного поля выходит на насыщение.

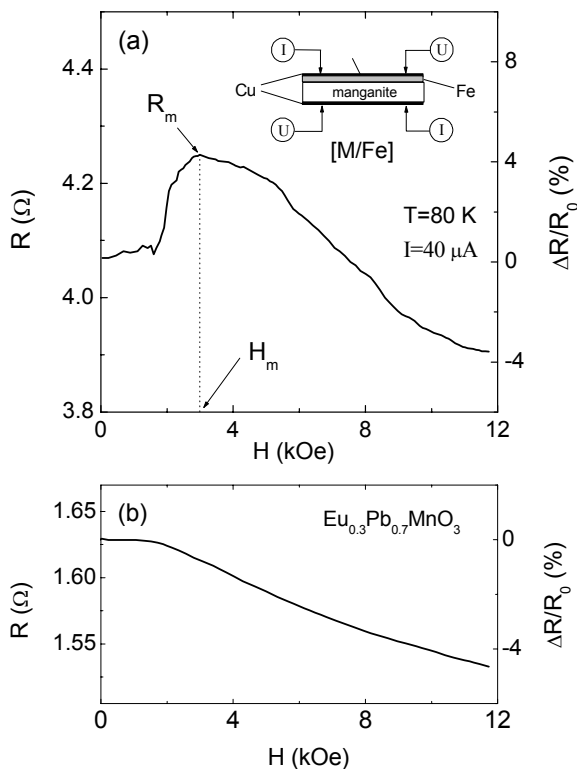


Рис. 10. Зависимость сопротивления $R(H)$ и магнитосопротивления $\Delta R/R_0 = (R(H) - R(0))/R(0)$ от внешнего магнитного поля H . (a) структура [M/Fe]; (b) монокристалл $\text{Eu}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$. Вставка – геометрия экс-

тонкой пленкой железа, структура [M/Fe]. Интерес к структурам на основе манганитов связан с высокой степенью поляризации носителей заряда в этих материалах, что имеет принципиальное значение при создании устройств спиновой электроники.

На рис. 10 представлена зависимость сопротивления $R(H)$ и магнитосопротивления (МС) $\Delta R/R_0 = (R(H) - R(0))/R(0)$ от внешнего магнитного поля для [M/Fe] при $T = 80$ К. Зависимость $R(H)$ для [M/Fe] имеет характерный максимум, соответствующий области положительного МС. В то же время, хорошо известно, что материалы манганитов обладают отрицательным магниторезистивным эффектом. Принципиально, что область, соответствующая положительным величинам МС, появляется

Изменение магнитного состояния при облучении, прежде всего, связано с изменением в полупроводниковой прослойке концентрации носителей тока, которые и являются «переносчиками» взаимодействия между магнитоактивными слоями. Если снова обратиться к модели «квантовой ямы», то воздействие оптического излучения сводится к возбуждению носителей тока в зону проводимости, где происходит заселение спин-зависимых состояний «квантовой ямы».

Мы исследовали проводимость структуры, представляющую собой кристалл манганита с нанесенной на него

только при температурах, где кристалл манганита обладает спонтанным магнитным моментом. Характер поведения MC коррелирует с поведением намагниченности, величина магниторезистивного эффекта зависит от величины напряжения смещения V . Такое поведение характерно для туннельных переходов с электродами из ферромагнитных материалов, разделенных тонким слоем диэлектрика (структуры типа $[FM_I/I/FM_{II}]$). Наличие максимума сопротивления в этом случае объясняется эффектом «спинового вентиля», величина туннельного тока зависит от взаимной ориентации магнитных моментов электродов M_I и M_{II} . Предположение о туннельном характере MC структуры подтверждает и вольт-амперная характеристика, которая имеет вид, типичный для туннельных переходов.

Наблюдаемая особенность поведения $R(H)$ для структуры связана с образованием переходного контактного слоя между подложкой и нанесенной на него пленкой Fe, роль магнитоактивных электродов FM_I и FM_{II} выполняют пленка Fe и кристалл манганита (при $T < T_C$). Для материалов манганитов характерна слабая связь кислорода с решеткой. На границе кристалла с пленкой за счет диффузии образуется обедненный по кислороду относительно стехиометрического состава кристалла тонкий слой, который является антиферромагнитным и обладает диэлектрическими свойствами. Этот контактный слой и является потенциальным барьером для электронов.

Анализ экспериментальных данных позволил сделать оценки для высоты U_0 и ширины d потенциального барьера: $U_0 \approx 29.5$ мЭв, $d \approx 20 \text{ \AA}$. Величина туннельного MC в нашем случае ~ 11 %, хотя оценки дают величину $35 \div 50$ %. Но поскольку степень спиновой поляризации электронов проводимости связана с асимметрией плотности состояний на уровне Ферми для обменно расщепленных подзон со спином «вверх» и «вниз», то, очевидно, что максимальная величина спиновой поляризации и TMC может быть достигнута только при температурах значительно ниже T_C , где наблюдается магнитное насыщение. Кроме того, при $T < T_C$ необходимо учитывать процессы термического возбуждения спиновых волн, которые уменьшают степень поляризации ферромагнитных электродов.

ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ РАБОТЫ

1. Проведено экспериментальное исследование магнитных анизотропных свойств слабоферромагнитных кристаллов гематита, легированных редкоземельными ионами. Показано, что особенности поведения магнитной анизотропии определяются энергетической структурой конкретного редкоземельного иона. Теоретическая модель, учитывающая особенности реального энергетического спектра ионов Ho^{3+} , в которой матрица-кристалл рассматривается в континуальном приближении, а примесные редкоземельные ионы как квазиизинговские, позволила рассчитать и объяснить магнитные анизотропные свойства кристаллов $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, легированных ионами гольмия. Установлено, что наблюдаемые спин-переориентационные фазовые переходы, индуцированные примесями ионов Dy и Tb, являются результатом конкуренции анизотропий железной и редкоземельной подсистем кристалла.

2. Экспериментально обнаружено поляризационно-зависимое изменение магнитного состояния в монокристалле гематита, легированном ионами Ga и Yb. Предложена модель фоточувствительного центра; в рамках модели предполагается, что эффект связан с перестройкой фоточувствительного центра, содержащего ион Yb и F-центр; облучение меняет соотношение центров, находящихся в слабо анизотропном и сильно анизотропном состояниях и распределенных по неэквивалентным позициям кристалла. Установлено, что регистрируемые фотоиндуцированные изменения определяются двумя конкурирующими процессами: 1) облучение изменяет магнитную энергию центров за счет увеличения заселенности высоколежащих энергетических уровней; 2) облучение изменяет состояние фотомагнитных центров в процессе оптической накачки и термической релаксации.

3. Проведено исследование магнитных резонансных и транспортных свойств кристаллов манганитов составов $\text{Eu}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$. Установлено наличие смешанного двухфазного состояния в области температуры магнитного фазового перехода, где наблюдается эффект КМС. Показано, что гетерофазное состояние определяется механизмом

электронного фазового расслоения. Впервые при изучении фазовой неоднородности в манганитах применен метод исследования частотно-полевых зависимостей спектров магнитного резонанса, который позволил идентифицировать сосуществующие фазы и детектировать изменения фазового состояния системы в результате внешних воздействий. Обнаружено и исследовано явление изменения проводимости монокристалла $\text{Eu}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$, индуцированное магнитным резонансным СВЧ поглощением. Установлено, что ключевую роль в механизме изменения проводимости играет состояние фазового расслоения, реализующееся в образце. Для анализа результатов привлечены феноменологические модели, которые качественно воспроизводят существенные особенности поведения реальных кристаллов при изменении температуры, магнитного поля и в условиях магнитного резонансного СВЧ поглощения.

4. Экспериментально обнаружено и изучено влияние транспортного тока на проводимость в СВЧ диапазоне в монокристаллах $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$. Результаты проанализированы в рамках осцилляторного приближения. Получены параметры системы, определяющие характер возможных взаимодействий, ответственных за наблюдаемые магнитоэлектрические эффекты. Предполагается, что в основе механизма токового воздействия лежит явление электронного фазового расслоения.

5. В квазидвумерных кристаллах $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ и $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuBr}_4$ экспериментально обнаружено и исследовано нелинейное СВЧ поглощение, по своему характеру подобное классическому нелинейному резонансу ангармонического осциллятора. Обнаружен светоиндуцированный переход между состояниями в бистабильном режиме при нелинейном магнитном резонансе в $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$. Результаты проанализированы в рамках осцилляторного подхода.

6. Методом магнитного резонанса исследована зависимость межслоевого магнитного взаимодействия в трехслойных пленках Fe/Si/Fe от толщины кремниевой прослойки, температуры и оптического облучения. Для

объяснения наблюдаемого поведения привлечена модель «квантовой ямы». Показано, что зависимость взаимодействия от температуры может быть связана с изменением концентрации электронов в зоне проводимости полупроводниковой прослойки. Воздействие оптического излучения сводится к возбуждению носителей тока в зону проводимости, где происходит заселение спин-зависимых состояний «квантовой ямы», приводящее к восстановлению взаимодействия ферромагнитных слоев Fe.

7. Обнаружено магнитосопротивление туннельного типа в структуре, представляющей собой монокристалл манганита $\text{Eu}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ с нанесенной на него эпитаксиальной пленкой Fe. Эффект связывается с формированием в приконтактной области манганит-Fe переходного слоя, обедненного кислородом и обладающего диэлектрическими свойствами. Чувствительность сопротивления исследуемой структуры к магнитному полю определяется как отрицательным магнитосопротивлением кристалла манганита, так и туннельным вкладом в механизм проводимости, при котором величина туннельного тока зависит от взаимной ориентации магнитных моментов электродов (кристалл $\text{Eu}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ и пленка Fe).

8. Созданы экспериментальные установки для исследования магнитных резонансных и электрических свойств материалов. Конструкция автоматизированного спектрометра магнитного резонанса позволяет реализовать методы исследования, основанные на детектировании отклика системы при комбинированном воздействии: метод двойного радио-оптического резонанса; метод детектирования магнитного резонанса по изменению проводимости образца; исследование СВЧ проводимости образцов при воздействии транспортного тока.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, ИЗЛОЖЕННЫЕ В ДИССЕРТАЦИИ, ОПУБЛИКОВАНЫ В СЛЕДУЮЩИХ РАБОТАХ:

1. Патрин Г.С., Волков Н.В. Фотомангнитные свойства примесных кристаллов гематита // В сб.: Физические свойства магнетиков, Красноярск: ИФ СО АН СССР, 1990. – С.119-132.

2. Волков Н.В., Патрин Г.С. Модернизированный спектрометр электронного магнитного резонанса с твердотельным СВЧ генератором // Препринт № 635 Ф ИФ СО АН СССР, Красноярск. 1990.– 18 с.
3. Волков Н.В., Патрин Г.С., Великанов Д.А. Широкофункциональный СВЧ генератор на основе диода Ганна для магниторезонансной спектроскопии // ПТЭ. – 2002. – В.2. – С.90-93.
4. Волков Н.В., Патрин Г.С. Твердотельный сверхвысокочастотный генератор с системой автоматической подстройки частоты // ПТЭ. – 1990. – В.5. – С.118 – 119.
5. Великанов Д.А., Игнатов И.С., Волков Н.В. Автоматизированный характериограф // ПТЭ. – 2004. – В.1. – С.156-157.
6. Patrin G.S., Petrakovskii G.A., and Volkov N.V. Study of photoinduced properties in doped hematite single crystal via magnetic resonance // Phys.Stat.Sol. (a). – 1991. – V.124. – N.1. – P.335-343.
7. Патрин Г.С., Петраковский Г.А, Волков Н.В. Магниторезонансные исследования фотоиндуцированного магнетизма в $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3\text{:Co,Si}$ при низких температурах// ФТТ. – 1988. – Т.30. – В.6. – С.1851-1853.
8. Патрин Г.С., Волков Н.В., Петраковский Г.А. Кинетика фотомагнитного эффекта в кристаллах $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3\text{:Ga}$ // ФТТ. – 1994. – Т.36. – В.5. – С.1385-1391.
9. Patrin G.S., Volkov N.V., Petrakovskii G.A. Photomagnetic effect in doped hematite crystals // JMMM. – 1995. – V.140-144. – P3. – P.2143-2144.
10. Патрин Г.С., Волков Н.В., Еремин Е.В., Плеханов В.Г. Влияние редкоземельных ионов гольмия на анизотропные свойства кристаллов $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3\text{: Ga}$ // Сборник трудов XVIII международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники», Москва, 2002. – С. 915-917.
11. Патрин Г.С., Волков Н.В., Еремин Е.В. Спин-переориентационный фазовый переход в базисной плоскости в $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3\text{:Ga, Dy}$ // Письма в ЖЭТФ. – 1994. – Т.63. – В.9. – С.694-697.
12. Patrin G.S., Volkov N.V., Vasiliev V.N. The “easy plane – easy axis” transition in $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3\text{:Ga}$ crystals induced by doping with terbium ions // Phys.Lett. A. – 1997. – V.230. – N.1-2. – P.96-98.

13. Патрин Г.С., Волков Н.В., Петраковский Г.А. Поляризационно-зависимое фотоиндуцированное изменение АФМР $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3\text{:Eu, Ga}$ // Письма в ЖЭТФ. – 1990. – Т.52. – В.3. – С.817-819.
14. Патрин Г.С., Волков Н.В., Петраковский Г.А. Поляризационно-зависимый фотомагнитный эффект в кристаллах $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3\text{:Eu, Ga}$ // ЖЭТФ. – 1992. – Т.101. – В.2. – С.635-648.
15. Патрин Г.С., Волков Н.В., Петраковский Г.А. Поляризационно-зависимое светоиндуцированное изменение параметров магнитного резонанса в $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3\text{:Eu, Yb}$ // Письма в ЖЭТФ. – 1995. – Т.61. – В.1. – С.54-56.
16. Patrin G.S., Volkov N.V. Polarization-dependent photoinduced change of magnetic state in $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3\text{:Eu, Yb}$ crystals // J.Phys.: Condens. Matter. – 2000. – V.12. – N.8. – P.1867-1872.
17. Волков Н.В., Патрин Г.С. Поляризационно-зависимый фотомагнитный эффект в кристаллах гематита, легированных РЗ ионами Eu и Yb // В сборнике научных статей: «Теория и эксперимент в современной физике» – Красноярск: Краснояр. гос. ун-т, 2000. – С.152-165.
18. Volkov N.V., Petrakovskii G.A., Vasiliev V.N., Velikanov D.A., Sablina K.A., Patrin K.G. Observation of mixed two-phase state in $\text{Eu}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ single crystal by magnetic resonance method // Physica B. – 2002. – 324/1-4. – P.254-260.
19. Volkov N.V., Petrakovskii G.A., Sablina K.A., Vasiliev V.N., Patrin K.G. Magnetic resonance probe of the phase separation in $\text{Eu}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ single crystal // JMMM. – 2003. – 258-259C. – P.302-305.
20. Петраковский Г.А., Волков Н.В., Васильев В.Н., Саблина К.А. Спектр магнитного резонанса двухфазного состояния в монокристаллах манганита лантана $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ // Письма в ЖЭТФ. – 2000. – т.71. – в.4. – С.210-214.
21. Волков Н.В., Петраковский Г.А., Васильев В.Н., Саблина К.А. Двухфазное парамагнитно-ферромагнитное состояние в монокристалле манганита лантана $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ // ФТТ. – 2002. – Т.44. – В.7. – С.1290-1294.
22. Волков Н.В., Петраковский Г.А., Саблина К.А., Коваль С.В. Влияние транспортного тока на магнитоэлектрические свойства монокристаллов с гигантским магнитным сопротивлением $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ в СВЧ-диапазоне // ФТТ. – 1999. – Т.41. – В.11. – С.2007-2015.

23. Волков. Н.В., Петраковский Г.А., Саблина К.А. Резонансный отклик проводимости в СВЧ-диапазоне на воздействие переменного тока в кристаллах $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ // ФТТ. – 1999. – Т.41. – В.12. – С.2187-2192.
24. Патрин Г.С., Волков Н.В., Федосеева Н.В., Николаев Е.М. Нелинейный магнитный резонанс в кристаллах $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{Cu}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}\text{Cl}_4$ // Письма в ЖЭТФ. – 1993. – Т.57. – В.3. – С.183-186.
25. Patrin G.S., Volkov N.V. Study of the nonlinear magnetic resonance in $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{Mn}_{0.5}\text{Cu}_{0.5}\text{Cl}_4$ crystals in the oscillatory approach // JMMM. – 1995. – V.151. – N.1-2. – P.189-192.
26. Патрин Г.С., Волков Н.В. Светоиндуцированный переход между состояниями в бистабильном режиме при нелинейном магнитном резонансе в $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ // Письма в ЖЭТФ. – 1996. – Т.64. – В.12. – С.841-844.
27. Patrin G.S.; Volkov N.V., Prokhorova I.V. Antiferromagnetism in the quasi-two dimensional $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuBr}_4$ crystal // JMMM. – 2003. – V.258-259. – P.131-133.
28. Федосеева Н.В., Волков Н.В., Патрин Г.С. Магнитные свойства квазидвумерного кристалла $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuBr}_4$ // ФТТ. – 2003. – Т.45. – В.3. – С.472-475.
29. Патрин Г.С., Волков Н.В., Васильев В.Н. Магниторезонансные свойства квазидвумерного магнетика $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuBr}_4$ // Сборник трудов XVII международной школы семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники», Москва, 2000. – С.360.
30. Патрин Г.С., Волков Н.В., Прохорова И.В. Нелинейный магнитный резонанс в кристалле $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuBr}_4$ // ФТТ. – 2004. – Т.46. – В.10. – С.1828-1830.
31. Патрин Г.С., Волков Н.В., Кононов В.П. Влияние оптического излучения на магнитный резонанс в трехслойных пленках Fe/Si/Fe // Письма в ЖЭТФ. – 1998. – Т.6. – В.4. – С.287-291.
32. Patrin G.S., Ovchinnikov S.G., Volkov N.V., Velikanov D.A., Kononov V.P. Magnetic, resonance and photomagnetic properties of Fe/Si/Fe trilayer films // The Physics of Metals and Metallography. – 2001. – T.91(1). – С.56-59.
33. Волков Н.В., Патрин Г.С., Петраковский Г.А., Саблина К.А., Овчинников С.Г., Варнаков С.Н. Магнитосопротивление туннельного

- типа в структуре $\text{Eu}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ (монокристалл) / Fe (пленка) // Письма в ЖТФ. – 2003. – Т.29. – В.5. – С.54-60.
34. Волков Н.В., Патрин Г.С., Петраковский Г.А., Саблина К.А., Овчинников С.Г., Варнаков С.Н. Магнитосопротивление туннельного типа в структуре манганит/Fe // Сборник трудов XVIII международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». Москва, 2002. – С.295-296.
 35. Патрин Г.С., Волков Н.В. Слабый ферромагнетик FeVO_3 как потенциальный материал для устройств функциональной магнитоэлектроники // Наука производству. – 2003. – №5. – С.44-46.
 36. Патрин Г.С., Волков Н.В. Слабые ферромагнетики FeVO_3 и $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ как потенциальные материалы для устройств функциональной магнитоэлектроники // Материалы международного научного семинара «Инновационные технологии-2001». – Красноярск, 2001. – Т.1. – С.220 –
 37. Волков Н.В., Патрин Г.С. Прибор для дистанционного измерения температуры. // Патент № 2152598 от 27.07.1998; Оpubл. 10.07.2000, Бюл. № 19, МКИ⁵ 7 G 01 K 7/32.
 38. Патрин Г.С., Волков Н.В. СВЧ-выключатель // Патент № 2139611 от 25.05.1998; Оpubл. 10.10.1999, Бюл. № 28, МКИ⁵ 6 H 01 P 1/11, 1/218.
 39. Саблина К.А., Волков Н.В., Петраковский Г.А. Способ нанесения медного покрытия на диэлектрик // Патент № 2188879 от 30.10.2000; Оpubл. 10.09.2002, Бюл. № 25, МКИ⁵ 7 C 23 C 26/00.
 40. Петраковский Г.А., Саблина К.А., Великанов Д.А., Воротынов А.М., Волков Н.В., Бовина А.Ф. Синтез и магнитные свойства монокристалла метабората меди CuB_2O_4 // Кристаллография. – 2000. – Т.45. – В.5. – С.926-929.
 41. Масленников О.А., Волков Н.В., Саблина К.А., Петраковский Г.А. Способ лазерной металлизации диэлектрической подложки // Патент № 2192715 от 13.07.2001; Оpubл. 10.11.2002, Бюл. № 31, МКИ⁵ 7 H 05 K 3/02.

Подписано в печать

Формат 60×84/16. Усл.печ.л. 2. Тираж 100 экз. Заказ №

Отпечатано в типографии Института физики СО РАН

660036, Красноярск, Академгородок, 50, ИФ СО РАН