

На правах рукописи



**Борисенко Игорь Васильевич**

**МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ И  
БИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КОНТАКТАХ МАНГАНИТОВ**

Специальность 01.04.04 – «Физическая электроника»

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

МОСКВА – 2012

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН), Москва

**Научный руководитель:** доктор физико-математических наук,  
заведующий лабораторией  
**Овсянников Геннадий Александрович**

**Официальные оппоненты:** **Коледов Виктор Викторович,**  
доктор физико - математических наук,  
ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН,  
ведущий научный сотрудник лаборатории  
магнитных явлений в микроэлектронике

**Кленов Николай Викторович**  
кандидат физико - математических наук,  
МГУ им. М.В. Ломоносова,  
ассистент кафедры Атомной физики,  
физики плазмы и микроэлектроники  
Физического факультета

**Ведущая организация:** Национальный исследовательский  
технологический университет «МИСиС»

Защита состоится 11 мая 2012 г., в 10-00 на заседании диссертационного совета Д 002.231.01 при ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН по адресу: 125009, Москва, ул. Моховая 11, корп. 7.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

Автореферат разослан «10» апреля 2012 г.

Учёный секретарь  
диссертационного совета

д.ф.-м.н., профессор



С.Н.Артеменко

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы, объект и предмет исследования.** В последнее время легированные двухвалентными элементами оксиды переходных металлов типа  $R_{1-x}A_xMnO_3$  (где R – La, Pr, Nd и др., A – Sr, Ca, Bg и др.) являются объектами интенсивных исследований. Концентрация  $x$  может меняться в диапазоне от 0 до 1 и при этом физические свойства манганитов существенно меняются, система проходит через последовательность фазовых трансформаций с разнообразными типами упорядочения: магнитного, структурного и электронного. Одним из уникальных свойств манганитов является эффект колоссального магнитосопротивления. Этот эффект наблюдается в интервале концентраций  $x$ , где существует металлическая ферромагнитная фаза и заключается в том, что сопротивление меняется при приложении магнитного поля. Величина эффекта в полях порядка 1 Тл может достигать десятков процентов. Другим интересным свойством манганитов является появление ферромагнитной фазы, совпадающей с переходом металл-изолятор, при этом температура Кюри совпадает с температурой перехода.

Изготовление тонких эпитаксиальных пленок манганитов и структур на их основе является сложной технологической задачей. Стехиометрический перенос состава мишени на подложку и эпитаксиальный рост с высококачественной кристаллической структурой необходим для использования манганитов в устройствах спинтроники и может осуществляться только при высоких температурах напыления до 800 °С в атмосфере кислорода. Рост эпитаксиальных пленок приводит к появлению деформаций кристаллической структуры манганитов, которые оказывают существенное влияние как на электрофизические параметры пленок, так и на магнитные свойства. Исследования влияния кристаллических искажений на

магнитную анизотропию манганитов могут помочь в разработке новых устройств спинтроники на основе манганитов.

В основе теоретического рассмотрения магнитных и транспортных свойств легированных манганитов лежит модель двойного обмена. Эта модель рассматривает только марганцевую подрешетку кристаллической структуры перовскита, в которой интеграл перескока  $e_g$  электрона между ближайшими ионами марганца зависит от взаимного упорядочения их локальных магнитных моментов, образованных тремя  $t_{2g}$  электронами. Электроны проводимости в ферромагнетиках можно рассматривать с разбивкой на две подзоны, соответствующие направлению спинов электронов. Соотношение плотности состояний в этих подзонах на уровне Ферми будет определять спиновую поляризацию носителей тока. Некоторые материалы имеют плотность состояний на уровне Ферми одной из подзон равную нулю. Такие материалы называют полуметаллическими ферромагнетиками и к ним относятся манганиты с концентрацией допирующего элемента вблизи  $x = 0.3$ . Полуметаллические ферромагнетики особенно интересны для приложений в области спинтроники как источник полностью поляризованного по спину тока.

Высокая степень поляризации свободных носителей в манганитах с уровнем допирования  $x = 0.3$  была подтверждена в экспериментах с туннельными магнитными контактами, в которых при низких сопротивлениях величина магнитосопротивления в слабых магнитных полях превосходила 1000 %. Однако в экспериментах с бикристаллическими контактами при развороте кристаллографических осей в плоскости подложки максимальные полученные значения магнитосопротивления не превышали 30 – 40 %. Исследование спин-зависимого транспорта и магнитных свойств в пленок манганитов и структур на их основе является актуальной задачей.

### **Цель и задачи исследования**

- Разработка технологии роста тонких эпитаксиальных пленок манганитов. Оптимизация процессов роста на монокристаллических подложках с

различной степенью рассогласования постоянных решетки. Разработка технологии изготовления многослойных металлоксидных структур и бикристаллических переходов на основе манганитов.

- Разработка методики исследования магнитных свойств тонкопленочных структур из манганитов на основе магниторезистивных эффектов и планарного эффекта Холла.
- Определение влияния кристаллических напряжений на электрофизические и магнитные свойства эпитаксиальных пленок из манганитов.
- Выявление взаимосвязи спин-зависимого транспорта и структуры границы в бикристаллических контактах из манганитов на бикристаллических подложках с наклоном базовых плоскостей.

### **Основные положения, выносимые на защиту**

1. Разработанная на основе техники магнетронного распыления методика роста позволяет изготавливать высококачественные эпитаксиальные пленки манганитов на монокристаллических подложках с рассогласованием параметров до 4 %.
2. Предложенная модель учета влияния трехмерных искажений структуры на магнитную анизотропию объясняет поведение магнитной анизотропии в наклонных пленках манганитов и тонких пленка железа на подложках с наклоном базовой плоскости.
3. Полученное значение магнитосопротивления контактов на бикристаллических подложках с разворотом базовых плоскостей вокруг границы существенно превосходит значения магнитосопротивления для бикристаллических контактов других типов.

### **Научная новизна диссертации**

1. Полученная зависимость величины и симметрии магнитной анизотропии в пленках манганитов  $\text{La}_{0.66}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  от рассогласования с кристаллической структурой подложки подтверждает преимущественное влияние

напряженности эпитаксиальных пленок на механизм формирования магнитной анизотропии в манганитах.

2. Обнаружено, что нормированная на продольное сопротивление величина планарного эффекта Холла постоянна в диапазоне температур от 4.2 К до  $0.8 T_{\text{Curie}}$ , что указывает на взаимосвязь механизма рассеяния носителей заряда в  $\text{La}_{0.66}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  и планарного эффекта Холла.
3. Предложена модель и рассчитана зависимость величины одноосной магнитной анизотропии в эпитаксиальных пленках манганитов  $\text{La}_{0.66}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  от угла наклона базовой плоскости подложки.
4. В бикристаллических переходах из  $\text{La}_{0.66}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  на подложках  $\text{NdGaO}_3$  с наклоном базовых плоскостей впервые получено рекордное значение магнитосопротивления для бикристаллических переходов 150 % в полях до 1кЭ.

### **Практическая ценность работы**

1. Полученная зависимость магнитной анизотропии от внесенных кристаллических деформаций позволяет создавать устройства спинтроники с заданными параметрами: направлением и величиной магнитной анизотропии.
2. На основе планарного эффекта Холла разработана методика оценки параметров тонких ферромагнитных пленок манганитов, которая применима для исследования многослойных магнитных микроструктур, недоступных для исследования другими методами магнитометрии, требующих либо больших объемов материала, либо доступа поверхности для облучения СВЧ полем или светом.
3. Полученная высокая величина магнитосопротивления в бикристаллических контактах из манганитов открывает возможность использования их в качестве чувствительных датчиков магнитного поля.

### **Апробация работы.**

Соискатель представил 10 докладов на научные конференции, в том числе: International Conference on Magnetism (ICM'09), Germany, Karlsruhe, Moscow International Symposium on Magnetism (MISM'11), Moscow, International conference "Functional Materials" ICFM-2009, Ukraine, 17th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology", Minsk, Belarus, 2009, Международный симпозиум Структуры со структурным и магнитным упорядочением, Ростов на Дону Россия, 2007, International conference on Nanoscale Magnetism (ICNM2007), 2007, Istanbul, Turkey, Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости ФПС'06. Основные результаты диссертационной работы обсуждались на семинарах ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

**Основные результаты проведённых исследований опубликованы в 13 работах**, в том числе в **6 статьях**, все - в журналах, входящих в Перечень изданий, рекомендованных ВАК Минобразования и науки РФ, в **7 докладах** на международных и российских конференциях с публикацией расширенных тезисов.

### **Личный вклад соискателя состоит в:**

участии в создании установок для изготовления экспериментальных образцов и в проведении измерений их электрофизических параметров, соискателем были проведены численные исследования и дана интерпретация полученных результатов, он участвовал в написании научных статей и их подготовке к публикации.

**Объем и структура диссертации.** Работа состоит из введения, четырех глав и заключения. Диссертация содержит 30 рисунков и 3 таблицы.

## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

**Во введении** обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы цели работы и описана ее структура.

В **Главе 1** приведен обзор кристаллической структуры манганитов и их основных электрофизических и магнитных свойств.

Структура и основные свойства манганитов были описаны в 50-х годах в работе [1], а зарядовый транспорт в работе [2], где было введено понятие двойного обмена, которое до сих пор остается основным для описания механизма формирования ферромагнетизма в манганитах. Рост интереса к манганитам был связан с сообщениями о колоссальном отрицательном магнитосопротивлении [3]. Колоссальное магнитосопротивление в манганитах связывается с переходом изолятор - металл при понижении температуры, который сопровождается переходом в ферромагнитное состояние. Фазовая диаграмма манганитов с переменной валентностью богата различными магнитными, резистивными и структурными фазами. Фазовые диаграммы отдельных составов могут существенно различаться, но при этом имеют общие качественные черты.

В главе описаны теоретические подходы для объяснения переходов металл - изолятор и парамагнетик - ферромагнетик в манганитах.

Сразу после первых работ по перовскитным манганитам в работе [2] впервые был предложен механизм переноса заряда, который до сих пор остается основным при описании проводимости в манганитах. Было показано, что существующие модели магнитного обмена не могут объяснить поведение манганитов и был предложен так называемый механизм двойного обмена (DE-модель).

В главе приведен обзор основных устройств спинтроники как на основе манганитов, так и на основе других магнитных и сверхпроводящих материалов.

В своей работе [4] Н. Мотт создал основу для понимания спин-поляризованного транспорта. Он предположил, что при достаточно низких



температурах, когда рассеяние на магнонах становится пренебрежимо мало, электроны с основной и неосновной спиновой поляризацией, т.е. с магнитным моментом параллельным и антипараллельным намагниченности ферромагнетика, не перемешиваются в процессе рассеяния. В серии экспериментов [5,6] с контактами ферромагнетик/изолятор/сверхпроводник (F/I/S) было показано, что туннельный ток остается спин-поляризованным за пределами ферромагнитной области. Расщепление квазичастичной плотности состояний в сверхпроводнике вследствие эффекта Зеемана было использовано для детектирования спиновой поляризации электронов проводимости в различных магнитных материалах.

Несмотря на то, что большинство существующих применений спинтроники базируется на эффекте гигантского магнитосопротивления, открытие большого эффекта туннельного магнитосопротивления при комнатной температуре [7] возобновило интерес к исследованию магнитных туннельных контактов, которые уже сегодня являются основой для создания прототипов оперативной памяти [8].

Наиболее привлекательными материалами для использования в магнитных контактах являются ферромагнетики со 100 % спиновой поляризацией носителей, которые также называются полуметаллическими ферромагнетиками, поскольку в них только одна спиновая подзона имеет ненулевую плотность состояний на уровне Ферми. При использовании таких материалов в магнитных контактах можно ожидать рекордных значений магнитосопротивления, а также наблюдать наиболее сильные эффекты вызванные спиновой инжекцией. Как было показано ранее экспериментально допированные манганиты типа  $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$  (где А – Sr, Ca, Ba, ...) при оптимальном уровне допирования  $x \approx 0.33$  являются полуметаллическими ферромагнетиками. На туннельных контактах, изготовленных на основе манганитов методом молекулярно-лучевой эпитаксии, были получены значения магнитосопротивления достигающие 1800 % [15]. В последнее время было опубликовано несколько работ по исследованию манганитных контактов на бикристаллических границах, получаемых в эпитаксиальных пленках,

выращенных на бикристаллических подложках из  $\text{SrTiO}_3$  или  $\text{LaAlO}_3$  с разориентацией кристаллографических осей вокруг направления  $[001]$  [9-11], однако полученные контакты обладали сравнительно низкой величиной магнитосопротивления (30 – 40 %) и высоким омическим сопротивлением.

В Главе 2 описана методика изготовления тонких пленок и бикристаллических контактов из манганитов.

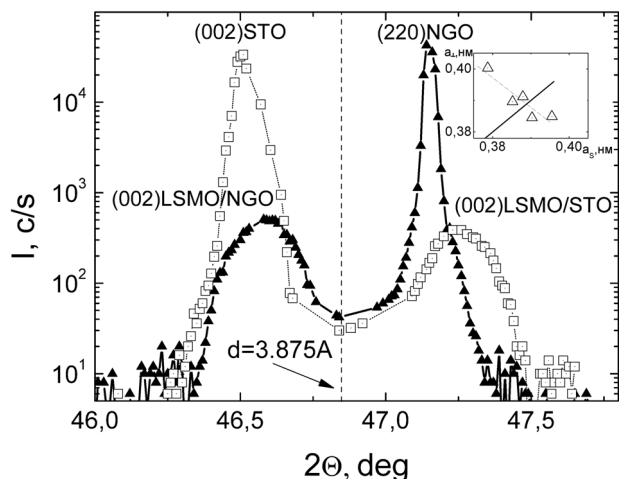
Для исследования свойств пленок манганитов и устройств на их основе требуются пленки имеющие кристаллическую структуру, близкую к монокристаллической, что возможно достичь лишь в условиях эпитаксиального роста пленок на монокристаллических подложках с минимальным рассогласованием постоянных решетки. Исследуемые в работе эпитаксиальные пленки  $\text{La}_{0,67}\text{Sr}_{0,33}\text{MnO}_3$  (LSMO) и  $\text{La}_{0,67}\text{Ca}_{0,33}\text{MnO}_3$  (LCMO) толщиной 40-100 нм напылялись на подложки  $(001)\text{LaAlO}_3$  (LAO),  $(001)\text{SrTiO}_3$



**Рис. 1** Фотография разработанной и собранной автором установки магнетронного распыления. На вставке показана трехмерная модель вакуумной камеры, подготовленная на этапе разработки схемы установки для передачи на производство.

$(\text{STO})$ ,  $(110)\text{NdGaO}_3$  (NGO),  $(001)((\text{LaAlO}_3)_{0,3}+(\text{Sr}_2\text{AlTaO}_6)_{0,7})$  (LSAT),  $(110)\text{GdSrO}_3$  (GSO) и  $(110)\text{DyScO}_3$  (DSO) с помощью двух методов – методом лазерной абляции и методом магнетронного распыления мишени в ВЧ разряде. Автором была разработана и собрана напылительная установка для напыления пленок методом магнетронного ВЧ распыления (Рис. 1). Напылительная установка состоит из вакуумной камеры, оснащенной откачной системой, системой напуска газов ( $\text{Ar}$  и  $\text{O}_2$ ), системой контроля давления и пр.

Распылительная часть установки состоит из трех независимых магнетронных пушек TORUS фирмы Kurt Lesker с диаметром мишени 25 см, которые смонтированы на высоковакуумных фланцах. Положение мишени магнетрона может быть отрегулировано как изменением угла наклона головки магнетронной пушки, так и длиной штанги крепления, подвижной относительно фланца. Питание магнетрона осуществляется от



**Рис. 2** Рентгеновские дифрактограммы  $2\theta/\omega$  для LSMO пленок, напыленных на подложки NGO и STO. Пунктирной линией показано положение предполагаемого рефлекса (002)LSMO для объемного (без учета напряжений) материала.

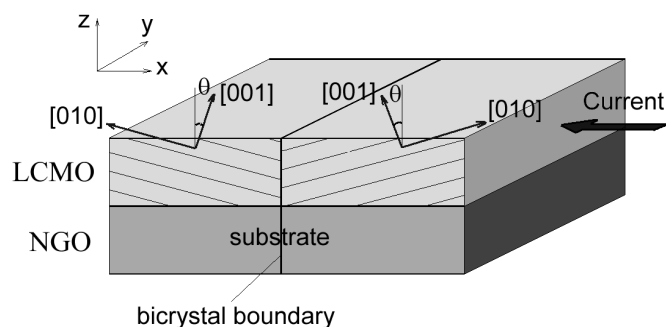
ВЧ генератора с частотой 13 МГц и мощностью до 300 Вт через систему согласования импеданса с ручной подстройкой согласующей цепи. Перед напылением пленки образец нагревается со скоростью не превышающей 40 °/мин до температуры 750 °С в рабочей атмосфере, состоящей из смеси Ar и O<sub>2</sub> в пропорции 3/1 при давлении 0.15 мБар. Скорость напыления при типичных параметрах мощности ВЧ разряда 50 Вт и расстоянии между мишенью и образцом 85 мм составляет 0.5 нм/мин. После напыления пленки температура образца опускается на 100° в рабочей атмосфере, после чего в камеру установки напускается 1 атм. кислорода и образец отжигается до комнатной температуры со скоростью 3 °/мин.

В главе приведены результаты исследования кристаллической структуры напряженных пленок манганитов на подложках NdGaO<sub>3</sub> и SrTiO<sub>3</sub>.

Выращенные LSMO пленки были четко ориентированы как относительно нормали к плоскости подложки, так и относительно выделенного направления в плоскости подложки. Параметр межплоскостного расстояния в

пленках LSMO вдоль нормали к плоскости подложки  $a_{\perp}$  и постоянная решетки подложки  $a_{\text{LSMO}}$  определялись по  $2\Theta/\omega$  дифрактограммам рентгеновского сканирования. На рис. 2 показаны  $2\Theta/\omega$  дифрактограммы для пленок LSMO/NGO и LSMO/STO. Видно, что  $a_{\perp}$  пленки LSMO сильно зависит от  $a_{\text{LSMO}}$  подложки (см. также вставку к рис. 2). Штриховой линией показано положение предполагаемого рефлекса (002)LSMO для объемного (без учета напряжений) материала с размером элементарной кристаллической ячейки в псевдокубическом представлении  $a_{\text{LSMO}}=0,3876$  нм, полученного из измерений на поликристаллах LSMO [12]. Выращенные манганитные пленки находятся под действием вызванных взаимодействием с подложкой механических напряжений: сжимающих напряжений для NGO и LAO и растягивающих – для STO, LSAT и GSO подложек. Двуосные напряжения в плоскости подложки приводят к искажению кристаллической решетки пленок в перпендикулярном направлении.

Далее в главе описана методика изготовления бикристаллических контактов из манганитов. Эпитаксиальные пленки  $\text{La}_{0,67}\text{Ca}_{0,33}\text{MnO}_3$  (LCMO) толщиной 50 нм выращивались



**Рис. 3.** Схематичное изображение бикристаллической границы в подложке и пленке LCMO. Указаны оси, вдоль которых задавалось магнитное поле при измерении магнитосопротивления, кристаллографические направления в пленке LCMO и направление протекания измерительного тока.

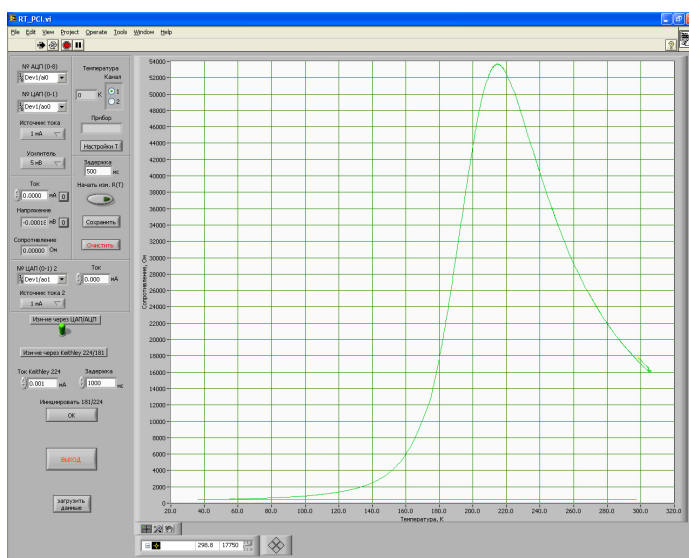
на бикристаллических подложках из  $(110)\text{NdGaO}_3$  (NGO) с разориентацией осей вокруг направления  $[1\bar{1}0]$  на углы  $\pm 14^\circ$  (см. рис. 3), при этом выполнялись следующие эпитаксиальные соотношения:

$$(110)\text{NGO} \parallel (001)\text{LCMO},$$

$$[1\bar{1}0]\text{NGO} \parallel [100]\text{LCMO}.$$

Для изготовления мостиков бикристаллических контактов автором была разработана и собрана установка ионно-

плазменного травления. Установка создана на основе ионной пушки Ion Tech Inc. с термоэмиссионным катодом и графитовыми сетками, позволяющей осуществлять экстракцию ионов  $Ag^+$  с малой энергией начиная с 50 эВ. Мостики в пленке, пересекающие бикристаллическую границу, формировались ионно-лучевым травлением с использованием маски из фоторезиста и имели ширину 7 мкм. Оптимизация режима ионного травления оксидных материалов показала, что значения ускоряющего напряжения и плотности ионного тока в 300 В и  $0,2 \text{ mA/cm}^2$  оптимальны с точки зрения сочетания отсутствия существенной деградации и скорости травления. Дальнейшее уменьшение ускоряющего напряжения приводит к существенному снижению скорости травления, что негативно сказывается на качестве получаемых структур.



**Рис. 4** Внешняя панель программы измерения температурных зависимостей сопротивления.

Далее описана автоматизированная система для измерения электрофизических параметров пленок манганитов и бикристаллических контактов. Для исследования магнитных, температурных и транспортных свойств экспериментальных образцов на основе персонального компьютера и пакета LabView автором была разработана и собрана автоматизированная измерительная система. Управление и сбор данных осуществляется персональным компьютером как по цифровому каналу под управлением платы GPIB, так и по аналоговому каналу с помощью платы ЦАП-АЦП. Управление системой осуществляется пакетом программ созданных автором на основе среды программирования LabView. В состав набора входят программы измерения температурных зависимостей сопротивления, измерения вольт-амперных характеристик и программа многоканальных измерений с возможностью выбора оператором набора

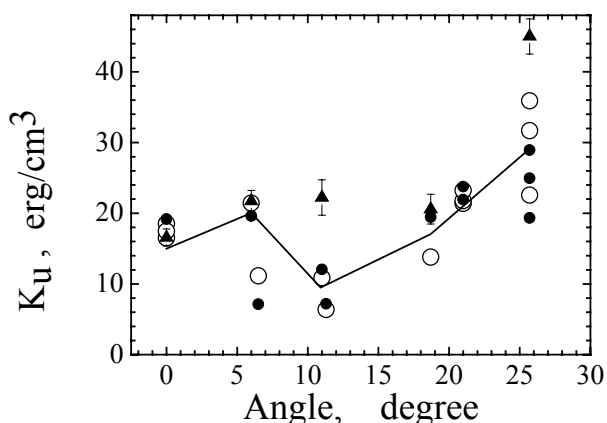
устройств и приборов для проведения конкретного многопараметрического измерения (Рис. 4).

В **Главе 3** приведено описание исследований магнитной анизотропии и планарного эффекта Холла в напряженных пленках манганитов.

В пленке LSMO/NGO обнаружена магнитная анизотропия типа лёгкая ось. При намагничивании вдоль лёгкой оси наблюдается прямоугольная петля гистерезиса, когда коэрцитивная сила  $H_c = 15$  Э совпадает с полем насыщения  $H_s$ . Намагничивание вдоль трудной оси сопровождается вращением магнитного момента в плоскости образца и характеризуется узкой, не более 1...2 Э петлей гистерезиса. Поле насыщения  $H_s$  в этом случае значительно выше, чем при намагничивании вдоль лёгкой оси, оно равно полю анизотропии  $H_a$  и составляет 120 Э. Анизотропия магнитных свойств пленок LSMO/NGO вызвана кристаллографической анизотропией (110)NGO плоскости подложки. NGO имеет орторомбическую элементарную ячейку со следующими параметрами:  $a = 0,5426$ ,  $b = 0,5503$ ,  $c = 0.7706$  нм. Более точный учет орторомбических искажений для плоскости (110)NGO дает анизотропию вдоль образующих плоскость (110)NGO направлений  $[001]$  NGO и  $[1\bar{1}0]$  NGO  $2(a_{001} - a_{110})/(a_{001} + a_{110}) = 0.3$ . В LSMO/LSAT пленках отсутствует кристаллографическая анизотропия, поскольку подложки LSAT в диапазоне температур 150-1200 К имеют кубическую симметрию. Однако на угловых зависимостях  $H_s$  для структур LSMO/LSAT наблюдается двухосная магнитная анизотропия, вызванная кубической формой кристалла LSMO.

На рис. 5 показана ломаная линия, построенная по формуле  $K_u = K_{x'} - K_{y'} + (K_{y'} - K_{z'}) \sin^2 \gamma$ , полученной при учете влияния трехмерных искажений кристаллической структуры на магнитокристаллическую анизотропию в напряженных пленках манганитов, где  $K_{x',y',z'}$  – константы магнитокристаллической анизотропии манганита в системе координат, связанной с кристаллографическими осями. Отметим, что при увеличении угла наклона оси  $c$  вклад в магнитокристаллическую анизотропию в направлении

оси  $c$  для плёнок LSMO, выращенных эпитаксиально на подложке (110)NGO, является доминирующим по отношению к другим направлениям. Поэтому можно считать, что константы анизотропии  $K_x$  и  $K_y$  не зависят от угла  $\gamma$ , в то время как константа  $K_z$  пропорциональна квадрату кристаллической деформации вдоль оси  $c$ . Величина деформации определялась как разность между экспериментальными величинами  $a_{\perp}$  и значением постоянной решётки в квазикубическом приближении  $a_{\text{LSMO}} = 0.3876 \text{ nm}$ . Видно, что ломаная линия

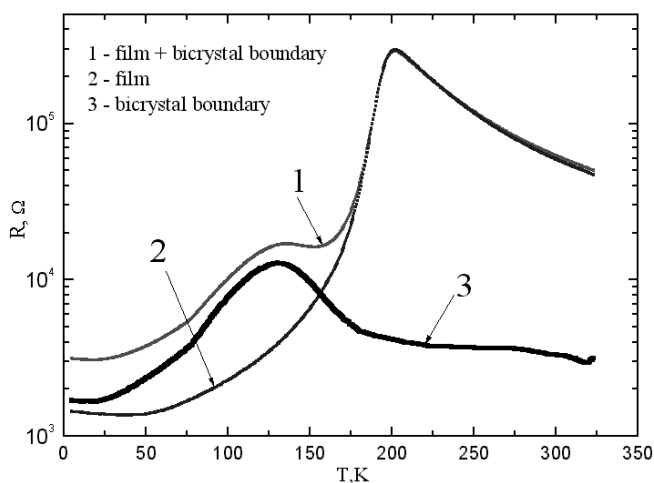


**Рис. 5.** Значения константы одноосной анизотропии в зависимости от угла наклона (110)NGO плоскости подложки  $\gamma$ .

на рис. 5 хорошо описывает экспериментальные точки, а значит полученное аналитическое выражение вполне удовлетворительно соответствует реальной ситуации. Полученное выражение также хорошо описывает экспериментальные данные по угловой зависимости величины анизотропии плёнок Fe, напыленных на подложки с разными углами наклона поверхности подложек [13, 14].

Для исследования магнитных свойств мезоскопических структур могут использоваться в основном только магнитотранспортные эффекты такие как анизотропное магнитосопротивление, аномальный эффект Холла, туннельное магнитосопротивление. В последнее время вызывает интерес метод на основе планарного эффекта Холла (ПЭХ). ПЭХ отличается локальностью отклика и несет в себе информацию об ориентации плоскостной компоненты намагниченности и при этом в отличие от обычного эффекта Холла не зависит непосредственно от магнитного поля. Поведение отклика ПЭХ от магнитного поля  $R_{XY}(H) = V_X/I_Y$  качественно различается для образцов на подложках NGO и STO. Для образца на подложке NGO характерна сильная анизотропия при смене направления магнитного поля. При комнатной температуре для

направления  $\mathbf{H}_2$ , соответствующего оси  $[100]\text{LSMO} \parallel [001]\text{NGO}$ , зависимость  $R_{XY}(H)$  не имеет гистерезиса, причем в центральной части  $R_{XY}(H) \sim \sin(2\alpha)$ ,



**Рис. 6** Температурная зависимость сопротивления бикристаллической границы в пленке LCMO (3), полученная при охлаждении в нулевом магнитном поле. Показаны сопротивление всей структуры (1), сопротивление подводящих линий (2) и разница между ними (3), показывающая вклад в сопротивление от бикристаллической границы.

изотропности механических напряжений, вызванных рассогласованием с подложкой STO и может быть описана либо отсутствием анизотропии, либо появлением двухосевой магнитной анизотропии.

В **Главе 4** описаны результаты исследования магнитных контактов из манганитов на бикристаллических подложках  $\text{NdGaO}_3$  с разворотом базовых плоскостей.

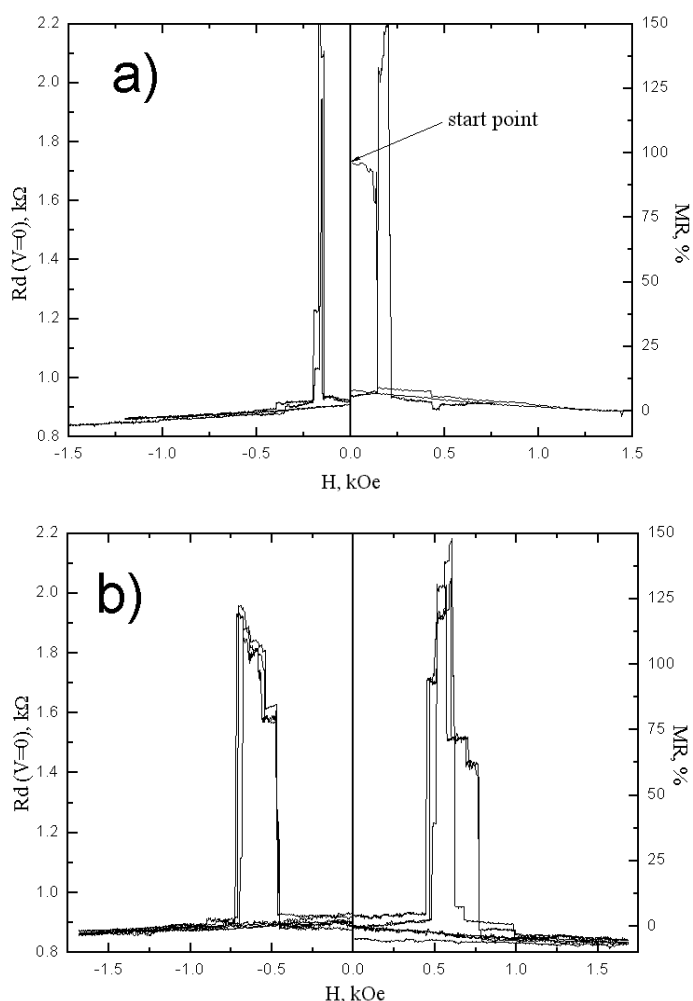
Одним из способов получения магнитных контактов с высоким качеством границы является использование бикристаллической границы в тонкой эпитаксиальной пленке, выращенной на бикристаллической подложке. На рис. 6 показана температурная зависимость сопротивления мостика LCMO,

при этом угол  $\alpha$  меняется линейно по магнитному полю  $\alpha = \pi/4 - \pi/2 H/H_S$  при изменении поля от  $-H_S$  до  $+H_S$ . Такое поведение фактически означает когерентное вращение намагниченности, характерное для намагничивания вдоль трудной оси анизотропного ферромагнетика. В отличие от образца на NGO, отклики ПЭХ в пленке LSMO на подложке STO одинаковы для взаимно перпендикулярных направлений магнитного поля  $\mathbf{H}_1$  и  $\mathbf{H}_2$ . Такая симметрия отклика при повороте направления магнитного поля на  $\pi/2$  соответствует



пересекающего бикристаллическую границу (кривая 3), полученная при охлаждении в нулевом магнитном поле. Полученная температурная зависимость сопротивления самой бикристаллической границы показывает, что вблизи границы происходит подавление температуры Кюри до 130 К по сравнению с температурой Кюри в берегах 210 К, о чем свидетельствует

смещение пика сопротивления перехода изолятор-металл, сопутствующего переходу в ферромагнитное состояние. Высокое остаточное сопротивление границы  $R \cdot S = 3 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$  (где  $R$  и  $S$  – сопротивление и площадь бикристаллического контакта) при  $T = 4,2 \text{ K}$  свидетельствует о



**Рис. 7** Магнитосопротивление бикристаллической границы в пленке LCMO, измеренное при  $T = 4,2 \text{ K}$ . а) и б) – магнитосопротивление, измеренное вдоль осей  $Y$  и  $Z$  соответственно.

наличии также диэлектрического слоя, появление которого, скорее всего, вызвано еще более сильным обеднением зарядовой плотности до критической концентрации, при которой происходит формирование неферромагнитного изоляторного состояния.

Измерение зависимости сопротивления от магнитного поля проводилось при температуре 4,2 К в полях до 1,5 кЭ для трех взаимно перпендикулярных направлений магнитного поля: перпендикулярно плоскости подложки (ось  $Z$ ), параллельно линии бикристаллической границы (ось  $Y$ ) и

перпендикулярно плоскости бикристаллической границы (ось  $X$ , см. рис. 3). Для вычисления величины относительного магнитосопротивления  $MR$  использовалось выражение:

$$MR = (R^{AP} - R^P)/R^P,$$

где  $R^{AP}$  и  $R^P$  – сопротивления измеренные при малых напряжениях при антипараллельной и параллельной взаимной ориентации намагниченностей в берегах контакта. Максимальное полученное магнитосопротивление для всех трех направлений магнитного поля составило около 150 % (рис. 7 a,b), что существенно превосходит полученные ранее значения около 30 %, полученные на бикристаллических контактах с разворотом осей в плоскости подложки [9-11]. Процесс перемагничивания для направлений магнитного поля вдоль осей  $Y$  и  $Z$  сопровождается скачками сопротивления в относительно узком диапазоне полей шириной 75 Э и 300 Э (рис. 7 a,b), что свидетельствует о резкой переориентации намагниченности в пленке вблизи бикристаллической границы. Для направления поля вдоль оси  $X$  зависимость сопротивления от магнитного поля имеет плавный характер, соответствующий когерентному вращению намагниченностей в берегах контакта.

В модели для анализа процессов перемагничивания в бикристаллическом контакте рассматривались два ферромагнетика прямоугольной формы с равной и однородной намагниченностью, разделенные тонкой прослойкой немагнитного материала. Взаимодействие между берегами контакта предполагалось только магнитостатическим через собственные поля рассеяния. Магнитная анизотропия в ферромагнетиках задавалась по типу легкая ось, причем расположение осей было зеркально симметрично относительно плоскости бикристаллической границы. При моделировании подгоночными параметрами являлись намагниченность ферромагнетиков, величина поля магнитной анизотропии и расположение осей легкого намагничивания. Для вычисления величины эффекта магнитосопротивления использовалась формула, в которой аддитивно учитывается проводимость контакта, не зависящая от взаимного расположения намагниченностей:

$$G(H) = G_0 + G_M(1 + \mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2),$$

где  $G_0$  – независимая от магнитного поля часть общей проводимости контакта,  $G_M$  – амплитуда зависящей от магнитного поля части проводимости контакта, а  $\mathbf{m}_i = \mathbf{M}_i/|\mathbf{M}_i|$  – единичные вектора намагниченности берегов контакта, входящие в общее выражение через их скалярное произведение.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ

1. Создана установка и разработана методика травления оксидных пленок в ионном пучке малых энергий, позволяющая получать без отклонения от стехиометрического состава из тонких пленок нанометровой толщины структуры микронных размеров.
2. Создана установка и разработана технология роста эпитаксиальных пленок манганитов методом магнетронного распыления при высоком давлении до 0.15 мБар на подложках с рассогласованием постоянных решетки от 0.8 % до 4 % (подложки  $\text{SrTiO}_3$ ,  $\text{NdGaO}_3$ , LSAT и  $\text{LaAlO}_3$ ). Получены пленки манганитов  $\text{La}_{0.66}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  толщиной 10 – 50 нм с температурой Кюри 360 К.
3. Проведено исследование планарного эффекта Холла в напряженных эпитаксиальных пленках манганитов  $\text{La}_{0.66}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  на подложках (001)  $\text{SrTiO}_3$  и (110)  $\text{NdGaO}_3$ . Было показано, что симметрия возникающей магнитной анизотропии определяется симметрией кристаллических искажений, внесенных при эпитаксиальном росте. Впервые было обнаружено, что нормированная на продольное сопротивление величина планарного эффекта Холла постоянна в диапазоне температур от 4.2 К до  $0.8 T_C$ , что указывает на взаимосвязь механизма рассеяния носителей заряда в  $\text{La}_{0.66}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  и планарного эффекта Холла.
4. Проведены исследования зависимости величины магнитной анизотропии в пленках  $\text{La}_{0.66}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ , выращенных на подложках  $\text{NdGaO}_3$  с наклоном плоскости (110)  $\text{NdGaO}_3$ . Была предложена модель и рассчитана зависимость величины одноосной магнитной анизотропии в эпитаксиальных пленках манганитов от угла наклона базовой плоскости

подложки. Проведенные экспериментальные исследования магнитной анизотропии хорошо согласуются с расчетной зависимостью.

5. Разработана технология изготовления бикристаллических контактов из манганитов  $\text{La}_{0.66}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  на бикристаллических подложках с наклоном базовых плоскостей (110)  $\text{NdGaO}_3$  вокруг бикристаллической границы. Было получено рекордное значение магнитосопротивления для  $\text{La}_{0.66}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  бикристаллических переходов (150 %) в полях до 1 кЭ. Показано, что структура бикристаллической границы включает в себя как диэлектрический барьер, определяющий сопротивление при низких температурах, так и слой с пониженной температурой Кюри, который проявляется в виде дополнительного пика на зависимости сопротивления от температуры.

## **ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ**

- A1. И.В. Борисенко, Г.А. Овсянников “Магнитосопротивление и проводимость бикристаллических контактов из манганитов”. ФТТ 51, в. 2, с. 292-296 (2009).
- A2. Г.А. Овсянников, А.М. Петржик, И.В.Борисенко, А.А. Климов, В.В. Демидов, С.А. Никитов «Магнитно-транспортные характеристики напряженных эпитаксиальных магнитных пленок», ЖЭТФ 135, Вып. 1, стр. 56–64 (2009).
- A3. В.В. Демидов, И.В. Борисенко, А.А. Климов, Г.А. Овсянников, А.М. Петржик, С.А. Никитов “Магнитная анизотропия напряженных эпитаксиальных манганитных пленок” ЖЭТФ 139, 943-952 (2011).
- A4. А.М. Петржик, И.В. Борисенко, К.И. Константибян, Г.А. Овсянников “Оксидные манганитные тонкоплёночные структуры для детектирования электромагнитного излучения терагерцового диапазона длин волн”, Нелинейный мир №4, т.6, стр. 280-281 (2008).
- A5. И.В. Борисенко, А. В. Шадрин, Г. А. Овсянников, И. М. Котелянский, Ф.В. Комиссинский «Джозефсоновские параметры бикристаллических

переходов нового типа из металлоксидных сверхпроводников» Письма в ЖТФ т.31, в.8, с. 38-46, 2005.

- A6. I.V. Borisenko, I.M. Kotelyanski, A.V. Shadrin, P.V. Komissinski, G.A. Ovsyannikov, “Characterization and Dynamics of [100]-Tilted Y-B-C-O Bicrystal Junctions on Nd-Ga-O<sub>3</sub>” IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Volume 15, Issue 2, Page(s):165 – 168, 2005.
- A7. I.V. Borisenko, G.A. Ovsyannikov, A.M. Peterzhik, V.A. Shakhunov “Manganite Based magnetic tunnel junction on grain boundary of [100]-tilt type:magnitoresistance and microwave dynamics” Proc. of Intern. Conf. on Nanoscale Magnetism (ICNM2007), Istanbul, Turkey, p.153, 2007.
- A8. G.A. Ovsyannikov, A.M. Petrzhik, I.V. Borisenko, A.A. Klimov, V.V. Demidov, S.A. Nikitov “Electron- and magneto-transport in epitaxial manganite film under substrate induced strain”, Moscow International Symposium of Magnetism (MISM), Book of Abstracts, p. 634 (2008).
- A9. I.V. Borisenko, G.A. Ovsyannikov, A.M. Peterzhik and V.A. Shakhunov “Magnetoresistance and transport properties of manganite-based magnetic junctions on grain boundary of [100]-tilt type” Proc. of 17th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology, Minsk, Belarus, pp. 320-321, 2009.
- A10. I.V. Borisenko “Planar Hall Effect in strained epitaxial manganite thin films” Proc. of International conference “Functional Materials” ICFM-2009, Ukraine, Crimea, p. 254, 2009.
- A11. I.V. Borisenko, G.A. Ovsyannikov “Manganite-based magnetic tunnel junctions on grain boundary of [100]-tilt type: Magnetoresistance and transport properties” Proc. of International Conference on Magnetism (ICM'09), Germany, Karlsruhe, p. Tu-D-1.7-61, 2009.
- A12. V.V. Demidov, I.V. Borisenko, G.A. Ovsyannikov, A.M. Petrzhik. “Magnetic anisotropy of manganite La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub> films investigated by microwave resonance methods” Proc. of Moscow International Symposium on Magnetism (MISM'11), Moscow, p.501, 2011.
- A13. I.V. Borisenko, G.A. Ovsyannikov, V.A. Shakhunov “Planar Hall effect in strained manganite thin films” Proc. of Moscow International Symposium on

### СПИСОК ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] G. H. Jonker, and J. H. van Santen. *Physica XVI* (3), 337–349, (1950).
- [2] C. Zener. *Phys. Rev.* 81 (4), 440–444, (1951).
- [3] K.Chahara, *et al.* *Appl. Phys. Lett.* 63 (14), 1990–1992, (1993).
- [4] N.F. Mott. *Proc.R.Soc.London, Ser.A* 153, 699–717 (1936).
- [5] P.M. Tedrow and R. Meservey. *Phys.Rev.Lett.* 26, 192–195 (1971).
- [6] P.M. Tedrow and R. Meservey. *Phys.Rev. B* 7, 318–326 (1973).
- [7] T.Miyazaki and N.Tezuka. *J. Magn. Magn. Mater.* 139, L231–L234 (1995).
- [8] S.S.P Parkin *et al.* *J. Appl. Phys.* 85, 5828–5833 (1999).
- [9] N. D. Mathur *et al.* *Nature* 387, 266 (1997).
- [10] J. Klein *et al.* *Europhys. Lett.* 47, 371 (1999).
- [11] R. Gunnarsson, M. Hanson. *Phys. Rev. B* 73, 014435 (2006).
- [12] Ю.А. Бойков, Т. Клаесон, В.А. Данилов. *ФТТ* 47, 2189 (2005).
- [13] R.K. Kawakami *et al.* *Phys. Rev. Lett.* 77, 2570 (1996).
- [14] Y.Z. Wu, C. Won, and Z.Q. Qui. *Phys. Rev. B* 65, 184419 (2002).
- [15] R. Werner *et al.* *APL* 98, 162505 (2011).