

*На правах рукописи*

МИЛЯЕВ Михаил Анатольевич

ЭФФЕКТЫ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ В  
АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ И МНОГОСЛОЙНЫХ  
ОБМЕННО-СВЯЗАННЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

01.04.11 – Физика магнитных явлений

АВТОРЕФЕРАТ

на соискание учёной степени  
доктора физико-математических наук

Екатеринбург – 2017



## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

*Актуальность темы.* Антиферромагнетики являются наиболее многочисленным классом магнетиков. Исследование антиферромагнитных кристаллов и искусственных антиферромагнитных наноструктур, включая изучение кинетических эффектов, связанных с особенностями магнитного состояния таких материалов, представляет интерес как для фундаментальной науки, так и с точки зрения возможных практических приложений.

Для массивных антиферромагнетиков теоретически предсказано значительное количество магнитных, оптических и кинетических эффектов [1]. Однако, в целом, экспериментально антиферромагнетики остаются менее исследованными в сравнении с ферромагнетиками (ФМ). Это касается, например, вопросов управления доменной структурой в антиферромагнетиках различной симметрии и влияния процессов смещения доменных границ на магнитные и гальваномагнитные свойства. В настоящее время такие вопросы приобретают актуальность в связи с перспективой создания магнитной памяти на основе антиферромагнитных доменов, устойчивой к внешним воздействиям. Обсуждаемыми для данного направления работ вопросами являются: возможность изменения антиферромагнитной доменной структуры с помощью относительно слабых магнитных полей и возможность создания однодоменного состояния. Изучение данных вопросов удобно проводить на примере коллинеарных антиферромагнетиков тетрагональной симметрии с двумя взаимно перпендикулярными осями антиферромагнетизма. В них будут существовать только две магнитные фазы, управляемые магнитным полем.

Одним из активно исследуемых типов магниточувствительных наноматериалов являются спиновые клапаны с резким изменением сопротивления в слабых магнитных полях. Их важной особенностью является возможность формирования произвольного направления оси однонаправленной анизотропии с помощью специальной термомагнитной обработки. Это позволяет создавать наноструктуры с различным неколлинеарным расположением осей анизотропии в отдельных ФМ слоях, влиять на характер их перемагничивания и гистерезис. В зависимости от формы полевой зависимости магнитосопротивления и величины гистерезиса в поле переключения спиновые клапаны могут быть использованы либо в цифровых устройствах с двумя логическими состояниями, либо в аналоговых устройствах, в которых реализуется однозначная (безгистерезисная) зависимость сопротивления от магнитного поля. Формирование неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии является одним из способов создания безгистерезисных спиновых клапанов. Несмотря на то, что ранее уже были разработаны общие подходы для получения спиновых клапанов с малым гистерезисом, результат использования этих подходов во многом зависит от композиции спинового клапана, межслойного взаимодействия, наличия кристаллической текстуры, от направления магнитного поля относительно осей анизотропии и других факторов.

Практическим вопросам создания безгистерезисных спиновых клапанов ранее уделялось незначительное внимание. Это связано, главным образом, с часто используемым на практике способом уменьшения гистерезиса путем создания микрообъектов вытянутой формы, в которых важную роль играет анизотропия формы. Однако при данном подходе значительно, в десятки раз, уменьшается такая важная характеристика, как магниторезистивная чувствительность. В связи с этим, исследование влияния различных факторов на магнитные и магнитотранспортные свойства спиновых клапанов и разработка способов получения безгистерезисного изменения магнитосопротивления при отсутствии влияния анизотропии формы является актуальной научной и технологической задачей. На основе развитых подходов могут быть созданы спиновые клапаны с большим магнитосопротивлением в сочетании с малым гистерезисом и высокой чувствительностью, что представляет интерес для практических приложений.

Другим типом магнитных наноструктур являются металлические обменно-связанные сверхрешетки с эффектом гигантского магнитосопротивления (ГМС). Наличие в них осциллирующего с толщиной немагнитной прослойки межслойного обменного взаимодействия РККИ-типа обуславливает существование различных типов магнитного упорядочения: антиферромагнитного, неколлинеарного и ферромагнитного. С точки зрения магнетизма, антиферромагнитно упорядоченные сверхрешетки могут рассматриваться как искусственные антиферромагнетики с управляемым межслойным взаимодействием.

Исследованию эффектов анизотропии в обменно-связанных сверхрешетках уделялось незначительное внимание. Это связано с тем, что в сверхрешетках с высокими значениями ГМС используются ФМ слои толщиной в несколько нанометров. В слоях такой толщины кристаллографическая магнитная анизотропия проявляется слабо. При этом поля магнитного насыщения составляют величины в несколько килоэрстед или десятков килоэрстед, поэтому магнитная анизотропия может проявляться лишь в незначительной области магнитных полей по сравнению с полем насыщения, чему обычно не уделяют особого внимания. С другой стороны, ослабив межслойное взаимодействие путем выбора соответствующей толщины немагнитных прослоек и увеличив толщину ФМ слоев можно приготовить сверхрешетки с полями насыщения около 500 Э. В таких сверхрешетках с хорошо сформированной кристаллической структурой, приготовленных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, процессы перемагничивания будут в равной степени определяться межслойным обменным взаимодействием и особенностями магнитной анизотропии. Для них будет наблюдаться зависимость кривых намагничивания от направления приложения внешнего магнитного поля по отношению к осям анизотропии, а также будут проявляться выраженные эффекты, обусловленные наличием в ФМ слоях магнитной анизотропии 2-го или 4-го порядка.

Традиционной задачей синтеза и исследования обменно-связанных сверхрешеток является получение магниточувствительных наноматериалов с наибольшим магнитосопротивлением или эффективным сочетанием функциональных характеристик. Несмотря на накопленный 30-летний опыт в изучении ГМС сверхрешеток интерес к их исследованию сохраняется. Это обусловлено сочетанием свойств, представляющих интерес для их практического использования, а также относительной простоте изготовления как самих сверхрешеток, так и промышленных магнитных сенсоров на их основе. В задачах оптимизации магниторезистивных характеристик конкретных типов сверхрешеток важную роль играет материал буферного слоя. Использование буферного слоя на поверхности подложки способствует формированию особой кристаллической структуры в нем и в последующих слоях многослойной структуры, приводит к уменьшению шероховатости подложки и улучшению структуры интерфейсов. Особенности структуры слоев и интерфейсов, в свою очередь, влияют на магнитный порядок и магнитотранспортные свойства. При нахождении эффективного материала буферного слоя у сверхрешеток могут быть получены высокие значения магнитосопротивления в сочетании с малым гистерезисом и высокой чувствительностью, что представляет интерес для практического использования таких магниточувствительных материалов. В связи с этим задача по разработке эффективных способов оптимизации функциональных характеристик обменно-связанных сверхрешеток также является актуальной.

**Цель диссертационной работы:** Установление закономерностей поведения магнитных и магнитотранспортных свойств, связанных с наличием магнитной анизотропии в антиферромагнетиках и многослойных наноструктурах, разработка эффективных методов управления их анизотропией и гистерезисом и получение высокочувствительных материалов на основе эффекта гигантского магнитосопротивления.

**Задачи исследования:**

1. Исследовать магнитные и магнитотранспортные свойства монокристаллов слоистых антиферромагнетиков  $\text{FeGe}_2$  и  $\text{Fe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{Ge}_2$  и разработать теоретические модели для описания наблюдаемых экспериментальных данных.
2. С использованием методов молекулярно-лучевой эпитаксии и прецизионного магнетронного напыления разработать лабораторные технологии приготовления многослойных наноструктур с управляемой анизотропией.
3. Провести экспериментальные исследования кривых намагничивания и магнитосопротивления сверхрешеток Fe/Cr с различным типом магнитной анизотропии.

4. Изучить влияние различных типов магнитной анизотропии на магнитные и магнитотранспортные свойства металлических спиновых клапанов с сильным и слабым межслойным взаимодействием.

5. Исследовать особенности изменения структуры, гистерезиса, магнитотранспортных свойств трех типов сверхрешеток  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}$ ,  $\text{Ni}_{65}\text{Fe}_{15}\text{Co}_{20}/\text{Cu}$  и  $\text{Ni}_{76}\text{Fe}_{10}\text{Co}_{14}/\text{Cu}$  в зависимости от толщины и состава буферного слоя.

**Научная новизна работы** заключается в следующем.

1. Получены экспериментальные данные о кривых намагничивания и магнитосопротивления антиферромагнетиков  $\text{FeGe}_2$  и  $\text{Fe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{Ge}_2$ . Предложены теоретические модели, учитывающие изменение концентраций магнитных фаз в магнитном поле, хорошо описывающие полученные экспериментальные данные.

2. Впервые выращены сверхрешетки  $(210)[\text{Fe}/\text{Cr}]$  с выраженной одноосной магнитной анизотропией в плоскости слоев. Показано, что при направлении магнитного поля вдоль «легкой оси» наблюдается многоступенчатый характер полевых зависимостей намагниченности и магнитосопротивления, обусловленный множественными спин-флип переходами. Визуализирована доменная структура в отдельных слоях Fe сверхрешеток.

3. В металлических спиновых клапанах различных композиций установлены условия реализации безгистерезисного режима перемагничивания свободного слоя. Приготовлены спиновые клапаны, сочетающие малый гистерезис и высокую магниторезистивную чувствительность.

4. Показано, что субнанометровые изменения толщины буферного слоя Cr в сверхрешетках  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}$  приводят к многократному изменению ширины петли магнитного гистерезиса. Установлено, что исчезновение аксиальной текстуры  $\langle 111 \rangle$  в слоях сверхрешетки приводит к резкому усилению гистерезиса.

5. Установлено, что использование буферного слоя «пермаллой-хром» состава  $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$  приводит к повышению магнитосопротивления сверхрешеток  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}$ , а буферного слоя  $\text{Ta}/(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$  – к ослаблению гистерезиса и уменьшению поля магнитного насыщения в сверхрешетках  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}$ ,  $\text{Ni}_{65}\text{Fe}_{15}\text{Co}_{20}/\text{Cu}$  и  $\text{Ni}_{76}\text{Fe}_{10}\text{Co}_{14}/\text{Cu}$ .

6. Для оптимизированных сверхрешеток  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}$  получены рекордные для металлических сверхрешеток значения магнитосопротивления.

**Научная и практическая значимость работы** определяется разработанными теоретическими подходами для описания магнитных, гальваномагнитных свойств многоосных антиферромагнетиков, адекватно описывающих экспериментальные данные; полученными данными о малоизученных процессах послойного перемагничивания сверхрешеток

Fe/Cr, что является важными для физики магнитных явлений. Разработаны подходы для управления анизотропией и гистерезисом металлических спиновых клапанов и магнитных сверхрешеток. Эффективность разработанных подходов подтверждается приготовленными магниточувствительными наноструктурами с высокими характеристиками, превышающими достигнутый уровень в зарубежных аналогах. Магнитные наноструктуры с оптимизированными характеристиками, приготовленные в рамках ряда договоров с отечественными предприятиями радиоэлектронной промышленности, в настоящее время используются для разработки новых изделий магнитоэлектроники.

**Методология и методы исследования.** Выполненные исследования имеют комплексный характер. Они включают: построение ряда теоретических моделей, приготовление магнитных наноструктур методами молекулярно-лучевой эпитаксии и прецизионного магнетронного напыления, разработку технологии изготовления экспериментальных образцов и микрообъектов с использованием высоковакуумного и литографического оборудования, разработку методов исследования многослойных наноструктур, изготовление вспомогательного оборудования и измерительных установок, а также разработку специальных методов оптимизации функциональных характеристик магниточувствительных материалов и приготовление наноструктур с характеристиками, представляющими интерес для практических приложений.

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

1. В монокристаллах  $\text{FeGe}_2$  и  $\text{Fe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{Ge}_2$  в области температур существования коллинеарного антиферромагнитного порядка обнаружены нелинейные изменения намагниченности с магнитным полем, которые носят как обратимый, так и необратимый характер, связанный со смещениями доменных границ. Предложено теоретическое описание наблюдаемых закономерностей. Разработана теоретическая модель, хорошо описывающая полученные экспериментальные данные для продольного и поперечного магнитосопротивлений монокристалла  $\text{FeGe}_2$ . Показана возможность определения концентраций магнитных фаз из магниторезистивных данных.

2. В сверхрешетках  $(211)\text{MgO}/[\text{Fe}/\text{Cr}]$  с выраженной одноосной магнитной анизотропией в плоскости слоев обнаружен многоступенчатый характер полевых зависимостей намагниченности и магнитосопротивления, обусловленный множественными спин-флип переходами. Визуализирована доменная структура в различных слоях Fe. Показано, что вероятной причиной послойного перемагничивания такого рода сверхрешеток является изменение от слоя к слою упругих напряжений, обусловленных различием в параметрах решетки подложки и слоев сверхрешетки.

3. Для серии приготовленных спиновых клапанов установлена количественная зависимость ширины низкополевой петли гистерезиса от

угла рассеяния текстуры  $\langle 111 \rangle$ . Показано, что чем более совершенная текстура  $\langle 111 \rangle$  сформирована в спиновом клапане, тем меньше гистерезис перемагничивания свободного слоя.

4. Выявлены условия получения безгистерезисного перемагничивания свободного слоя в спиновых клапанах различных композиций. Предложен способ получения скрещенной конфигурации магнитной анизотропии с помощью спин-флоп состояния в синтетическом антиферромагнетике.

5. Установлено, что субнанометровые изменения толщины буферного слоя Cr в сверхрешетках  $\text{Cr}/[\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}]_n$  приводят к многократному изменению ширины петли магнитного гистерезиса. Показано, что исчезновение аксиальной текстуры  $\langle 111 \rangle$  в слоях сверхрешетки приводит к резкому усилению гистерезиса.

6. С помощью комплексного метода оптимизации функциональных характеристик при использовании буферного слоя  $\text{Ta}/(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$  приготовлены сверхрешетки  $\text{CoFe}/\text{Cu}$  с рекордной для всех типов обменно-связанных металлических сверхрешеток величиной магнитосопротивления – 81% при комнатной температуре.

**Личный вклад автора:** Основные результаты, изложенные в диссертации, получены автором в кооперации с сотрудниками лаборатории электрических явлений ИФМ УрО РАН. Часть результатов получена совместно с сотрудниками других лабораторий ИФМ УрО РАН и представителями институтов: ИФТТ РАН, ИФП РАН, Института Лауэ-Ланжевена (ILL, Гренобль). Личный вклад автора заключается в постановке цели и задач исследований, разработке экспериментальных методик, создании устройств и измерительных установок, участии в освоении технологии магнетронного напыления наноструктур, в проведении исследований структуры, магнитных и магниторезистивных свойств значительной части образцов, обработке экспериментальных данных и подготовке статей в соавторстве с коллегами. Теоретические расчеты проводились совместно с К.Б. Власовым, В.В. Устиновым и Н.Г. Бебениным. Исследования магнитных и гальваномагнитных свойств антиферромагнетиков – совместно с Р.И. Зайнуллиной. Нейтронные исследования сверхрешеток Fe/Cr – совместно с В.В. Лаутер-Пасюк. Рост сверхрешеток Fe/Cr на установке «Катунь-С» – совместно с Л.Н. Ромашевым. Визуализация доменной структуры – совместно с В.С. Горнаковым. Приготовление образцов методом магнетронного напыления – совместно с Л.И. Наумовой и В.В. Проглядо. Исследования микроструктуры методами просвечивающей электронной микроскопии выполнены Т.П. Кринициной. Изготовление микрообъектов методами литографии проведено сотрудниками ЦКП «Нанотехнологии спинтроники» в ИФМ УрО РАН.

**Степень достоверности результатов.** Представленные в работе экспериментальные исследования были проведены с использованием современных аттестованных приборов, апробированных методик и эталонных образцов. Полученные результаты не противоречат экспериментальным и теоретическим данным других исследователей, опубликованным в открытой печати.

**Апробация результатов.** Результаты, включенные в диссертацию, были представлены и обсуждены на: Euro-Asian Symposium «Trend in MAGnetism», EASTMag–2001, 2007, 2010), 2013, 2016; International Symposium on Metallic Multilayers –1998 (Vancouver), -2001 (Aachen), -2007 (Perth),-2013 (Kyoto); Moscow International Symposium on Magnetism (MISM) – 2002, 2005, 2008, 2011, 2014, 2017; Международной конференции «Новые магнитные материалы микроэлектроники» - 1996, 2002, 2004, 2006, 2009; Международной конференции по магнетизму (ISM) - 2003 (Рим), - 2006 (Kyoto), - 2012 (Busan); -2015 (Barselona); Международном симпозиуме «Нанозифика и нанозлектроника» - 2011, 2012, 2013, 2014, 2015, 2016, 2017; Международной конференции «Функциональные материалы» ICFM-2009; International Symposium “Nanostructures: Physics and Technology”–2011, 2014, 2105; 4-й Международной научно-технической конференции «Технологии микро- и нанозлектроники в микро- и наносистемной технике», 2014 (Москва).

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин», № 01201463330) в Институте физики металлов УрО РАН. При частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (мегагрант №14.Z50.31.0025, гранты, НШ.6172.2012.2, НШ-1540.2014.2); проектов РФФИ (№ 13-02-00749, № 16-02-00061), проекта Президиума УрО РАН “Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов”, проекта № 12-П-2-1051 «Технологический дизайн и физическая кинетика магнитных металлических и полупроводниковых наногетероструктур», проекта № 15-9-2-22 «Физические основы нанотехнологий латерально-ограниченных и туннельных магниторезистивных гетероструктур», и ряда других проектов и договоров.

**Основные результаты** опубликованы в 34 статьях. Из них в Перечень ВАК входят 33 статьи, опубликованные в рецензируемых журналах и индексируемых системой цитирования Web of Science. Список работ автора представлен в конце автореферата.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений, списка работ автора, списка использованной литературы. Общий объем диссертации составляет 256 страниц, включая 8 таблиц и 176 рисунков. Список литературы включает 236 наименований на 20 страницах.

**Соответствие диссертации паспорту специальности.** Содержание диссертации соответствует пункту 1 «Разработка теоретических моделей, объясняющих взаимосвязь магнитных свойств веществ с их электронной и атомной структурой, природу их магнитного состояния, характер атомной и доменной магнитных структур, изменение магнитного состояния и магнитных свойств под влиянием различных внешних воздействий, пункту 3 «Исследование изменений различных физических свойств вещества, связанных с изменением их магнитных состояний и магнитных свойств» и содержит исследования, относящиеся к пункту 5 «Разработка различных магнитных материалов, технологических приёмов, направленных на улучшение их характеристик, приборов и устройств, основанных на использовании магнитных явлений и материалов» паспорта специальности 01.04.11 – Физика магнитных явлений.

## КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во введении** обоснована актуальность темы, сформулированы цель и задачи исследования, изложена новизна и показана практическая значимость работы, отмечен личный вклад автора. Описаны основные защищаемые положения и описана структура диссертации.

**В первой главе** теоретически и экспериментально исследованы эффекты, обусловленные влиянием процессов смещения доменных границ на кривые намагничивания и магнитосопротивление антиферромагнетиков тетрагональной симметрии с двумя осями антиферромагнетизма в базисной плоскости. Приведены основные положения теоретического подхода, разработанного Кондорским, Брауном и другими для описания процессов намагничивания и обратимой восприимчивости ферромагнетиков, содержащих магнитные домены. Данный подход, использующий понятия концентраций магнитных фаз, был применен для описания кривых намагничивания, а также обратимой дифференциальной восприимчивости монокристаллов антиферромагнетиков  $\text{FeGe}_2$  и  $\text{Fe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{Ge}_2$ .

Соединение  $\text{FeGe}_2$  обладает металлической проводимостью. Согласно нейтронографическим данным, в  $\text{FeGe}_2$  наблюдаются два магнитных фазовых перехода: переход первого рода при температуре  $T_1 = 265$  К и переход второго рода при  $T_2 = 287$  К. Эти фазовые переходы определяют три температурных области с различными магнитными структурами. Выше  $T_1$  соединение  $\text{FeGe}_2$  является парамагнетиком (ПМ). В промежутке между  $T_1$  и  $T_2$  имеется геликоидальная структура (ГС). Ниже температуры  $T_1$   $\text{FeGe}_2$  обладает коллинеарной антиферромагнитной структурой с магнитными моментами атомов железа, лежащими в базисной плоскости (001). Магнитная ячейка относится к разряду примитивной тетрагональной. Анализ полученных магнитных данных показал, что в базисной плоскости имеется две взаимно перпендикулярные оси антиферромагнетизма, направленные вдоль  $[110]$  и  $[1\bar{1}0]$ .

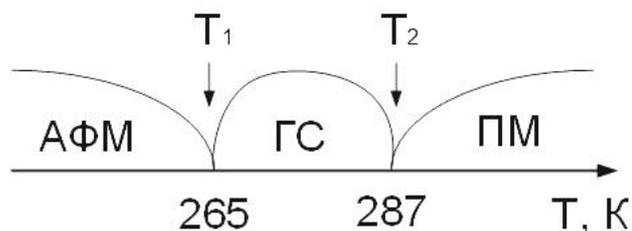


Рисунок 1. Температурные области существования различных типов магнитного упорядочения в  $\text{FeGe}_2$

В теории указанные направления векторов антиферромагнетизма получается при минимизации энергии кристаллографической магнитной анизотропии при  $K_4'' > 0$ , записанной в виде:

$$F_A = \frac{1}{2} K_2 \cos^2 \theta + \frac{1}{4} K_4' \cos^4 \theta + \frac{1}{4} K_4'' \sin^4 \theta \cdot \cos 4\varphi, \quad (1)$$

где  $\theta$  и  $\varphi$  азимутальный и полярный углы для вектора  $\mathbf{L}^0$  в системе координат, в которой ось  $Z$  направлена вдоль оси  $[001]$ , а ось  $X$  – параллельна оси  $[100]$ ;  $K_2, K_4', K_4''$  – константы кристаллографической магнитной анизотропии. Наличие двух осей антиферромагнетизма  $\mathbf{L}_1$  и  $\mathbf{L}_2$  показывает, что в общем случае в антиферромагнетике рассматриваемой симметрии могут существовать домены, разделенные как  $180^\circ$ , так и  $90^\circ$  доменными границами. Под действием внешнего магнитного поля в  $i$ -ом домене возникает намагниченность  $\mathbf{I}_i$ . Плотность энергии  $i$ -ого домена в магнитном поле  $\mathbf{H}$  записывается в виде:

$$(F_H)_i = -\mathbf{I}_i \cdot \mathbf{H}, \quad \mathbf{I}_i = \chi_i \cdot \mathbf{H}, \quad \chi_i = \chi_{\parallel} \cdot \cos^2 \psi_i + \chi_{\perp} \cdot \sin^2 \psi_i, \quad (2)$$

где  $\psi_i$  – угол между  $\mathbf{L}_i^0$  и  $\mathbf{H}$ ,  $\chi_{\parallel}$  и  $\chi_{\perp}$  – параллельная и перпендикулярная по отношению к  $\mathbf{H}$  восприимчивости. При приложении магнитного поля вдоль  $[100]$ , т.е. симметричном по отношению к осям антиферромагнетизма направлении, получено выражение для намагниченности (2), хорошо описывающее экспериментальные данные для монокристалла  $\text{FeGe}_2$ , что показано на рисунке 2. Важно отметить, что кривая намагничивания является обратимой.

$$I = \begin{cases} \frac{1}{2} \left[ \chi_{\perp} + \chi_{\parallel} + (\chi_{\perp} - \chi_{\parallel}) \left( \frac{H}{H_0} \right)^2 \right] \cdot H, & H \leq H_0, \\ \chi_{\perp} H, & H \geq H_0, \end{cases} \quad (2)$$

$$H_0^2 = \frac{2K_4''}{\chi_{\perp} - \chi_{\parallel}}. \quad (3)$$

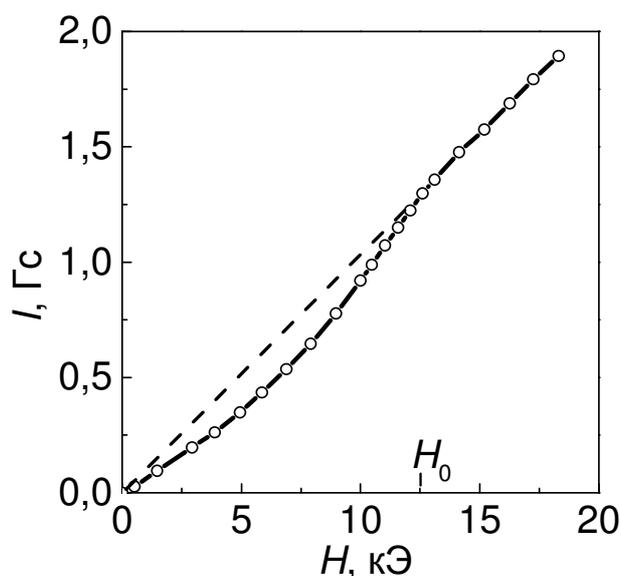


Рисунок 2. Кривая намагничивания  $\text{FeGe}_2$ , измеренная при  $\mathbf{H} \parallel [100]$  и  $T = 77$  К. Сплошная кривая – расчет на основе выражения (2),  $\circ$  – эксперимент.

При  $H \rightarrow 0$  восприимчивость равна  $\chi = (\chi_{\perp} + \chi_{\parallel})/2$ , а при  $H \geq H_0$ :  $\chi = \chi_{\perp}$ . Из этих двух условий определяются численные значения двух восприимчивостей  $\chi_{\parallel}$  и  $\chi_{\perp}$ . Из измеренных кривых намагничивания при различных температурах в области существования коллинеарного магнитного упорядочения были определены температурные зависимости:  $\chi_{\parallel}(T)$ ,  $\chi_{\perp}(T)$ ,  $H_0(T)$ .  $K_4''(T)$  рассчитана с использованием выражения (3).

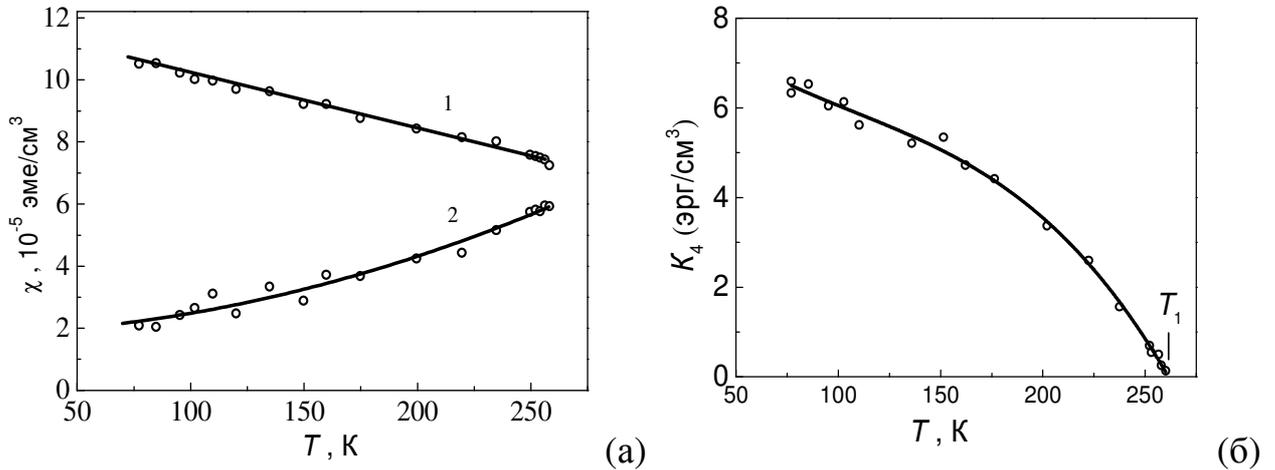


Рисунок 3. Температурные зависимости: (а) – перпендикулярной  $\chi_{\perp}$  (кривая 1), параллельной  $\chi_{\parallel}$  (кривая 2) восприимчивостей и (б) – константы анизотропии монокристалла  $\text{FeGe}_2$ .  $\mathbf{H} \parallel [100]$ .

При направлении магнитного поля в базисной плоскости вдоль одной из осей антиферромагнетизма ( $\mathbf{H} \parallel [110]$ ) два типа доменов в антиферромагнетике будут энергетически неэквивалентными. Для одного типа доменов энергия в магнитном поле будет определяться перпендикулярной восприимчивостью  $F_1 = -\chi_{\perp} H^2$ , в то время как для второго типа доменов – параллельной восприимчивостью  $F_2 = -\chi_{\parallel} H^2$ . В виду того, что  $\chi_{\perp} > \chi_{\parallel}$ , домены, характеризуемые  $\chi_{\perp}$ , являются энергетически более выгодными. В магнитном поле на доменные границы будет оказываться давление, приводящее к их смещению.

В результате энергетически более выгодные домены, характеризуемые  $\chi_{\perp}$ , будут поглощать домены, характеризуемые  $\chi_{\parallel}$ . Изменение концентраций магнитных фаз в магнитном поле будет проявляться в нелинейном изменении намагниченности. Из-за существования необратимых процессов смещения доменных границ на кривых намагничивания должен проявляться гистерезис, что и было обнаружено в  $\text{FeGe}_2$  (рисунок 4).

По аналогии с теоретическим подходом, развитым ранее для ферромагнетиков, в случае антиферромагнетиков рассматриваемой симметрии в работе получены выражения (4) для зависимости концентраций магнитных фаз  $n_{\parallel}$  и  $n_{\perp}$  от напряженности магнитного поля:

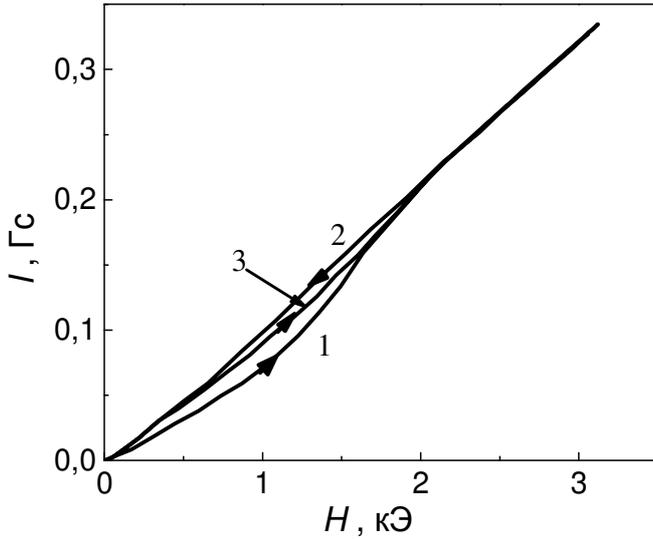


Рисунок 4. Кривые намагничивания FeGe<sub>2</sub> для случая  $\mathbf{H} \parallel [110]$ , измеренные при  $T=77$  К. 1 — девственная кривая намагничивания, 2 и 3 — нисходящая и восходящая ветви петли гистерезиса

$$n_{\parallel} = \frac{1}{1 + \exp\left[\left(\frac{H}{H^*}\right)^2 - a\right]}, \quad n_{\perp} = \frac{1}{1 + \exp\left[-\left[\left(\frac{H}{H^*}\right)^2 - a\right]\right]}, \quad n_{\parallel} + n_{\perp} = 1, \quad (4)$$

Поле  $H^*$  зависит от различных типов магнитных и структурных неоднородностей в кристалле. Выражение для полевой зависимости обратимой дифференциальной восприимчивости  $\chi^{ob}$  получено из выражения (5) для результирующей «обратимой намагниченности»:

$$I^{ob}(H) = n_{\perp}(H) \cdot I_{\perp} + n_{\parallel}(H) \cdot I_{\parallel} \quad (5)$$

$$\chi^{ob} = \frac{(\chi_{\perp} - \chi_{\parallel}) \left(\frac{H}{H^*}\right)^2}{1 + \cosh\left[\left(\frac{H}{H^*}\right) - a\right]} + \frac{\chi_{\perp}}{1 + \exp\left[-\left[\left(\frac{H}{H^*}\right)^2 - a\right]\right]} + \frac{\chi_{\parallel}}{1 + \exp\left[\left(\frac{H}{H^*}\right)^2 - a\right]}. \quad (6)$$

При  $H \rightarrow 0$  получено выражение для зависимости величины ( $a$ ) от начальной восприимчивости  $\chi^{ob}(0)$ :

$$a = \ln \frac{\chi_{\perp} - \chi^{ob}(0)}{\chi^{ob}(0) - \chi_{\parallel}}. \quad (7)$$

Сравнение теории и эксперимента проведено для полевой зависимости обратимой восприимчивости, измеренной для FeGe<sub>2</sub> – рисунок 5. Видно, что выражение (6) описывает экспериментальные данные лишь качественно (кривая 1). Однако если экспериментально определить изменение начальной восприимчивости от напряженности прилагаемого поля после его уменьшения до нуля и учесть полученную зависимость  $a(H)$ , то наблюдается и количественное согласие теории и эксперимента (кривая 2).

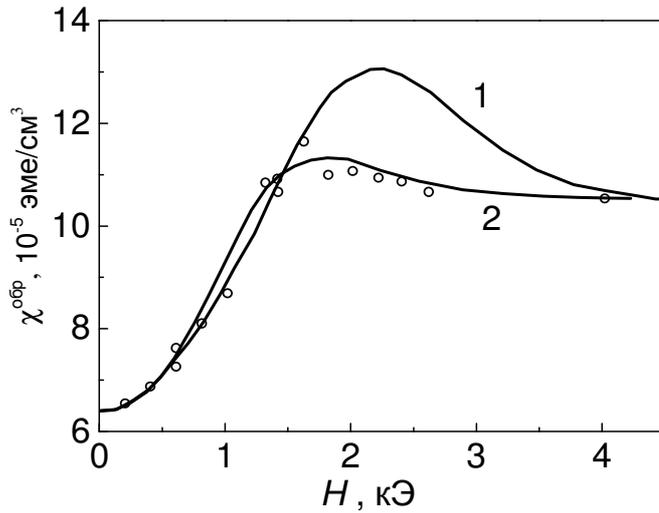


Рисунок 5. Зависимость  $\chi^{об}(H)$  на девственной кривой намагничивания  $FeGe_2$  при  $H \parallel [110]$ ,  $T = 77$  К. Сплошные кривые – расчет на основе (6), о – эксперимент. 1 – при  $a = const.$ , 2 – с учетом зависимости  $a(H)$ .

На основе анализа экспериментальных данных для обратимой и необратимой восприимчивости соединения  $FeGe_2$  в работе сделан вывод о том, что исходная доменная структура в нем определяется внутренними напряжениями, а процессы смещения границ обусловлены неоднородностями внутренних упругих напряжений. Этот вывод подтверждается, в частности, результатами исследования обратимой восприимчивости для монокристалла с добавками кобальта  $Fe_{0.95}Co_{0.05}Ge_2$ , в котором существуют более сильные внутренние упругие напряжения, чем в  $FeGe_2$ . При концентрации кобальта свыше 5% из-за высоких внутренних напряжений монокристаллы  $Fe_{1-x}Co_xGe_2$  не растут и образуются только поликристаллы. Характерное поле  $H^*$ , вблизи которого процессы смещения доменных границ протекают наиболее интенсивно, определяются, в частности, упругими напряжениями. Величина  $H^*$  для монокристалла  $Fe_{0.95}Co_{0.05}Ge_2$  оказалась в 2.5 раза больше значения для  $FeGe_2$ .

Изменение концентраций магнитных фаз в магнитном поле влияет также и на гальваномагнитные свойства антиферромагнетиков. На основе рассмотрения простейшего случая двух соседствующих доменов показано, что при параллельном и последовательном соединении их сопротивлений результирующее сопротивление описывается единым выражением, которое остается справедливым и для случая многодоменного образца с двумя типами доменов:

$$\rho = \rho^0 + n_1 \Delta\rho_1 + n_2 \Delta\rho_2, \quad (8)$$

где  $\rho^0$  – сопротивление, не связанное с магнитным порядком,  $n_1$  и  $n_2$  – концентрации двух магнитных фаз,  $\Delta\rho_1$  и  $\Delta\rho_2$  – добавки к сопротивлению, обусловленные магнитным упорядочением внутри доменов и внешним магнитным полем. Для расчетов добавок  $\Delta\rho_1$  и  $\Delta\rho_2$  использован подход Турова-Шаврова, основанный на разложении тензора удельного электросопротивления в ряд по возрастающим степеням компонент векторов  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{I}$ ,  $\mathbf{L}$ :

$$\Delta\rho_{ik} = \alpha_{ikmn}^{BB} B_m B_n + \alpha_{ikmn}^{II} I_m I_n + \alpha_{ikmn}^{LL} L_m L_n + \alpha_{ikmn}^{BI} B_m I_n + \alpha_{ikmn}^{BL} B_m L_n + \alpha_{ikmn}^{IL} I_m L_n, \quad (9)$$

где  $R_{ikm}$  и  $\alpha_{ikmn}$  представляют собой материальные кинетические постоянные. В случае антиферромагнетиков вектор индукции  $\mathbf{B}$  можно заменить на вектор  $\mathbf{H}$ .

Для антиферромагнетиков тетрагональной симметрии с двумя взаимно перпендикулярными осями антиферромагнетизма в плоскости (100) в работе получены выражения для продольного и поперечного магнитосопротивлений  $(\Delta\rho/\rho_0)_{\ell,t}$ , учитывающие изменение концентраций магнитных фаз в магнитном поле. Ниже приведены результаты расчетов для продольного магнитосопротивления:

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)_{\ell} = \frac{1}{\rho_0} (B_1^{\ell} n_1^{\ell} + B_2^{\ell} n_2^{\ell}) H_x^2 + (A_{\ell} - A_t) [n_2(0) - n_2^{\ell}], \quad (10)$$

$$B_1^{\ell} = \alpha_{1111}^{HI} \chi_{\perp} + (\alpha_{1111}^{II} - \alpha_{1122}^{LL}) \chi_{\perp}^2; \quad B_2^{\ell} = \alpha_{1111}^{HI} \chi_{\parallel} + \alpha_{1111}^{II} \chi_{\parallel}^2, \quad (11)$$

$$n_2^{\ell} = \frac{1}{1 + \exp\left\{\left(\frac{H}{H^*}\right)^2 + a^{\ell}\right\}}, \quad n_1^{\ell} = 1 - n_2^{\ell}, \quad (12)$$

$n_1(0)$  и  $n_2(0)$  – исходные концентрации магнитных фаз при  $H = 0$ . Величины  $A_{\ell}$  и  $A_t$  являются экстраполированными из больших полей значениями сопротивления на поле  $H = 0$ , согласно рисунку 6.

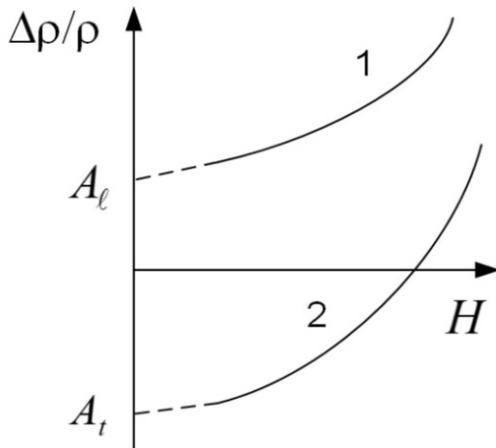


Рисунок 6. Схематичные графики для продольного (1) и поперечного (2) магнитосопротивлений при  $H \gg H^*$ , когда закончены процессы смещения доменных границ и реализуется однодоменное состояние.

Из теории, в частности, следует, что концентрации магнитных фаз можно определить из магниторезистивных данных по значениям  $A_{\ell}$  и  $A_t$ :

$$n_1(0) = \frac{A_t}{A_t - A_{\ell}}, \quad n_2(0) = \frac{A_{\ell}}{A_{\ell} - A_t}. \quad (16)$$

Полученные выражения (10–12) и аналогичные выражения для поперечного магнитосопротивления хорошо описывают экспериментальные данные для  $\text{FeGe}_2$ , измеренные как на девственной кривой намагничивания, так и на нисходящей ветви петли гистерезиса (рисунок 7).

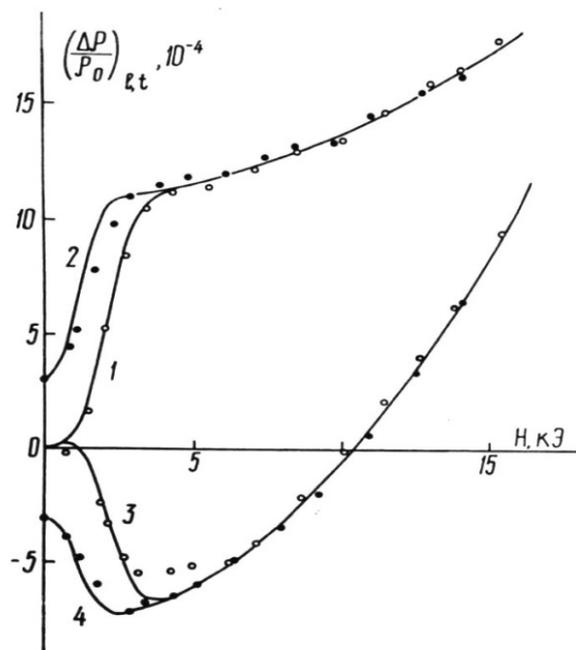


Рисунок 7. Зависимости от напряженности магнитного поля продольного  $(\Delta\rho/\rho_0)_l$  (кривые 1,2) и поперечного в плоскости антиферромагнетизма  $(\Delta\rho/\rho_0)_t$  (кривые 3,4) магнитосопротивлений FeGe<sub>2</sub> измеренные при T=106 К. Кривые 1 и 3 соответствуют девственной кривой намагничивания, кривые 2,4 – нисходящей ветви петли гистерезиса. Сплошные кривые 1, 2 – расчет, точки – эксперимент.

Показано, что при учете температурных зависимостей  $\chi_{\parallel}$  и  $\chi_{\perp}$  (рисунок 3-а) полученные теоретические выражения хорошо описывают также экспериментальные кривые магнитосопротивления FeGe<sub>2</sub>, измеренные при различных температурах в интервале (86–230) К (рис. 8). Установлено, что входящие в формулы кинетические коэффициенты  $\alpha_1^{BM}$ ,  $\alpha_2^{BM}$ ,  $\alpha_1^{MM}$  и  $\alpha_2^{MM}$  в пределах погрешностей измерений не зависят от температуры.

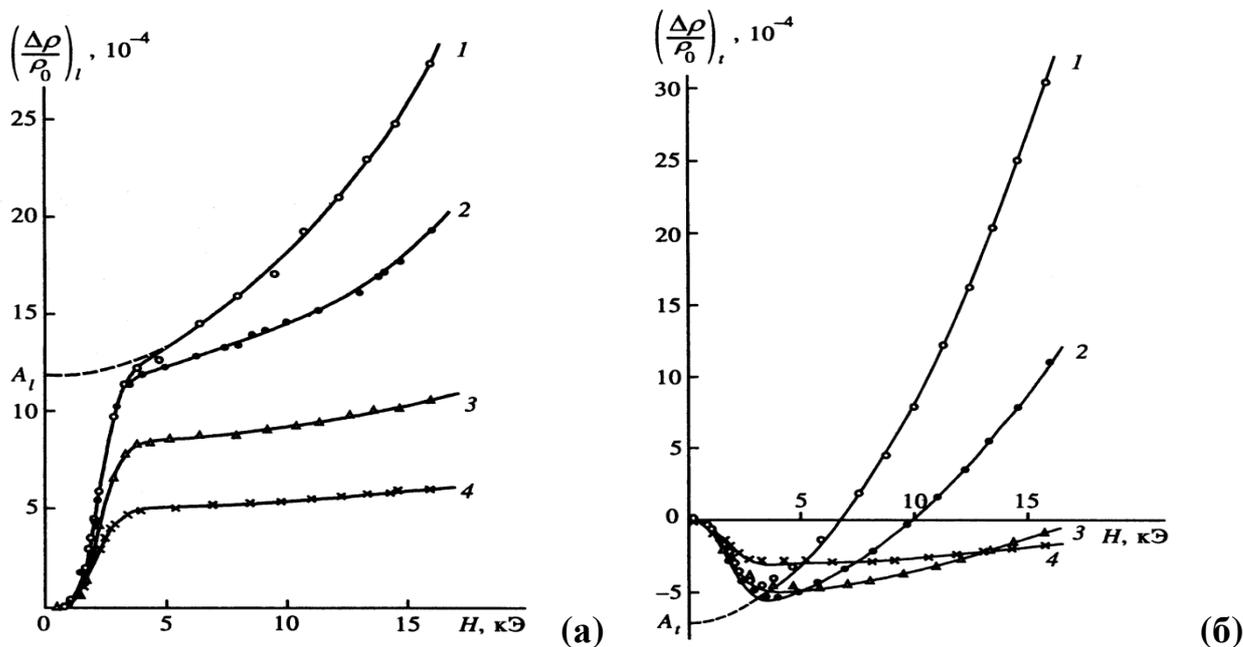


Рисунок 8. Зависимости от магнитного поля продольного (а) и поперечного (б) магнитосопротивлений FeGe<sub>2</sub>, измеренные при температурах: 1 – 86; 2 – 106; 3 – 135; 4 – 150; 5 – 195 К. Сплошные кривые – расчет, точки – эксперимент.

**Вторая глава** посвящена исследованиям эффектов анизотропии в обменно-связанных сверхрешетках. В начале главы приведен краткий литературный обзор по результатам исследований магнитных металлических сверхрешеток, обладающих гигантским магнитосопротивлением (ГМС). Внимание уделено разработанным моделям и подходам, используемым для описания магнитных и магниторезистивных свойств обменно-связанных сверхрешеток. Из обзора литературных данных, в частности, следует, что изучению эффектов, связанных с наличием магнитной анизотропии в плоскости слоев сверхрешеток, уделялось незначительное внимание. Это связано с тем, что оптимизированные сверхрешетки с большими значениями магнитосопротивления содержат ферромагнитные слои толщиной всего несколько нанометров. Кристаллическая структура в таких тонких слоях еще полностью не сформирована. Энергия магнитной анизотропии плоскости слоев для тонких ФМ слоев является малой в сравнении с энергией межслойного обменного взаимодействия, и, как правило, не учитывается при описании магнитных и магнитотранспортных свойств. Для изучения таких эффектов необходимо использовать сверхрешетки с более толстыми ФМ слоями и сформированной кристаллической структурой. Такие сверхрешетки могут быть выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

В работе для роста сверхрешеток Fe/Cr была использована модернизирована установка молекулярно-лучевой эпитаксии «Катунь-С». Для исследования магнитных характеристик сверхрешеток и особенностей анизотропии в плоскости слоев использовался автоматизированный вибрационный магнитометр АВМ-1 собственного изготовления. Краткое описание магнитометра приведено в диссертации. Исследование качества слоистой структуры сверхрешеток выполнено методом рентгеновской рефлектометрии с использованием модернизированного дифрактометра ДРОН-3М, оптимизированного для проведения измерений в малых углах. Из количественной обработки рентгеновских рефлектограмм, полученных для сверхрешеток Fe/Cr, приготовленных при различной температуре подложки, в частности, было установлено, что оптимальным интервалом температур их роста является  $T = (140-180) \text{ }^\circ\text{C}$ . В сверхрешетках, выращенных при таких температурах, наблюдается минимальная шероховатость интерфейсов и максимальное магнитосопротивление.

Показано, что при использовании монокристаллических подложек MgO и толстых  $(60-90)\text{\AA}$  слоев Fe у сверхрешеток проявляется двухосная анизотропия в плоскости слоев с направлением легких осей вдоль направлений  $[110]$  и  $[1\bar{1}0]$ . При этом наблюдается смена эффективных легких осей при изменении внешнего поля – рисунок 12. Важным условием наблюдения такого рода эффектов является также наличие слабого межслойного обменного взаимодействия. Для этих целей толщина слоев Cr была выбрана не оптимальной  $(9-10)\text{\AA}$ , соответствующей первому антиферромагнитному максимуму обменного взаимодействия, а выбрано значение  $t_{\text{Cr}} = 14\text{\AA}$ .

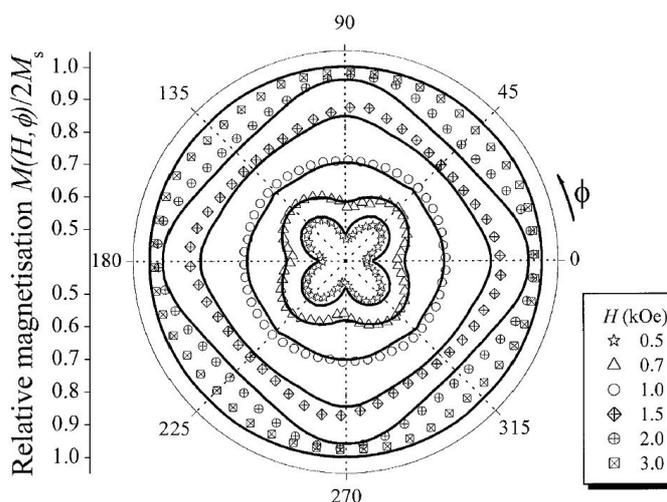


Рисунок 12. Полярные диаграммы нормированной намагниченности сверхрешетки  $(100)\text{MgO}/[\text{Cr}(14\text{\AA})/\text{Fe}(70\text{\AA})]_{12}$ , измеренные при различных напряженностях магнитного поля

При увеличении толщины слоев Fe до  $88\text{\AA}$  на кривых намагничивания проявляются нелинейные искажения, указывающие на наличие неоднородных процессов намагничивания, обусловленных плоскостной анизотропией – рисунок 13, кривая 1.

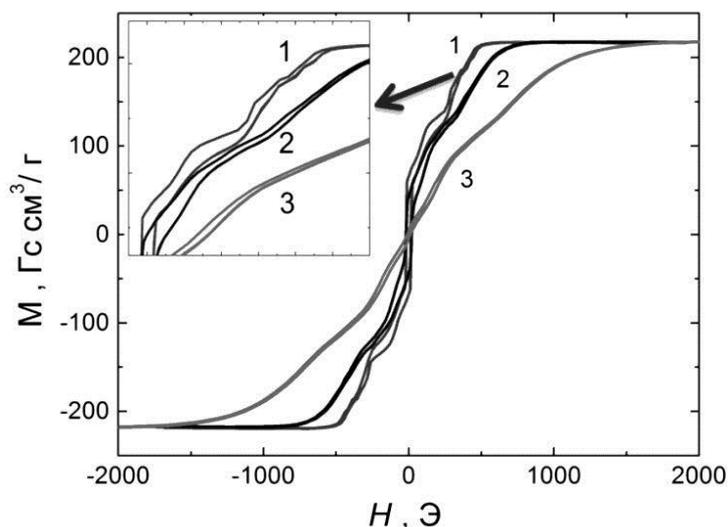


Рисунок 13. Петли магнитного гистерезиса для трех сверхрешеток Fe/Cr. Магнитное поле направлено в плоскости слоев вдоль оси легкого намагничивания:  $\mathbf{H} \parallel [100]\text{Fe} \parallel [110]\text{MgO}$ .  
 (1)–  $(100)\text{MgO}/\text{Cr}(95\text{\AA})/[\text{Fe}(88\text{\AA})/\text{Cr}(14.3\text{\AA})]_{12}$ ,  
 (2) –  $(100)\text{MgO}/\text{Cr}(95\text{\AA})/[\text{Fe}(87\text{\AA})/\text{Cr}(14.0\text{\AA})]_{12}$ ,  
 (3) –  $(100)\text{MgO}/\text{Cr}(95\text{\AA})/[\text{Fe}(82\text{\AA})/\text{Cr}(13.4\text{\AA})]_{12}$ .

Влияние магнитной анизотропии на кривые намагничивания становится еще более выраженным при формировании в плоскости слоев одноосную анизотропию. Для этих целей были использованы особые подложки MgO с плоскостью среза  $[112]$ , на которых формируются слои Fe и Cr с плоскостью  $(210)$  и эпитаксиальным соотношением  $[110]\text{MgO} \parallel [001]\text{Fe/Cr}$  (рисунок 14):

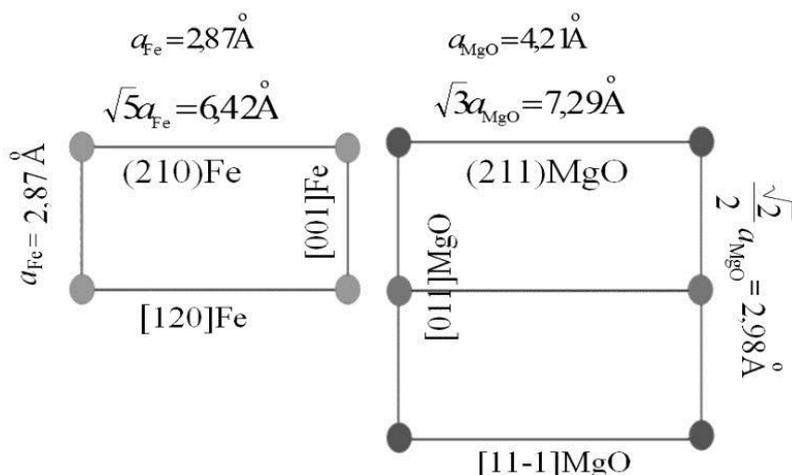


Рисунок 14. Соотношение параметров кристаллической решетки Fe для плоскости (210) и MgO для плоскости (211).

Методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках (211)MgO была выращена серия сверхрешеток Fe/Cr, в которых проявляются необычные многоступенчатые кривые намагничивания. На рисунке 15(а, б) показаны кривые намагничивания и магнитосопротивление, измеренные вдоль осей легкого и трудного намагничивания в плоскости слоев. Видно, что при намагничивании вдоль «легкой оси» наблюдается серия выраженных ступенчатых аномалий, в то время как при намагничивании вдоль «трудной оси» наблюдается петля гистерезиса в области слабых магнитных полей и плавное изменение намагниченности вплоть до намагниченности насыщения.

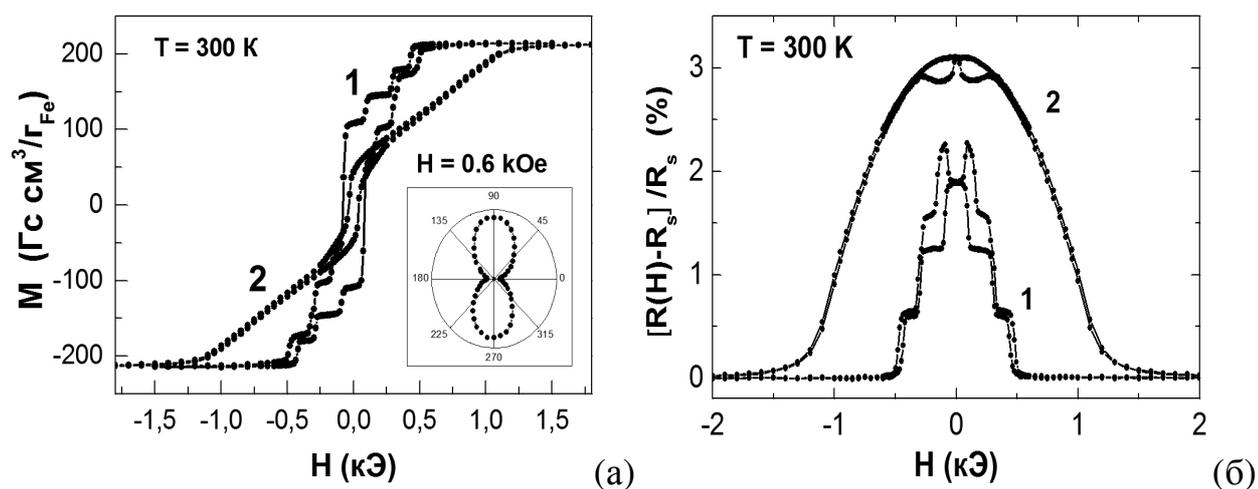


Рисунок 15. Петли магнитного гистерезиса и магнитосопротивление образца (211)MgO/Cr(80Å)/[Fe(85Å)/Cr(13.6Å)]<sub>12</sub>. Магнитное поле приложено в плоскости слоев вдоль легкой оси (1) и вдоль трудной оси (2). На вставке показана полярная диаграмма намагниченности для  $H = 600$  Э.

Наблюдаемое ступенчатое изменение намагниченности связано с послойным перемагничиванием сверхрешетки, когда происходит последовательное перемагничивание слоев Fe. Это отчетливо прослеживается на графиках, представленных в нормированном виде.

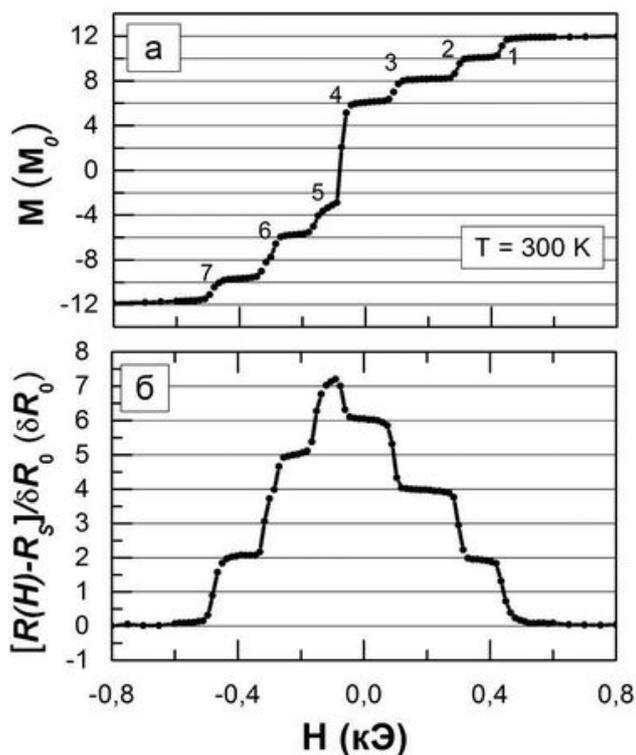


Рисунок 16. Нисходящая ветвь петли магнитного гистерезиса (а) и соответствующая ей кривая магнитосопротивления образца. Намагниченность выражена единицах магнитного момента  $M_0$  единичного слоя Fe(85Å). Магнитосопротивление  $\Delta R(H)/\delta R_0 = [R(H)-R_s]/\delta R_0$  представлено в единицах  $\delta R_0$ , где  $\delta R_0$  – изменение магнитосопротивления сверхрешетки, обусловленное перемагничиванием верхнего или нижнего слоя Fe. При перемагничивании внутреннего слоя Fe изменение сопротивления будет  $2\delta R_0$ .

Видно, что общая намагниченность сверхрешетки изменяется дискретно с шагом в  $\Delta M = 2M_0$  во всем интервале изменения магнитного поля, за исключением области слабых магнитных полей. Это означает, при изменении магнитного поля от положительного до отрицательного поля магнитного насыщения сверхрешетка проходит через ряд коллинеарных магнитных состояний, соответствующих последовательности изменения общей намагниченности:  $12M_0 \rightarrow 10M_0 \rightarrow 8M_0 \rightarrow 6M_0 \rightarrow -3M_0 \rightarrow -6M_0 \rightarrow -10M_0 \rightarrow -12M_0$ . Переход между ближайшими коллинеарными состояниями можно трактовать как магнитный спин-флип переход.

Дискретное изменение общей намагниченности сверхрешетки указывает на то, что: 1) слои Fe в сверхрешетке имеют одинаковую толщину; 2) в процесс спин-флоп перехода вовлечен весь объем слоев Fe; 3) в магнитных полях, соответствующих коллинеарным состояниям – плато на кривой  $M(H)$ , нет разбиения магнитных слоев на домены с различной ориентацией намагниченности, т.е. во всех слоях Fe реализуется однодоменное магнитное состояние. С другой стороны, на наклонных участках кривой  $M(H)$  разбиение на домены одного конкретного слоя Fe обязательно должно происходить. Это связано с тем, что поле анизотропии для данных образцов составляет величину около  $H_a = 400$  Э. Если перемагничивание слоя Fe происходило бы с помощью процессов вращения намагниченности слоя, то для преодоления энергетического барьера вдоль

трудной оси необходимо было бы приложить магнитное поле, сравнимое с  $H_a$ . С другой стороны, для полного перемагничивания одного слоя Fe достаточно изменить магнитное поле на величину  $\Delta H \approx 20$  Э.

Исследования процессов перемагничивания показывают, что каждый спин-флип переход является переходом первого рода, сопровождаемым необратимыми процессами смещения доменных границ и гистерезисом. На рисунке 17 показаны частные петли гистерезиса, измеренные вблизи полей спин-флип переходов. Типичная ширина плато между двумя последовательными переходами составила  $\Delta H = 200\text{--}300$  Э.

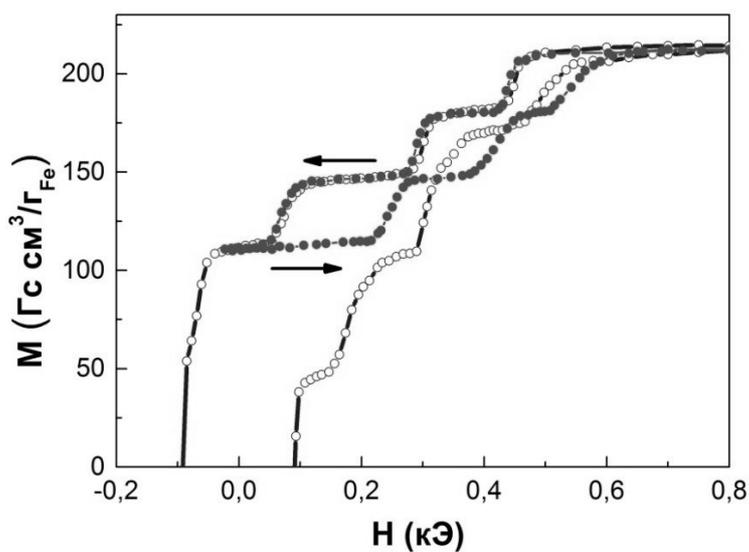


Рисунок 17. Полная петля гистерезиса (пустые символы) и частные петли гистерезиса (заполненные символы) для сверхрешетки  $(211)\text{MgO}/\text{Cr}(80\text{\AA})/[\text{Fe}(85\text{\AA})/\text{Cr}(13.6\text{\AA})]_{12}$ .

Чередование однодоменного состояния во всех слоях Fe сверхрешетки и перемагничивание отдельных слоев в полях, соответствующих наклонным участкам кривой  $M(H)$  создает возможность для визуализации доменной структуры в отдельных внутренних слоях Fe. Для этой цели был задействован магнитооптический метод с использованием высокочувствительной индикаторной пленки иттриево-железистого граната  $(\text{YBiGd})_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$  толщиной  $1 \div 5$  мкм, помещенной непосредственно на поверхность образца. В отсутствие внешних полей магнитный момент индикатора ориентирован в плоскости пленки. Под действием нормальной компоненты локальных полей рассеяния, создаваемых доменными границами в образце намагниченность гранатовой пленки отклоняется из плоскости, обуславливая, благодаря большой величине эффекта Фарадея в этой пленке, соответствующее вращение плоскости поляризации света, проходящего сквозь нее [2, 3].

Для визуализации доменной структуры была приготовлена отдельная сверхрешетка с 12-ю парами слоев Fe и Cr:  $(211)\text{MgO}/\text{Cr}(80\text{\AA})/[\text{Fe}(85\text{\AA})/\text{Cr}(13.4\text{\AA})]_{12}$ . Измерение кривой перемагничивания данной сверхрешетки доказали наличие набора ступенчатых аномалий (рисунок 18). По сравнению с предыдущим образцом (рисунок 15) поле магнитного насыщения у данной сверхрешетки больше на величину около 200 Э, что

указывает на более сильное межслойное обменное взаимодействие. Форма данной кривой и набор ступенек также отличается. Однако на рисунке 18 также видны горизонтальные участки, соответствующие коллинеарным состояниям.

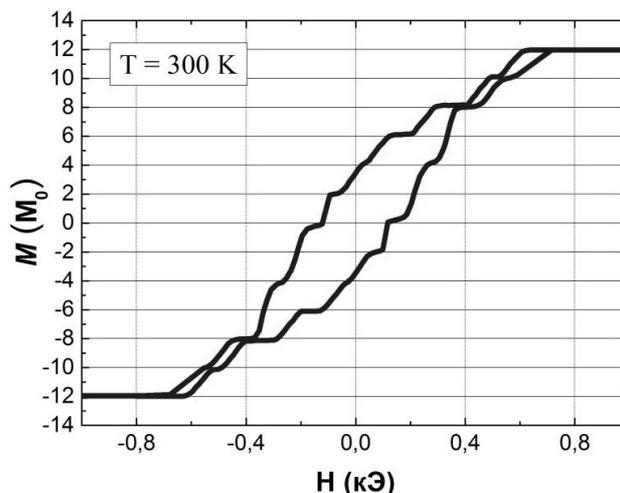


Рисунок 18. Петля перемагничивания образца  $(211)\text{MgO}/\text{Cr}(80\text{\AA})/[\text{Fe}(85\text{\AA})/\text{Cr}(13.4\text{\AA})]_{12}$ .

На поверхность данной сверхрешетки была нанесена индикаторная пленка, были проведены эксперименты по визуализации полей рассеяния, вызванные появлением доменной структуры в отдельных слоях Fe и проведен компьютерный анализ контраста изображений. Ниже на серии картинок (рисунок 19), полученных в различных магнитных полях в соответствии с кривой перемагничивания, представлены результаты визуализации.

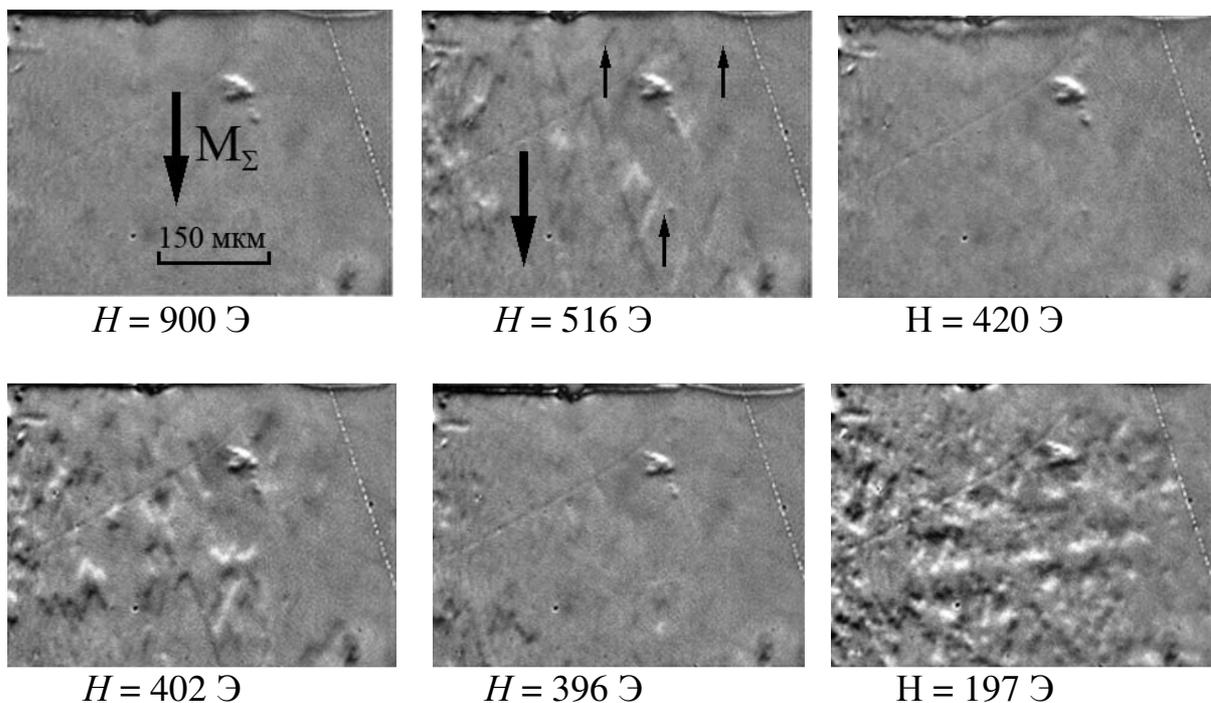


Рисунок 19. Магнитооптические изображения магнитных полей рассеяния.

На первой картинке обозначено направление суммарной намагниченности сверхрешетки в состоянии насыщения, на второй показано появление доменов с противоположным направлением намагниченности, обусловленное первым спин-флип переходом. Из показанных изображений видно, что при изменении магнитного поля наблюдается смена однородного изображения на картинке с доменной структурой. Также видно, что доменная структура различна в различных слоях Fe. Проведенный компьютерный сравнительный анализ контраста визуализированных доменных границ позволил частично установить последовательность перемагничивания слоев Fe в данной сверхрешетке. Оказалось, что при изменении напряженности магнитного поля от положительного до отрицательного поля насыщения слои последовательно перемагничиваются Fe в следующем порядке:  $n = 2, 4, 6, \dots, 5, 3, 1$ , где нумерация слоев Fe начинается со стороны подложки. Таким образом, при уменьшении магнитного поля первым перемагничивается второй от подложки слой Fe, потом 4-й, потом 6-й. При смене знака поля и увеличении напряженности магнитного поля противоположного направления последним перемагничивается ближайший к подложке слой Fe. На основе полученной информации был сделан вывод о том, что различие полей перемагничивания для различных слоев Fe может быть обусловлено изменением от слоя к слою вдоль нормали к поверхности упругих напряжений. Такие напряжения обусловлены большим рассогласованием параметров решеток Fe и MgO, которое для направлений  $[210]\text{Fe/Cr}$  и  $[11\bar{1}]\text{MgO}$  составляет 12%.

В работе были проведены исследования влияния отжига на магнитные и магниторезистивные свойства сверхрешеток с множественными спин-флип переходами. В частности, было обнаружено, что наибольшую устойчивость к отжигу демонстрируют 1-й и 2-й слои, т.е. ближайшие к подложке слои Fe, в которых упругие напряжения, индуцируемые подложкой  $(211)\text{MgO}$ , должны быть наибольшими. Данный результат косвенно подтверждает сделанное предположение о важной роли упругих напряжений и их неравномерного распределения в сверхрешетке от слоя к слою, что обуславливает появление множественных спин-флип переходов, протекающих в различных по напряженности магнитных полях.

**В третьей главе** приведены результаты экспериментальных исследований металлических спиновых клапанов различных композиций. Основное внимание уделено вопросам уменьшения низкополевого гистерезиса и исследованиям факторов, необходимых для получения безгистерезисного изменения магнитосопротивления спинового клапана и высокой магниторезистивной чувствительности. Безгистерезисное изменение магнитосопротивления отражает однозначную зависимость сопротивления от напряженности магнитного поля, что может быть использовано в аналоговых (измерительных) магниточувствительных сенсорах и других устройствах.

В начале главы приведен краткий литературный обзор и даны необходимые определения исследуемых характеристик. Указано, в частности, что при традиционном способе уменьшения гистерезиса за счет использования анизотропии формы в микрообъектах, изготовленных из спиновых клапанов, чувствительность уменьшается в десятки раз. В связи с этим, актуальной задачей является исследование различных факторов, влияющих на гистерезис в спиновых клапанах различных композиций, и получение безгистерезисного режима перемагничивания свободного слоя, сочетающегося с высокими значениями магнитосопротивления и чувствительности.

В обзоре перечислены типы анизотропии, оказывающие существенное влияние на процессы перемагничивания ферромагнитных слоев. Кратко обсуждены результаты выполненных ранее компьютерных расчетов с использованием модели Стонера-Вольфарта, на основе которых были построены фазовые диаграммы, определяющие области значений параметров спинового клапана, при которых реализуется гистерезисные и безгистерезисные моды перемагничивания [4, 5]. Важную роль при этом играет взаимное расположение оси легкого намагничивания в свободном слое и оси однонаправленной анизотропии (ООА) в закрепленном слое, соседнего с антиферромагнетиком. Взаимное расположение двух указанных осей составляет конфигурацию магнитной анизотропии спинового клапана.

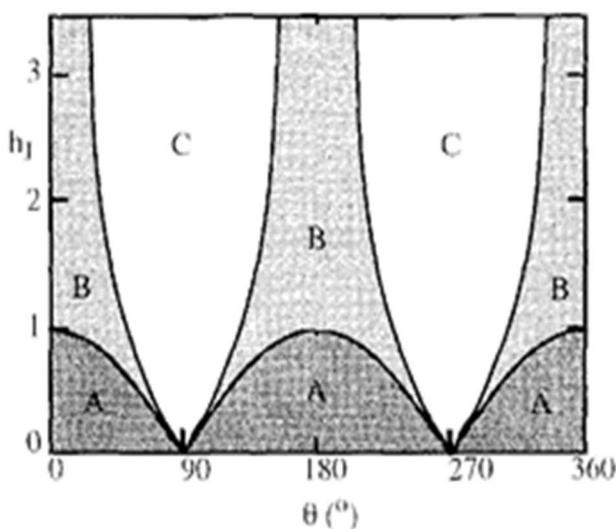


Рисунок 20. Магнитная фазовая диаграмма, определяющая области реализации мод перемагничивания А, В и С для случая созданных в спиновом клапане параллельной конфигураций магнитной анизотропии. Мода С относится к безгистерезисному процессу когерентного вращения намагниченности свободного слоя.

По оси ординат отложены значения отношения  $h_j = H_j / H_A$ , где поле  $H_j$  характеризует межслойное взаимодействие и определяется по сдвигу петли гистерезиса свободного слоя,  $H_A$  – поле одноосной анизотропии в свободном слое. По оси абсцисс отложены величины угла  $\theta$  между магнитным полем и ООА. Данная диаграмма указывает на один из способов создания безгистерезисных спиновых клапанов. Однако, в реальных спиновых клапанах, в которых каждый из слоев многослойной структуры играет свою функциональную роль, получение малого гистерезиса в сочетании с высокой чувствительностью и большой величиной магнитосопротивления, является

довольно сложной научной и технологической задачей. Варианты решения данной задачи для нескольких типов спиновых клапанов описаны в диссертационной работе.

Спиновые клапаны были приготовлены методом магнетронного напыления на высоковакуумной установке MPS-4000-C6 (ULVAC), имеющей 6 магнетронов на постоянном токе для распыления мишеней различных металлов. В таблице 1 приведены значения скоростей напыления для ряда использованных материалов.

Таблица 1. Скорости напыления для некоторых металлов и сплавов.

Материал мишени	Cu	Ta	Fe <sub>50</sub> Mn <sub>50</sub>	Mn <sub>75</sub> Ir <sub>25</sub>	Co <sub>90</sub> Fe <sub>10</sub>	Co <sub>20</sub> Fe <sub>15</sub> Ni <sub>65</sub>	Fe <sub>20</sub> Ni <sub>80</sub>
Скорость напыления Å/мин	65.0	24.4	34.6	32.9	27.0	32.9	31.4

Гистерезис перемагничивания свободного слоя определяется, в частности, внутренней кристаллографической магнитной анизотропией. Известно, что для ферромагнетика с ГЦК структурой минимальная анизотропия проявляется в плоскости (111). В связи с этим в подобных исследованиях особую роль уделяют изучению текстуры <111>.

Одним из полученных в данной работе результатов является установленная количественная связь между степенью совершенства текстуры <111> и гистерезисом перемагничивания свободного слоя. Для этой цели были приготовлены спиновые клапаны на основе антиферромагнетика Mn<sub>75</sub>Ir<sub>25</sub>, приведенные в таблице 2.

Таблица 2. Композиционные формулы спиновых клапанов. Толщины слоев указаны в круглых скобках в ангстремах. В колонках указаны:  $(\Delta R/R_s)_{\max}$  – максимальная величина магнитосопротивления и FWHM – ширина кривой качания на полувысоте.

№	Формула наноструктуры	$(\Delta R/R_s)_{\max}$ %	FWHM град.
1	Ta(50)/NiFe(30)/CoFe(20)/Cu(22)/CoFe(25)/MnIr(50)/Ta(20)	10.7	3.35
2	Ta(20)/NiFe(30)/CoFe(15)/Cu(22)/CoFe(25)/MnIr(50)/Ta(20)	10.6	3.65
3	Ta(20)/NiFe(30)/CoFe(15)/Cu(20)/CoFe(25)/MnIr(50)/Ta(20)	7.3	4.10
4	Ta(20)/NiFe(35)/CoFe(10)/Cu(24)/CoFe(25)/MnIr(50)/Ta(20)	9.4	4.70
5	NiFeCr(30)/NiFe(30)/CoFe(15)/Cu(22)/CoFe(20)/MnIr(50)/Ta(20)	9.7	4.85
6	Ta(20)/NiFe(30)/CoFe(15)/Cu(24)/CoFe(25)/MnIr(50)/Ta(20)	11.6	5.45
7	Ta(20)/NiFe(25)/CoFe(20)/Cu(24)/CoFe(25)/MnIr(50)/Ta(20)	11.6	6.30
8	Ta(50)/NiFe(20)/CoFe(55)/Cu(24)/CoFe(55)/MnIr(150)/Ta(20)	5.0	19.30

Выбор образцов был обусловлен основным условием – охватить наибольший диапазон изменения величины FWHM, характеризующей степень совершенства текстуры. Величина  $\gamma = FWHM$  получена из рентгеновских измерений кривой качания вблизи брегговского пика (111). В результате была получена зависимость ширины петли гистерезиса  $H_c$  от угла рассеяния текстуры ( $\gamma$ ), показанная на рисунке 21.

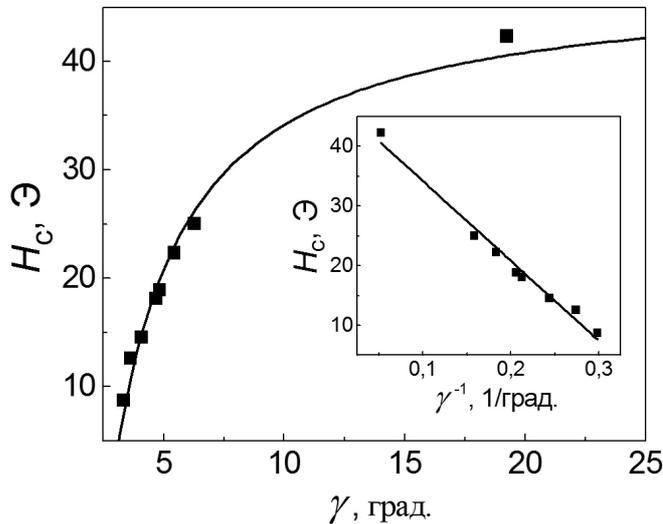


Рисунок 21. Зависимость ширины низкополевой петли гистерезиса от угла рассеяния текстуры. Сплошная линия описывается найденной формулой:

$$H_c = 47.5 - \frac{133.6}{FWHM}$$

Вставка – зависимость  $H_c$  от величины обратной углу рассеяния текстуры.

При коллинеарной конфигурации магнитной анизотропии ось легкого намагничивания (ОЛН) в свободном слое параллельна ООА. Согласно диаграмме, показанной на рисунке 20, переход к безгистерезисному режиму перемагничивания может быть получен при направлении магнитного поля в плоскости слоев под некоторым углом ( $\alpha$ ) к ООА. Из эксперимента известно, что наиболее интересным является случай малых значений  $\alpha = (10-20)^\circ$ . В этом случае максимальное магнитосопротивление уменьшается незначительно. На рисунке 22 показано, что угол  $\alpha$  лежит в указанном диапазоне при малой исходной величине гистерезиса  $H_c$ , что достигается усилением межслойного взаимодействия за счет уменьшения толщины слоя Cu и использования композитного свободного слоя NiFe(20Å)/CoFe(55Å).

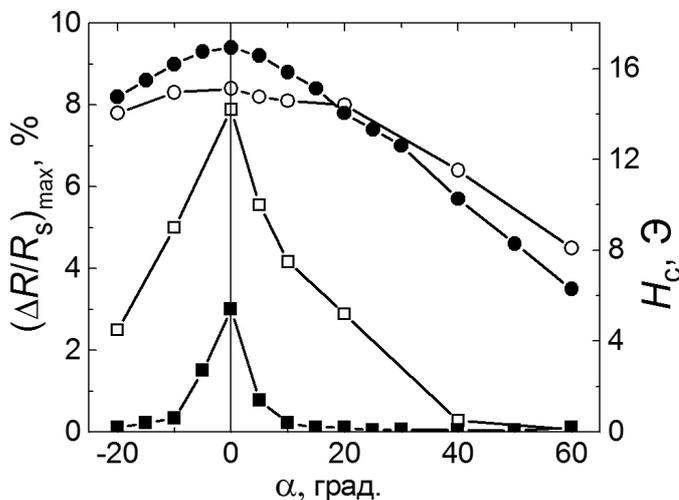


Рисунок 22. Угловая зависимость ГМС (кружки) и ширины низкополевой петли гистерезиса (квадраты) для спиновых клапанов Ta(50Å)/NiFe(20Å)/CoFe(55Å)/Cu( $t_{Cu}$ )/CoFe(55Å)/FeMn(150Å)/Ta(20Å) с толщинами слоя меди  $t_{Cu} = 24 \text{ \AA}$  и  $32 \text{ \AA}$  (заполненные и пустые символы, соответственно).

Для коллинеарной конфигурации магнитной анизотропии в работе проанализированы варианты спиновых клапанов с сильным и слабым межслойным взаимодействием и получено качественное согласие с приведенной выше расчетной диаграммой относительно величины угла перехода в режим безгистерезисного перемагничивания. Также были получены варианты спиновых клапанов с сильным межслойным взаимодействием и с оптимизированными характеристиками – рисунок 23. Показано, что способы оптимизации свойств в случае использования антиферромагнетиков MnIr и FeMn различны.

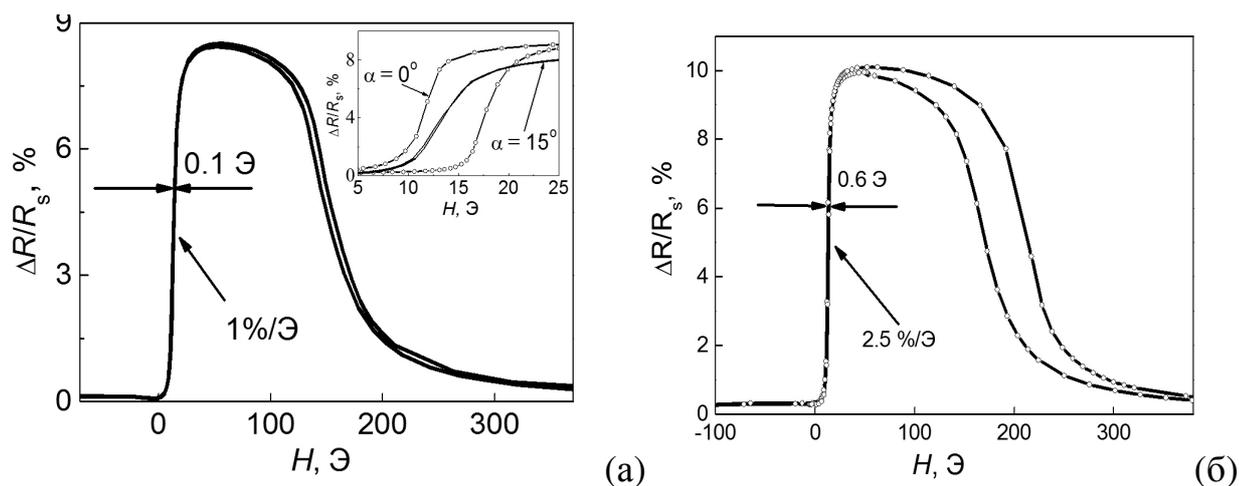


Рисунок 23. Кривые магнитосопротивления для спиновых клапанов:  
 (а) – Ta(50Å)/NiFe(20Å)/CoFe(55Å)/Cu(24Å)/CoFe(55Å)/FeMn(150Å)/Ta(20Å),  
 (б) – Ta(50Å)/NiFe(30Å)/CoFe(20Å)/Cu(22Å)/CoFe(25Å)/MnIr(50Å)/Ta(20Å).  
 Магнитное поле направлено под углом  $\alpha = 15^\circ$  к направлению ООА.

Для образца (а) с антиферромагнетиком FeMn изменение угла  $\alpha$  от 0 до  $15^\circ$  приводит к резкому, более чем в 30 раз, уменьшению  $H_c$  до значений  $H_c \approx 0.1$  Э при незначительном уменьшении величины ГМС от 9.4 до 8.4 %. Чувствительность на линейном участке составила 1%/Э. В случае спинового клапана на основе антиферромагнетика MnIr (кривая (б)) получено магнитосопротивление свыше 10 % в сочетании с высокой чувствительностью в 2.5 %/Э. Ширина петли низкополевого гистерезиса составила 0.6 Э.

Для получения неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии была использована термомагнитная обработка, учитывающая особенности формирования оси однонаправленной анизотропии. Если слой антиферромагнетика напылен на ферромагнитный слой, помещенный в магнитное поле, то намагниченность в ферромагнитном слое будет совпадать с направлением поля и, за счет магнитострикции, будет оказывать влияние на направление атомных магнитных моментов в антиферромагнитном слое. В результате формируется ось однонаправленной анизотропии в паре слоев ФМ/АФМ. Направление ООА в приготовленном спиновом клапане можно

изменить произвольным образом. Для этого необходимо нагреть образец до температуры, превышающей температуру Нееля антиферромагнетика, и охладить образец в магнитном поле заданного направления. Новое направление намагниченности в ферромагнитном слое приведет к формированию нового направления оси однонаправленной анизотропии. Если время нагрева образца не будет продолжительным, то направление легкой оси в свободном слое во время термомагнитной обработки не изменится, что дает возможность формировать произвольный угол между ОЛН и ООА.

Для спиновых клапанов с неколлинеарной конфигурацией магнитной анизотропии, когда ОЛН расположена под некоторым углом  $\Theta$  к ООА, показано, что на зависимости ширины петли гистерезиса для свободного слоя от угла  $\Theta$  наблюдается до 3-х максимумов. Положения этих максимумов по углу  $\Theta$  для спиновых клапанов со слабым межслойным взаимодействием качественно согласуется с соответствующей расчетной фазовой диаграммой, опубликованной в работе [4] (рисунок 20). Также экспериментально показано, что минимальный гистерезис получается при направлении магнитного поля вдоль ОЛН в свободном слое и при отклонении от ООА на угол  $\Theta$ . Для спинового клапана на основе MnIr с неколлинеарной конфигурацией магнитной анизотропии получен вариант зависимости магнитосопротивления, близкий к показанному на рисунке 23(б) варианту.

Важным для практических применений типом спиновых клапанов является спиновые клапаны с синтетическим антиферромагнетиком (САФ), который представляет собой два обменно-связанных ферромагнитных слоя, разделенных прослойкой рутения: F1/Ru/F2. Один из ФМ слоев является соседним с антиферромагнитным слоем. Спиновые клапаны с САФ в сравнении с обычными спиновыми клапанами имеют более широкий диапазон рабочих температур и магнитных полей за счет увеличения поля обменного сдвига  $H_{EX}$  для петли перемагничивания закрепленного ФМ слоя.

В работе исследовались спиновые клапаны с САФ и антиферромагнетиком FeMn. Количество публикаций по исследованию такого рода спиновых клапанов весьма ограничено. Это связано с относительно низкой температурой Нееля для материала FeMn – около 150 °С. В технологических операциях изготовления микронаноструктурных изделий применяются более высокие температуры, что изменяет свойства спиновых клапанов. Однако, наши исследования показали, что в изготовленных изделиях функции спинового клапана на основе FeMn могут быть восстановлены с помощью термомагнитной обработки.

В работе проведены исследования температурной стабильности спиновых клапанов с САФ и установлено, что наиболее широким диапазоном рабочих температур обладают спиновые клапаны с близкими толщинами ферромагнитных слоев F1 и F2 в синтетическом антиферромагнетике.

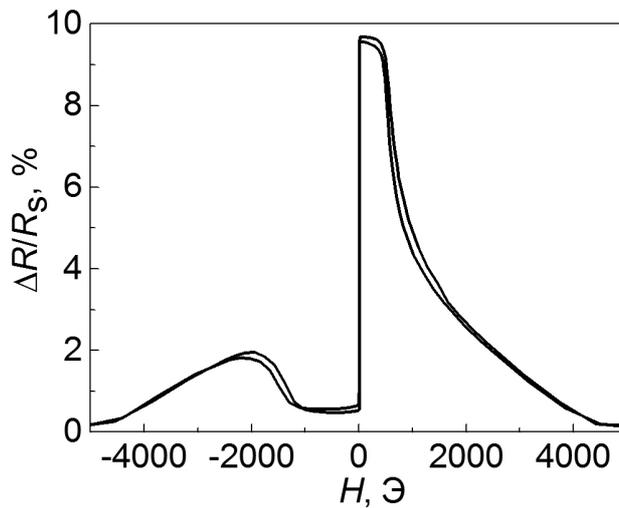


Рисунок 24. Типичная полевая зависимость магнитосопротивления приготовленного спинового клапана с САФ: Ta(50Å)/NiFe(30Å)/CoFe(35Å)/Cu(25Å)/CoFe(35Å)/Ru(8Å)/CoFe(25Å)/FeMn(100Å)/Ta(20Å).

Особенностью спиновых клапанов с САФ является то, что получить в них безгистерезисный режим перемагничивания свободного слоя описанными выше способами затруднительно. В них необходимо создать скрещенную конфигурацию магнитной анизотропии при использовании термомагнитной обработки с использованием больших магнитных полей в 5–10 кЭ, что в технологическом отношении создает некоторые проблемы. Однако данную задачу можно решить более простым способом – с помощью перевода синтетического антиферромагнетика в спин-флоп состояние.

В работе предложен способ (последовательность операций) получения скрещенной конфигурации анизотропии с использованием спин-флоп состояния в САФ. Для этого необходимо не только направлять магнитное поле определенным образом, но также важна напряженность магнитного поля –  $H_{sp}$ .

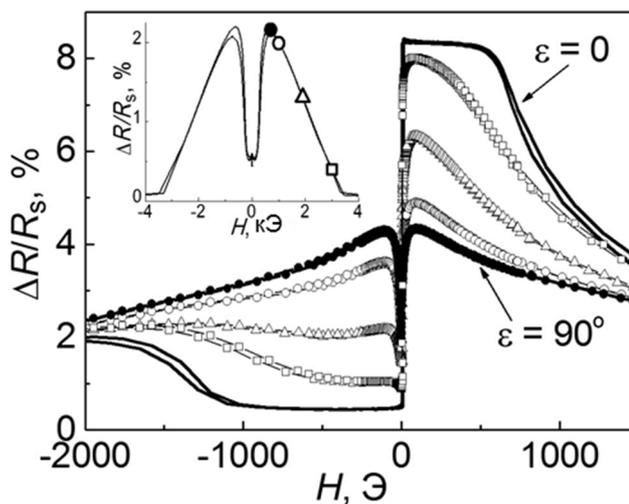


Рисунок 25. Кривые магнитосопротивления, измеренные до (линия) и после (символы) термомагнитной обработки. На вставке – кривая, измеренная при  $T = 180^\circ\text{C}$ .

Горизонтальные координаты символов на вставке указывают величины полей, при которых проводилась ТМО.

При температуре, превышающей температуру Нееля антиферромагнетика, обменный сдвиг закрепленного слоя не наблюдается и на полевой зависимости магнитосопротивления спинового клапана с САФ имеется два максимума, соответствующих наибольшему углу, близкому к  $180^\circ$ , между F1 и F2 в САФ (вставка на рисунке 25). В работе показано, что напряженность магнитного поля необходимо выбирать на максимуме сопротивления. При изменении напряженности магнитного поля во время ТМО будет изменяться форма зависимости  $\Delta R/R_s(H)$  и формироваться новое направление оси однонаправленной анизотропии, отклоненное от исходного направления ООА на угол  $\varepsilon$ . Для расчета угла  $\varepsilon$  в работе предложена формула (17), учитывающая значения сопротивления в левом -  $R(\alpha_1)$ , правом -  $R(\alpha_2)$  максимумах и минимуме -  $R(\alpha_3)$  на зависимости  $\Delta R/R_s(H)$ :

$$\operatorname{ctg}(\varepsilon/2) = \sqrt{\frac{R(\alpha_1) - R(\alpha_2)}{R(\alpha_3) - R(\alpha_2)}} \quad (17)$$

Было обнаружено, что при создании скрещенной конфигурации магнитной анизотропии может образовываться близкое число областей (доменов) с различным направлением оси однонаправленной анизотропии (рисунок 26(a)), что меняет форму полевой зависимости магнитосопротивления и его величину уменьшает вдвое (рисунок 26(б)). Для снятия указанного вырождения магнитное поле во время термомагнитной обработки необходимо отклонить от оси однонаправленной анизотропии на несколько градусов, в результате чего формируется однофазное состояние с максимальным магнитосопротивлением (рисунок 26(б)-линия).

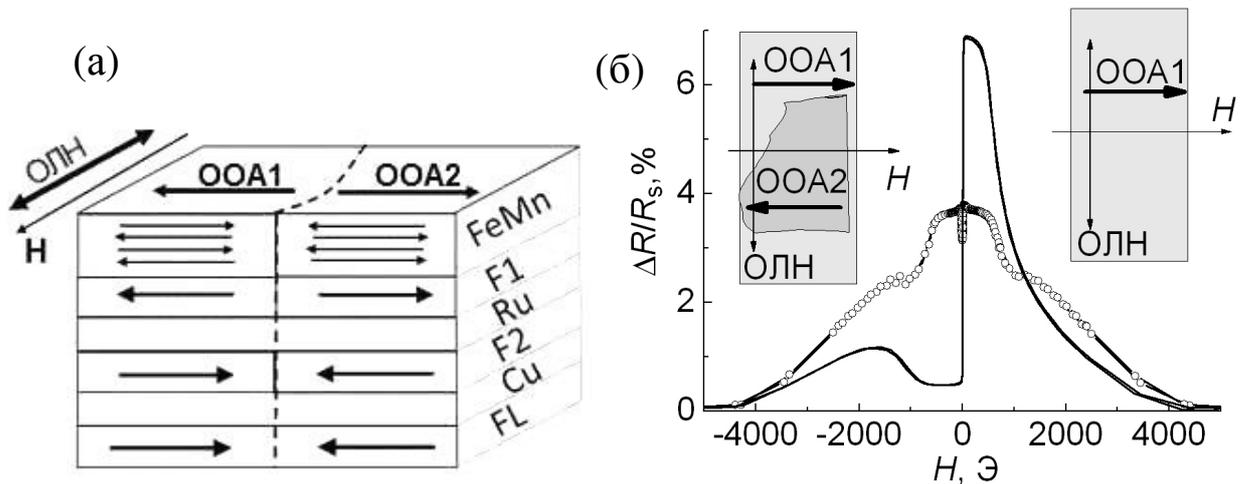


Рисунок 26: (а)– Схематическое изображение направлений намагниченностей в слоях спинового клапана с двумя магнитными фазами, (б) – магнитосопротивление для случая двух магнитных фаз (пустые символы) и одной магнитной фазы (линия). Образец: Ta(50Å)/NiFe(30Å)/CoFe(35Å)/Cu(28Å)/CoFe(35Å)/Ru(8Å)/CoFe(25Å)/FeMn(100Å)/Ta(20)

Разработанные подходы позволили получить кривую (рис.27) с безгистерезисным и линейным изменением магнитосопротивления в

диапазоне полей (0–20) Э. Магниточувствительный материал с указанными свойствами может быть использован в изделиях магнитоэлектроники.

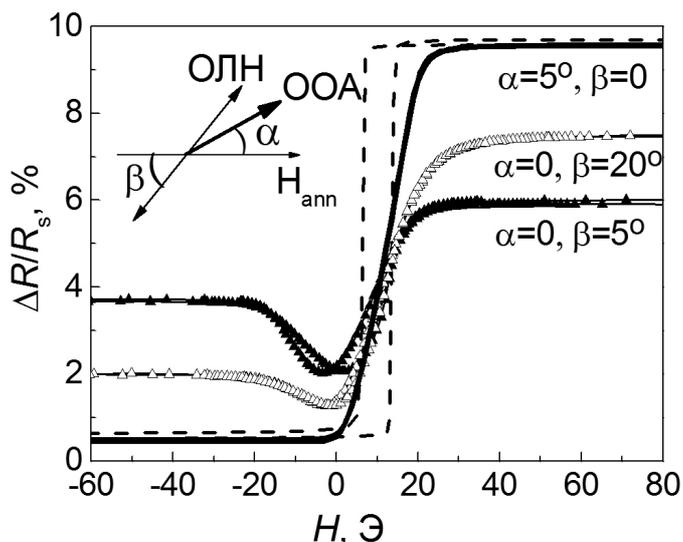


Рисунок 27. Кривые магнитосопротивления, измеренные до (штриховая линия) и после ТМО при разных углах отклонения поля  $H_{sf}$  от осей анизотропии. Образец: Ta(50Å)/NiFe(30Å)/CoFe(35Å)/Cu(28Å)/CoFe(35Å)/Ru(8Å)/CoFe(25Å)/FeMn(100Å)/Ta(20Å).

**В четвертой главе** рассмотрены вопросы оптимизации функциональных характеристик обменно-связанных сверхрешеток на основе меди и магнитных сплавов 3-d металлов. Приведенные результаты касаются получения сверхрешеток с рекордными значениями магнитосопротивления, что представляет интерес с точки зрения фундаментальных исследований таких объектов. С другой стороны, описаны способы получения сверхрешеток с эффективным сочетанием функциональных характеристик, что представляет непосредственный интерес для практических приложений.

В начале главы приведен краткий обзор литературных данных по исследованию магнитных металлических сверхрешеток с эффектом гигантского магнитосопротивления, обозначены основные функциональные характеристики сверхрешеток, рассматриваемые далее в главе. Основной представленный экспериментальный материал касается особенностей структурных, магнитных и магнитотранспортных свойств сверхрешеток, связанных с использованием в них различных буферных слоев. Исследования проведены на трех типах магнитных сверхрешеток: CoFe/Cu, Ni<sub>65</sub>Fe<sub>15</sub>Co<sub>20</sub>/Cu и Ni<sub>76</sub>Fe<sub>10</sub>Co<sub>14</sub>/Cu.

Для практических приложений наиболее подходящими являются сверхрешетки с малыми полями магнитного насыщения и большой величиной ГМС, что определяет высокую чувствительность к магнитному полю. Также важными характеристиками являются слабый гистерезис, линейность и высокая температурная стабильность. Хорошо известно, что в обменно-связанных сверхрешетках наблюдается осциллирующее

межслойное взаимодействие РККИ типа, которое обуславливает осциллирующий характер изменения величины ГМС и поля магнитного насыщения от толщины немагнитной прослойки. Для толщины прослойки, соответствующей 1-му антиферромагнитному максимуму, в различных сверхрешетках наблюдается максимальное магнитосопротивление, но из-за больших полей магнитного насыщения в единицы и десятки килоэрстед чувствительность остается малой – 0.1%/Э и менее. Для второго антиферромагнитного максимума поля насыщения сверхрешеток уменьшаются до нескольких сотен эрстед, чувствительность повышается до значений (0.1–0.5) %/Э и улучшается температурная стабильность материала. По этой причине практически важными являются сверхрешетки с толщиной прослоек, соответствующих второму антиферромагнитному максимуму обменного взаимодействия. В случае прослоек меди данная толщина составляет  $t_{Cu} = (20–23)\text{Å}$ .

Известно, что сверхрешетки  $[\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}]_n$  по величине ГМС уступают только системе Co/Cu, но обладают более слабым гистерезисом и более высокой температурной стабильностью. В настоящей работе проведены исследования сверхрешеток CoFe/Cu, приготовленных методом магнетронного напыления с использованием различных буферных слоев. На рисунке 28 для данных сверхрешеток показаны магниторезистивные кривые для нескольких типов буферных слоев с номинальной толщиной в 100 Å.

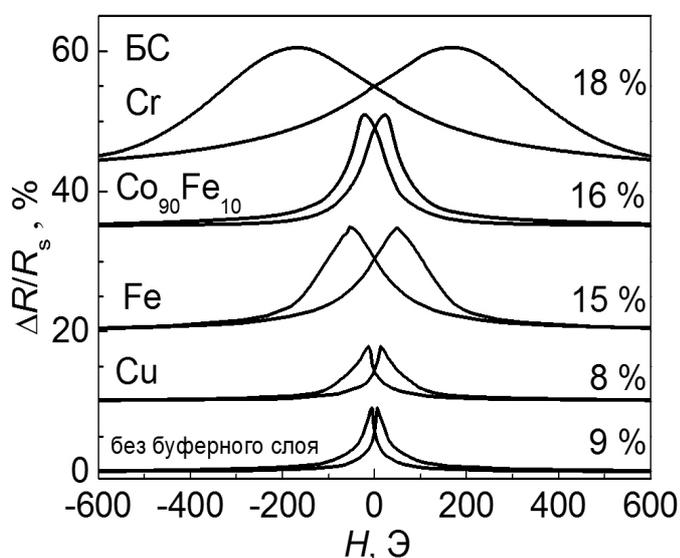


Рисунок 28. Магниторезистивные кривые сверхрешеток  $(100)\text{Si}/\text{BC}(100\text{Å})/[\text{CoFe}(15\text{Å})/\text{Cu}(23\text{Å})]_8/\text{Cr}(10\text{Å})$  с различным материалом буферного слоя: BC = Cr, CoFe, Fe, Cu. Величины ГМС указаны на рисунке. Кривые смещены относительно друг друга по оси Y.

Наиболее сильное изменение формы кривой и гистерезиса наблюдается при использовании буферного слоя Cr. Для детального исследования данного вопроса была приготовлена серия аналогичных сверхрешеток с различной толщиной слоя Cr в интервале толщин (10–150)Å. Было обнаружено, что переход от низкокоэрцитивного состояния к высококоэрцитивному

происходит при малых изменениях толщины буферного слоя Cr в интервале от 15 до 20 ангстрем – рисунок 29. На рисунке показано изменение от толщины слоя Cr положения максимумов на зависимостях  $\Delta R/R_s(H)$ . Соответствующие петли магнитного гистерезиса и магнитосопротивления показаны на рисунке 30.

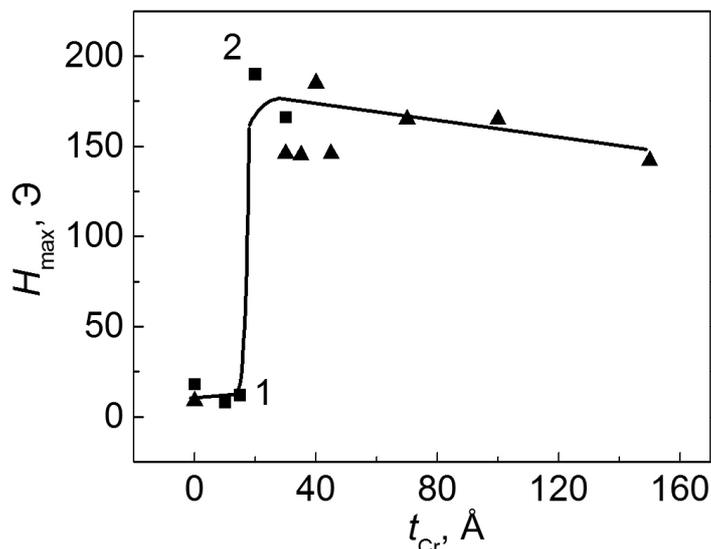


Рисунок 29. Зависимость поля  $H_{\max}$  от толщины буферного слоя Cr для образцов  $\text{Cr}(t_{\text{Cr}})/[\text{CoFe}(15\text{Å})/\text{Cu}(23\text{Å})]_8$ . Точка 1 –  $t_{\text{Cr}} = 15 \text{ Å}$ , точка 2 –  $t_{\text{Cr}} = 20 \text{ Å}$ .  
Материал подложки: ▲ – (100)Si, ■ – (10 $\bar{1}2$ )Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

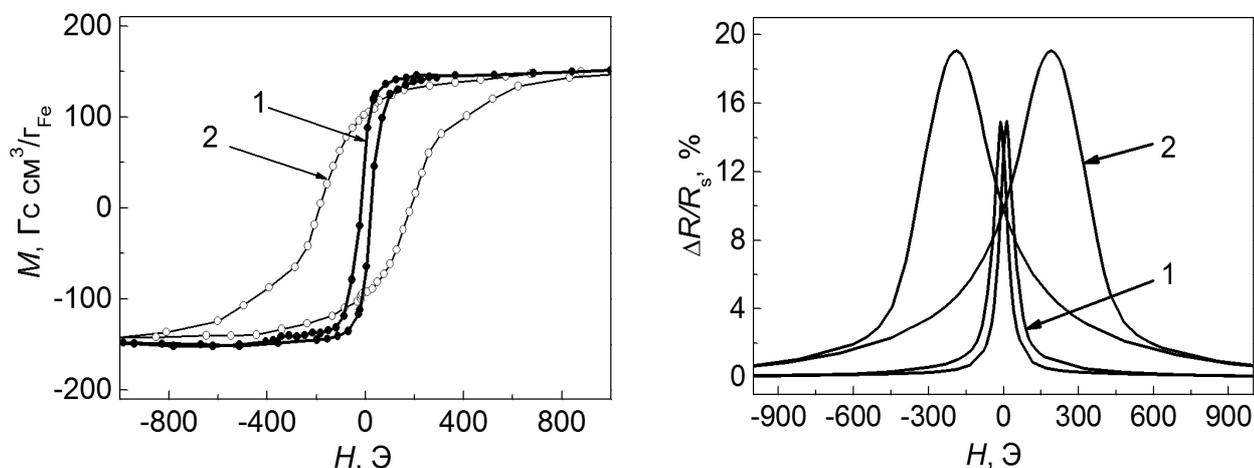


Рисунок 30. Петли магнитного гистерезиса (а) и магнитосопротивления (б) образцов  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Cr}(t_{\text{Cr}})/[\text{CoFe}(15\text{Å})/\text{Cu}(23\text{Å})]_8$ ,  $t_{\text{Cr}} = 15 \text{ Å}$  – кривая 1, и  $t_{\text{Cr}} = 20 \text{ Å}$  – кривая 2.

Изменение положения максимумов на кривых составляет 16 раз, а коэрцитивная сила – немного более 10 раз. Обнаруженный эффект обусловлен изменениями в структуре слоев сверхрешетки. Было показано, что высота брегговского пика (111), отражающего факт наличия текстуры  $\langle 111 \rangle$ , при увеличении толщины слоя Cr от 15 до 20 Å, уменьшается приблизительно в 15 раз. Таким образом, на начальном этапе тонкий буферный слой хрома  $t_{\text{Cr}} = 10\text{--}15 \text{ Å}$  стимулирует формирование более совершенной кристаллической структуры слоев с преимущественным

расположением семейств плоскостей (111) параллельно плоскости подложки, а также более совершенной слоистой структуры внутри сверхрешетки. Добавление нескольких номинальных атомных слоев хрома в буферном слое приводит к принципиальному изменению структуры всего многослойного образца. Данный эффект указывает на высокую степень зависимости свойств магнитных сверхрешеток от структуры, сформированной на поверхности буферного слоя. Проведенные исследования влияния отжига длительностью 1 час на величину ГМС показали, что температурная стабильность сверхрешеток зависит от материала и толщины буферного слоя. Наибольшую температурную стабильность имеют сверхрешетки с толщиной буферного слоя Cr или Fe в 20 ангстрем.

В работе впервые использован буферный слой «пермаллой-хром» (PyCr) состава  $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$ . Сплавы такого и близких составов ранее использовались в качестве буферного слоя для приготовления пленок с анизотропным магнитосопротивлением, а также в наноструктурах типа «спиновый клапан». Общей формулой приготовленных в настоящей работе образцов является: подложка/PyCr( $t_{\text{PyCr}}$ )/[CoFe( $t_{\text{CoFe}}$ )/Cu( $t_{\text{Cu}}$ )] $_n$ /Cr(20Å), где  $t_M$  указывает номинальную толщину слоя из материала (M) в ангстремах, рассчитанную по времени напыления;  $n$  – число повторений пары слоев CoFe/Cu. Толщины слоев каждого материала в сверхрешетке изменялись для нахождения варианта композиции с наибольшим магнитосопротивлением.

На рисунке 31 показано изменение величины ГМС сверхрешеток CoFe/Cu от толщины буферного из материалов Cr, CoFe и PyCr. Видно, что использование буферного слоя PyCr приводит к увеличению ГМС.

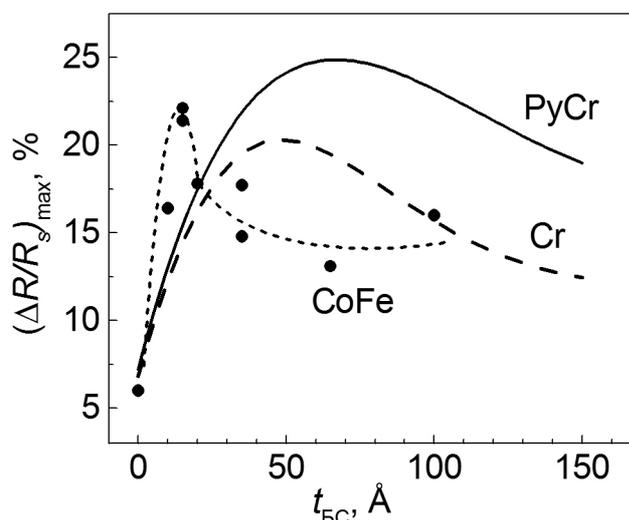


Рисунок 31. Сравнение зависимостей величины ГМС от толщины буферного слоя для сверхрешеток  $[\text{CoFe}/\text{Cu}(22\text{--}23\text{Å})]_8$ . Экспериментальные точки относятся к образцам с буферным слоем CoFe.

Проведенные исследования структуры выявили следующие особенности сверхрешеток с буферным слоем PyCr. 1) Интенсивный брегговский пик (111) наблюдается во всей исследованной области толщин буферного слоя вплоть до  $t_{\text{PyCr}} = 150$  Å. 2) Интенсивность рефлекса (111) для

образцов с буферным слоем  $\text{PyCr}$  в 5-10 раз выше, чем для двух других сверхрешеток с буферными слоями  $\text{Cr}$  и  $\text{CoFe}$ . 3) Величина  $\gamma$  (угол рассеяния текстуры) для образцов с буферным слоем  $\text{PyCr}$  приблизительно в два раза меньше, чем для образцов с буферными слоями  $\text{Cr}$  и  $\text{CoFe}$ . Перечисленные особенности указывают на то, что в сверхрешетках  $\text{CoFe/Cu}$  с буферным слоем  $\text{PyCr}$  формируется более совершенная кристаллическая структура слоев по сравнению с образцами с буферными слоями  $\text{Cr}$  и  $\text{CoFe}$ .

Характерные поля магнитного насыщения исследованных сверхрешеток  $\text{PyCr}/[\text{CoFe/Cu}]_n$  составляют несколько сотен эрстед, гистерезис на полувысоте кривой  $\Delta R/R_s(H)$  – (50–70)Э, а чувствительность – (0.1–0.2)%/Э. Для получения более высокой чувствительности используют сверхрешетки на основе тройных ферромагнитных сплавов  $\text{NiFeCo}$ , для которых поля насыщения могут быть уменьшены до (50–100)Э.

В настоящей работе исследовались сверхрешетки двух составов ( $\text{Ni}_{65}\text{Fe}_{15}\text{Co}_{20}/\text{Cu}$  и  $\text{Ni}_{76}\text{Fe}_{10}\text{Co}_{14}/\text{Cu}$ ), для которых имеются опубликованные другими исследователями работы. Для данного типа сверхрешеток был найден эффективный вариант составного буферного слоя –  $\text{Ta/PyCr}$ . Показано, что при его использовании происходит значительное уменьшение гистерезиса и уменьшение поля магнитного насыщения в сравнении со случаем использования буферного слоя  $\text{PyCr}$  – рисунок 32.

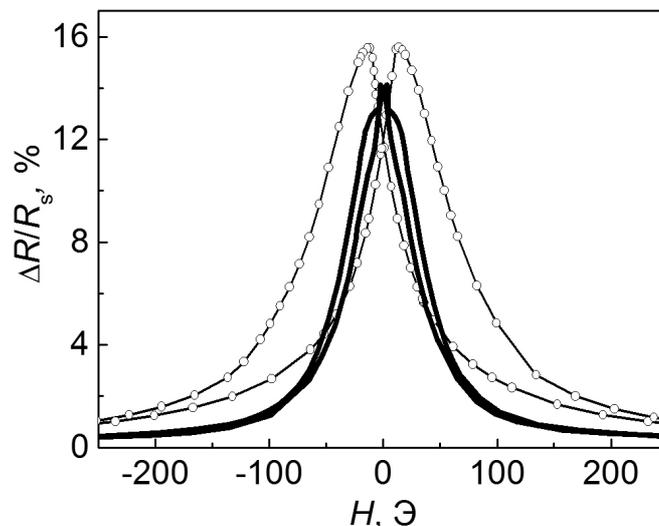


Рисунок 32. Полевые зависимости магнитосопротивления образца  $[\text{Ni}_{65}\text{Fe}_{15}\text{Co}_{20}(15\text{\AA})/\text{Cu}(23\text{\AA})]_8$  с буферным слоем  $\text{PyCr}(80\text{\AA})$  (светлые символы) и  $\text{Ta}(50\text{\AA})/\text{PyCr}(80\text{\AA})$  (линия).

Проведенные исследования структуры сверхрешеток показали, что в слое  $\text{Ta}$  и в слоях периодической части сверхрешеток образуется ГЦК структура, в то время как в слое  $\text{PyCr}$  – ОЦК структура. Дополнительно, при использовании подслоя  $\text{Ta}$  происходит уменьшение размеров зерна, что показано на рисунке 33. Малый размер зерна, по-видимому, является основной причиной ослабления гистерезиса.

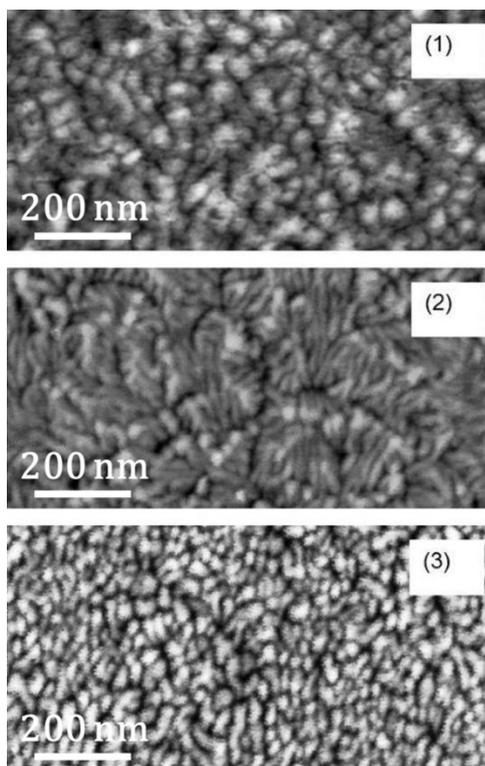


Рисунок 33. Изображения поверхности образцов с буферным слоем: (1) – PyCr(60Å); (2) – PyCr(80Å); (3) – Ta(50Å)/PyCr(80Å).

Применение составного буферного слоя Ta/PyCr позволило получить оптимизированные варианты сверхрешеток с величиной магнитосопротивления и чувствительностью, превышающих характеристики исследованных ранее аналогичных сверхрешеток. На рисунке 34 показаны три варианта полевых зависимостей магнитосопротивления для сверхрешеток  $\text{Ni}_{65}\text{Fe}_{15}\text{Co}_{20}/\text{Cu}$ .

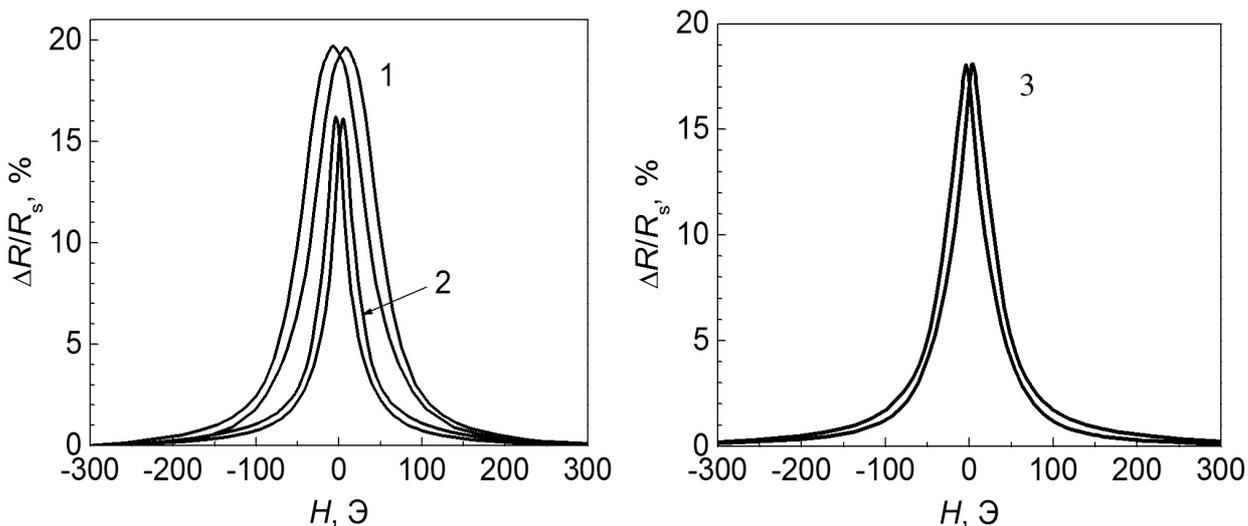


Рисунок 34. Варианты магниторезистивных кривых для оптимизированных сверхрешеток  $\text{Ni}_{65}\text{Fe}_{15}\text{Co}_{20}/\text{Cu}$ .

В первом варианте оптимизация была нацелена на получение наибольшей величины ГМС, во втором – на получение наибольшей чувствительности (0.5 %Э), в третьей – выраженной линейности.

Составной буферный слой также был использован для оптимизации характеристик сверхрешеток CoFe/Cu. Магниторезистивные кривые для одинаковых сверхрешеток, но с разными буферными слоями, показаны на рисунке 35. Кривая 3 для случая применения буферного слоя Ta/PyCr отличается большей величиной ГМС и слабым гистерезисом. В случае толщины слоев меди, соответствующих первому максимуму межслойного обменного взаимодействия, в сверхрешетках CoFe/Cu получено рекордное значение магнитосопротивления – 81%, измеренное при комнатной температуре в геометрии протекания тока в плоскости слоев – рисунок 36. Данное значение превышает величину магнитосопротивления, полученную в [6] для аналогичного типа сверхрешеток, а также известные величины ГМС для системы Co/Cu [7–9], и является рекордным значением магнитосопротивления для всех исследованных ранее типов металлических обменно-связанных сверхрешеток.

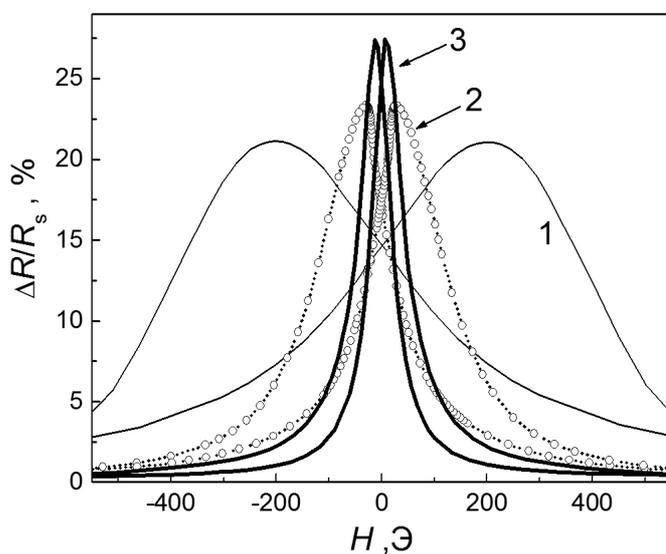


Рисунок 35. Магниторезистивные кривые для сверхрешеток  $[\text{CoFe}(15\text{\AA})/\text{Cu}(23\text{\AA})]_8$ , приготовленных на буферных слоях: 1 – Cr(35Å), 2 – PyCr(50Å), 3 – Ta(40Å)/PyCr(70Å).

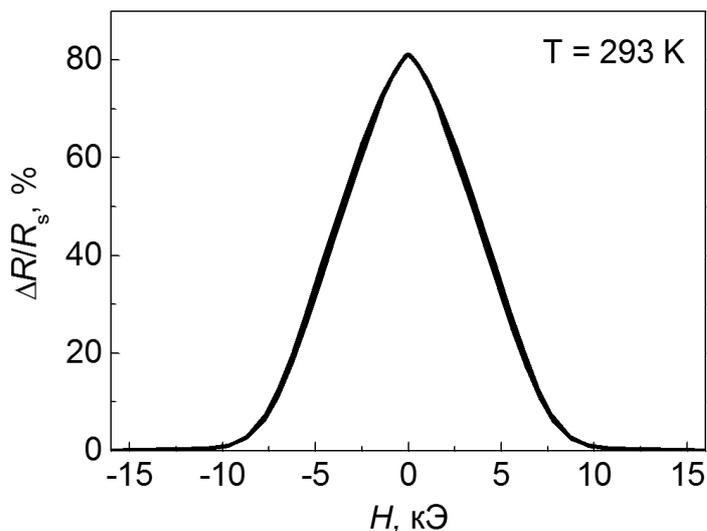


Рисунок 36. Кривая магнитосопротивления для сверхрешетки с рекордной величиной магнитосопротивления: стекло/Ta(50Å)/PyCr(50Å)/[CoFe(15Å)/Cu(9.5Å)]<sub>24</sub>/Ta(50Å).

## Заключение

1. В монокристаллах  $\text{FeGe}_2$  и  $\text{Fe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{Ge}_2$  в области температур существования коллинеарного антиферромагнитного порядка обнаружены обратимые и необратимые нелинейные изменения намагниченности с магнитным полем. Теоретическое описание наблюдаемых закономерностей дано с учетом анизотропии 4-го порядка в базисной плоскости и учетом зависимости концентраций магнитных фаз от напряженности магнитного поля. Получено хорошее согласие между теорией и экспериментом.

2. Разработана теоретическая модель, хорошо описывающая полученные экспериментальные данные для продольного и поперечного магнитосопротивлений монокристалла  $\text{FeGe}_2$ . Показана возможность определения концентраций магнитных фаз из магниторезистивных данных.

3. Методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках  $(211)\text{MgO}$  выращены сверхрешетки  $(210)[\text{Fe}/\text{Cr}]$  с выраженной одноосной магнитной анизотропией в плоскости слоев. Показано, что в случае направления магнитного поля вдоль «легкой оси» проявляется многоступенчатый характер полевых зависимостей намагниченности и магнитосопротивления, обусловленный множественными спин-флип переходами, при которых происходит последовательное перемагничивание отдельных слоев Fe.

4. Магнитооптическим методом с использованием индикаторной пленки железо-иттриевого граната визуализирована доменная структура в отдельных внутренних слоях Fe сверхрешетки  $(210)\text{Fe}/\text{Cr}$  и установлена последовательность перемагничивания слоев Fe. Показано отличие доменной структуры в различных слоях Fe.

5. Установлены условия реализации режима безгистерезисного перемагничивания свободного слоя в спиновых клапанах различных композиций. Предложен способ получения скрещенной конфигурации магнитной анизотропии с помощью спин-флоп состояния в синтетическом антиферромагнетике.

6. Для серии спиновых клапанов на основе антиферромагнетика  $\text{MnIr}$  установлена количественная зависимость ширины низкополевой петли гистерезиса от угла рассеяния текстуры  $\langle 111 \rangle$ . Показано, что чем более совершенная текстура  $\langle 111 \rangle$  сформирована в спиновом клапане, тем слабее гистерезис перемагничивания свободного слоя.

7. В полученных сверхрешётках  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}$  с буферным слоем хрома различной толщины обнаружен переход между низкокоэрцитивным и высококоэрцитивным состояниями. Показано, что субнанометровые изменения толщины буферного слоя Cr приводят к многократному изменению ширины петли магнитного гистерезиса. Установлено, что резкое возрастание гистерезиса сопровождается исчезновением аксиальной текстуры  $\langle 111 \rangle$  в слоях сверхрешётки.

8. Установлено, что использование буферного слоя Ta/(Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>)<sub>60</sub>Cr<sub>40</sub> приводит к значительному ослаблению гистерезиса и уменьшению поля магнитного насыщения в трех типах сверхрешеток: Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>/Cu, Ni<sub>65</sub>Fe<sub>15</sub>Co<sub>20</sub>/Cu и Ni<sub>76</sub>Fe<sub>10</sub>Co<sub>14</sub>/Cu. С помощью комплексного метода оптимизации функциональных характеристик приготовлены сверхрешетки Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>/Cu с рекордной величиной магнитосопротивления – 81% при комнатной температуре.

Таким образом, в результате проведенных исследований выявлены особенности магнитных и магнитотранспортных свойств тетрагональных антиферромагнетиков, спиновых клапанов и обменно-связанных сверхрешеток Fe/Cr, обусловленные наличием в них магнитной анизотропии. На основе установленных закономерностей были выработаны способы управления анизотропией и другими свойствами многослойных наноструктур, что позволило создать варианты магниточувствительных материалов с высокими функциональными характеристиками, представляющими интерес для практических приложений в области магнитоэлектроники и спинтроники.

#### **Основное содержание работы изложено в следующих публикациях:**

1. Ustinov, V.V. Giant magnetoresistance of metallic exchange-coupled multilayers and spin valves [Текст] / V.V.Ustinov, M.A.Milyaev, L.I.Naumova // *Physics of Metals and Metallography*. – 2017. – V.118. – №13. – P. 38–97.
2. Spin-flop in synthetic antiferromagnet and anhysteretic magnetic reversal in FeMn-based spin valves [Текст] / M.Milyaev, L.Naumova, T.Chernyshova, V.Proglyado, I.Kamensky, V.Ustinov // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 2016. – V.52. – №12. – P.2301104(4).
3. Спин-флоп состояния в синтетическом антиферромагнетике и изменения однонаправленной анизотропии в спиновых клапанах на основе FeMn [Текст] / М.А.Миляев, Л.И.Наумова, Т.А.Чернышова, В.В.Проглядо, Н.А.Кулеш, Е.И.Патраков, И.Ю. Каменский // *ФММ*. – 2016. – Т.117. – №12. – С.1227-1233.
4. Сверхрешетки NiFeCo/Cu с высокой магниторезистивной чувствительностью и слабым гистерезисом [Текст] / Н.С.Банникова, М.А.Миляев, Л.И.Наумова, Т.П.Креницина, Е.И.Патраков, В.В.Проглядо, Т.А.Чернышова, В.В.Устинов // *ФТТ*. – 2016. – Т.58. – Вып.10. – С.1940-1946.
5. Температурная стабильность спиновых клапанов на основе синтетического антиферромагнетика и сплава Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub> [Текст] / М.А.Миляев, Л.И.Наумова, В.В.Проглядо, Т.А.Чернышова,

- Д.В.Благодатков, И.Ю.Каменский, В.В.Устинов // ФММ. – 2015. – Т.116. – №11. – С.1129-1135.
6. Uniaxial anisotropy variations and the reduction of free layer coercivity in MnIr-based top spin valves [Текст] / М.А.Мильяев, Л.И.Наумова, Н.С.Банникова, В.В.Проглядо, И.К.Максимова, И.Ю.Каменский, В.В. Устинов // Applied Physics A. – 2015. – V.121. – P.1133–1137.
  7. Влияние отжига на магнитосопротивление и микроструктуру многослойных систем CoFe/Cu с различным буферным слоем [Текст] / Н.С.Банникова, М.А.Миляев, Л.И.Наумова, В.В.Проглядо, Т.П.Креницина, Т.А.Чернышова, В.В.Устинов // ФММ. – 2015. – Т.116. – №2. – С.165-170.
  8. Гигантское магнитосопротивление сверхрешеток CoFe/Cu с буферным слоем  $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$  [Текст] / Н.С.Банникова, М.А.Миляев, Л.И.Наумова, В.В.Проглядо, Т.П.Креницина, И.Ю.Каменский, В.В.Устинов // ФММ. – 2015. – Т.116. – №10. – С.1040-1046.
  9. Спиновые клапаны на основе  $\text{Mn}_{75}\text{Ir}_{25}$  с управляемыми функциональными параметрами [Текст] / М.А.Миляев, Л.И.Наумова, И.Ю.Каменский, В.В.Устинов // Известия вузов. ЭЛЕКТРОНИКА. – 2014. – Т.108. – №4. – С.15-20.
  10. Ustinov, V.V. Interlayer coupling and magnetic anisotropy as key factors for creation of hysteresis-less spin valves [Текст] / V.V.Ustinov, М.А.Мильяев, Л.И. Naumova // SPIN. – 2014. – V.4. – No.1. – P.1440001-(1-9).
  11. Безгистерезисное перемагничивание спиновых клапанов с сильным и слабым межслойным взаимодействием [Текст] / Л.И.Наумова, М.А.Миляев, Н.Г.Бebenin, Т.А.Чернышова, В.В.Проглядо, Т.П.Креницина, Н.С.Банникова, В.В.Устинов // ФММ. – 2014. – Т.115. – №4. – С.376-383.
  12. Безгистерезисные спиновые клапаны с неколлинеарной конфигурацией магнитной анизотропии [Текст] / Л.И.Наумова, М.А.Миляев, Т.А.Чернышова, В.В.Проглядо, И.Ю.Каменский, В.В.Устинов // ФТТ. – 2014. – Т.56. – №6. – С.1082-1087.
  13. Sharp Angular Dependence of Free Layer Coercivity in Spin Valves with Ferromagnetic Interlayer Coupling [Текст] / Л.И.Наумова, М.А.Мильяев, Н.Г.Бebenin, Т.А.Чернышова, В.В.Проглядо, Т.П.Креницина, Н.С.Банникова, И.Ю. Каменский, В.В.Устинов // Solid State Phenomena. – 2014. – V.215. – P.474-479.
  14. Top non-collinear spin valves with a composite free layer for hysteresis-free GMR sensors [Текст] / V.V.Ustinov, М.А.Мильяев, Л.И.Наумова, Т.П.Креницина, В.В.Проглядо, Е.И. Патраков // Journal of the Korean Physical Society. – 2013. – V.63. – P.663-666.
  15. Степень совершенства текстуры  $\langle 111 \rangle$  и гистерезис магнитосопротивления в спиновых клапанах на основе MnIr [Текст] / М.А.Миляев, Л.И.Наумова, В.В.Проглядо, Т.П.Креницина,

- Н.С.Банникова, А.М.Бурханов, В.В.Устинов // ФММ. – 2013. – Т.114. – №5. – С.419-426.
16. Low hysteresis FeMn-based top spin valve [Текст] / V.V.Ustinov, Т.Р.Криницина, М.А.Миляев, Л.И.Наумова, V.V. Proglyado // Journal of Nanoscience and Nanotechnology. – 2012. – V.12. – No.9. – P.7558-7561.
  17. Высокочувствительный безгистерезисный спиновый клапан с композитным свободным слоем [Текст] / В.В.Устинов, М.А.Миляев, Л.И.Наумова, В.В.Проглядо, Н.С.Банникова, Т.П.Криницина // ФММ. – 2012. – Т.113. – №4. – С.363-371.
  18. Гигантские изменения магнитных и магниторезистивных свойств сверхрешеток CoFe/Cu при субнанометровой вариации толщины буферного слоя хрома [Текст] / М.А.Миляев, Л.И.Наумова, В.В.Проглядо, Т.П.Криницина, А.М.Бурханов, Н.С.Банникова, В.В.Устинов // ФММ. – 2011. – Т.112. – №2. – С.146-154.
  19. Giant drop of magnetic hysteresis with decreasing thickness of Cr-buffer layer of CoFe/Cu superlattices [Текст] / М.А.Миляев, Л.И.Наумова, V.V.Proglyado, Т.Р.Криницина, N.S.Bannikova, V.V.Ustinov // Solid State Phenomena. – 2011. – V.168-169. – P.303-306.
  20. Исследование методом КЭМС влияния термообработки на структуру интерфейсов в сверхрешетках Fe/Cr [Текст] / В.А.Цурин, Л.Н.Ромашев, М.А.Миляев, В.В.Устинов // Известия РАН. Серия физическая. – 2007. – Т.71. – №9. – С.1276-1279.
  21. Multi-stepwise GMR and layers magnetic reversal in uniaxial Fe/Cr superlattices [Текст] / V.V.Ustinov, М.А.Миляев, L.N.Romashev, Т.Р.Криницина, А.М.Бурханов, V.V.Lauter-Pasyuk, H.J.Lauter // Phys. Stat. Sol. (c). – 2006. – V.3. – Iss.5. – P.1249-1256.
  22. Multiple spin-flip transitions and stairs-like GMR in Fe/Cr superlattices with uniaxial in-plane anisotropy [Текст] / V.V.Ustinov, М.А.Миляев, L.N.Romashev, Т.Р.Криницина, А.М.Бурханов, V.V.Lauter-Pasyuk, H.J.Lauter // J. Magn. Magn. Mater. – 2006. – V.300. – Iss.1. – P.e281-e283.
  23. Layer magnetization evolution in Fe/Cr multilayer with uniaxial anisotropy [Текст] / H.J.Lauter, V.Lauter-Pasyuk, B.P.Toperverg, U.Rücker, M.Milyaev, L.Romashev, T.Krinitsina, V.Ustinov // Physica B. Cond. Matter. – 2003. – V.335. – P.59-62.
  24. Влияние температуры роста на структуру межслойных границ сверхрешеток Fe/Cr [Текст] / Н.В.Багрец, Е.А.Кравцов, М.А.Миляев, Л.Н.Ромашев, А.В.Семериков, В.В.Устинов // Физика металлов и металловедение. – 2003. – Т.96. – №1. – С.88-93.
  25. In-plane magnetisation anisotropy of Fe/Cr superlattices with biquadratic exchange coupling [Текст] / V.V.Ustinov, М.А.Миляев, L.N.Romashev, Т.Р.Криницина, Е.А.Кравцов // J. Magn. Magn. Mater. – 2001. – V.226-230. – P.1811-1813.
  26. Ферромагнитный резонанс в многослойных структурах [Fe/Cr]<sub>n</sub> с неколлинеарным магнитным упорядочением [Текст] / А.Б.Дровосеков,

- Н.М.Крейнес, Д.И.Холин, В.Ф.Мещеряков, М.А.Миляев, Л.Н.Ромашев, В.В.Устинов // Письма в ЖЭТФ. – 1998. – Т.67. – Вып.9. – С.690-695.
27. Тонкая структура сверхрешеток Fe/Cr с неколлинеарным упорядочением магнитных моментов слоев железа, эпитаксиально выращенных на (101)Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [Текст] / В.В.Устинов, Т.П.Креницина, В.В.Попов, В.Г.Пушин, А.М.Бурханов, М.А.Миляев, В.И.Минин, А.А.Панкратов, А.В.Семериков // ФММ. – 1997. – Т.84, №4. – С.161-171.
28. Magnetoresistance and magnetization of Fe/Cr (001) superlattices with noncollinear magnetic ordering [Текст] / V.V.Ustinov, N.G.Bebenin, L.N.Romashev, V.I.Minin, M.A.Milyaev, A.R.Del, A.V.Semerikov // Phys. Rev. B. – 1996. – V.54. – №22. – P.15958-15966.
29. Magnetization processes in multiaxial antiferromagnets [Текст] / K.B.Vlasov, R.I.Zainullina, M.A.Milyaev, V.V.Ustinov // J. Magn. Magn. Mater. – 1995. – Iss.3. – P.305-314.
30. Четные гальваномагнитные эффекты в магнитомногоосных антиферромагнетиках. Температурные зависимости [Текст] / К.Б.Власов, Р.И.Зайнуллина, М.А.Миляев, В.В.Устинов // ЖЭТФ. – 1995. – Т.108. – Вып.6(12). – С.2125-2131.
31. Четные гальваномагнитные эффекты в магнитомногоосных антиферромагнетиках [Текст] / К.Б.Власов, Р.И.Зайнуллина, М.А.Миляев, В.В.Устинов // ЖЭТФ. – 1993. – Т.104. – Вып.6(12). – С.4081-4093.
32. Власов, К.Б. Процессы намагничивания многоосного антиферромагнетика Fe<sub>0.95</sub>Co<sub>0.05</sub>Ge<sub>2</sub> [Текст] / К.Б.Власов, Р.И.Зайнуллина, М.А.Миляев // ФММ. – 1993. – Т.5. – С.65-70.
33. Власов, К.Б. Кривые намагничивания антиферромагнетиков с несколькими осями антиферромагнетизма. Необратимые процессы [Текст] / К.Б.Власов, Р.И.Зайнуллина, М.А.Миляев // ЖЭТФ. – 1992. – Т.101. – С.1300-1311.
34. Власов, К.Б. Кривые намагничивания антиферромагнетиков с несколькими осями антиферромагнетизма [Текст] / К.Б.Власов, Р.И.Зайнуллина, М.А.Миляев // ЖЭТФ. – 1991. – Т.99. – Вып.1. – С.300-312.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Туров, Е.А. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков [Текст] / Е.А.Туров, А.В.Колчанов. [и др.] // М.: Физматлит, 2001. – 559 с.
2. Direct experimental study of the exchange spring formation process [Текст] / V.S.Gornakov, V.I.Nikitenko, A.J.Shapiro, R.D.Shull, J.S.Jiang, S.D.Bader // J. Magn. Magn. Mater. – 2002. – V.246. – №1-2. – P.80-85.
3. Хиральность формирующейся спиновой пружины и особенности перемагничивания двухслойной ферромагнитной системы [Текст] / В.С.Горнаков, Ю.П.Кабанов, В.И.Никитенко, О.А.Тихомиров, А.И.Шапиро, Р.Д.Шулл // ЖЭТФ. – 2004. – Т. 26. – №3. – С.691-703.
4. Labrune, M. Spin-valve thermal stability: Magnetization rotation in spin-valve multilayers [Текст] / M.Labrune, J.C.S.Kools, A.Thiaville // J. Magn. Magn. Mater. – 1997. – V. 171. – №1. – P.1-15.
5. Kools, J.C.S. Exchange-Biased Spin-Valves for Magnetic Storage [Текст] / J.C.S.Kools // IEEE Trans. on Magn. – 1996. – V.32. – №4. – P.3165-3184.
6. Kuch, W. Seeded epitaxy of  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}$  multilayers on  $\text{MgO}(001)$ : Influence of Fe seed layer thickness [Текст] / W.Kuch, A.C.Marley, S.S.P.Parkin // J. Appl. Phys. – 1998. – V.83. – №9. – P.4709–4713.
7. Parkin, S.S.P. Giant magnetoresistance in antiferromagnetic Co/Cu multilayers [Текст] / S.S.P. Parkin, Z.G.Li, D.J.Smith // Appl. Phys. Lett. – 1991. – V.58. – P.2710.
8. Giant magnetoresistance and oscillatory exchange coupling in disordered Co/Cu multilayers [Текст] / C.H.Marrows, N.Wiser, B.J.Hickey, T.P.A.Hase, B.K.Tanner // J. Phys.: Condens. Matter. – 1999. – V.11. – P.81–88.
9. Contactless magnetoresistance studies of Co/Cu multilayers using the infrared magnetorefractive effect [Текст] / M.Vopsariou, D.Bozec, J.A.D.Matthew, S.M.Thompson, C.H.Marrows, M.Perez // Phys. Rev. B. – 2004. – V.70. – P.214423.