

На правах рукописи

Заворницын Роман Сергеевич

МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА СПИНОВЫХ КЛАПАНОВ НА  
ОСНОВЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ И ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

Специальность 1.3.12. Физика магнитных явлений

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Екатеринбург – 2022

Диссертационная работа выполнена в лаборатории квантовой наноспинтроники Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук (ИФМ УрО РАН).

**Научный  
руководитель:**

**Миляев Михаил Анатольевич**, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, заведующий лабораторией квантовой наноспинтроники ФГБУН Институт физики металлов имени М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук (ИФМ УрО РАН), г. Екатеринбург.

**Официальные  
оппоненты:**

**Прудников Владимир Васильевич**, доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой теоретической физики Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского», г. Омск.

**Сапожников Максим Викторович**, доктор физико-математических наук, заведующий отделом физики магнитных наноструктур Института физики микроструктур РАН – филиала ФГБНУ «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», г. Нижний Новгород.

**Ведущая  
организация:**

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского - обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук», г. Казань.

Защита состоится 17 февраля в 11:00 на базе ФГБУН Института физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН по адресу: 620108, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФМ УрО РАН и на сайте [www.imp.uran.ru](http://www.imp.uran.ru).

Автореферат разослан \_\_\_\_\_ 2022 года.

Ученый секретарь

диссертационного совета

доктор физико-математических наук

Чарикова Татьяна Борисовна

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы исследования.** Открытие эффекта гигантского магнитосопротивления (ГМС) и развитие технологий изготовления слоев нанометровой толщины стали основой для синтеза искусственных магниточувствительных материалов, обладающих уникальными свойствами. Функциональные параметры этих материалов можно варьировать, меняя композицию наноструктуры и используя слои материалов с разными магнитными характеристиками.

Обладающие эффектом ГМС наноструктуры типа «спиновый клапан» в настоящее время находят широкое применение в качестве магниточувствительного материала в сенсорных устройствах. В простейшем варианте композиция спинового клапана представляет собой два ферромагнитных (ФМ) слоя, разделенных немагнитной прослойкой, один из которых «закреплен» обменным взаимодействием с антиферромагнитным (АФМ) слоем. Обменное взаимодействие на границе антиферромагнетик/ферромагнетик в спиновом клапане обуславливает существование однонаправленной магнитной анизотропии, которая характеризуется осью однонаправленной анизотропии, и приводит к возникновению сдвига петли гистерезиса переманничивания «закрепленного» ФМ слоя. Второй ФМ слой переманничивается в малых полях и называется «свободным». Межслойное взаимодействие между ферромагнитными слоями определяет величину сдвига низкополевой петли гистерезиса свободного слоя. Величина магнитосопротивления наноструктуры зависит от взаимной ориентации магнитных моментов ФМ слоев.

Значительный интерес для практического применения представляют спиновые клапаны на основе переходных металлов, обладающие большой величиной магнитосопротивления и возможностью переключения между высоко- и низкорезистивным состоянием в очень слабых магнитных полях. Обычным способом снижения поля переключения спинового клапана является увеличение толщины немагнитной прослойки, что неизбежно приводит к уменьшению магнитосопротивления и возрастанию гистерезиса переманничивания свободного слоя. Вследствие этого синтез спиновых клапанов, сочетающих большую величину магнитосопротивления, слабый гистерезис и возможность переключения в слабых полях, является актуальной задачей в контексте использования спиновых клапанов в качестве функционального материала для сенсорных устройств. Для решения данной задачи необходимым является исследование особенностей межслойного взаимодействия в спиновых клапанах.

Как правило, в магниточувствительных датчиках для получения максимально возможного уровня и высокой линейности выходного сигнала отдельные сенсорные элементы объединяют в мостовую схему Уитстона. Направление осей однонаправленной анизотропии (ОАА) в четырех магниторезистивных сенсорных элементах моста должно быть попарно противоположным. Существующие на данный момент методики управления ОАА спиновых клапанов в составе мостовой схемы достаточно сложны, трудоемки и подразумевают использование нескольких технологических этапов. Поиск эффективных методов управления ОАА в отдельных сенсорных элементах в составе моста Уитстона является актуальной задачей в плане разработки датчиков магнитного поля. Предлагаемый в данной работе подход подразумевает использование одноосной анизотропии и анизотропии формы для формирования противоположно направленных осей однонаправленной анизотропии в магниторезистивных элементах сенсорного устройства.

Особый интерес представляет введение в состав наноструктуры слоев редкоземельных металлов (РЗМ). В РЗМ магнитное упорядочение реализуется за счет косвенного обменного взаимодействия, что приводит к возникновению сложных магнитных структур, например геликоидального упорядочения. Одной из стандартных методик, применяемых для изучения магнитной структуры РЗМ, является нейтронная дифракция. Однако использование этого метода для исследования магнитного упорядочения в слоях РЗМ толщиной в единицы и десятки нанометров является проблематичным в силу малого количества исследуемого материала. В связи с этим возникает необходимость в поиске новых методов изучения магнитного упорядочения в нанослоях редкоземельных металлов. Развиваемый в данной работе экспериментальный подход, связанный с использованием спиновых клапанов, нацелен на получение информации об особенностях магнитного упорядочения в ультратонких высокотекстурированных слоях гелимагнетиков. При этом получение данной информации не связано с использованием установок типа «мегасайенс», а базируется на использовании обычных лабораторных методов измерения магнитосопротивления.

**Степень разработанности темы.** Интерес к тонким пленкам микронной и субмикронной толщины, содержащим редкоземельные и переходные металлы, возник в 80-х годах прошлого века [1, 2, 3] и был обусловлен поиском новых материалов для записи, хранения и чтения информации [4].

В работе [5] приводятся результаты магнитных измерений спиновых клапанов на основе ферромагнитных слоев Co и  $Ni_{81}Fe_{19}$ , разделенных прослойкой Cu, для которых наблюдался осциллирующий характер сдвига низкополевой петли гистерезиса. Осциллирующий характер межслойного взаимодействия наблюдался также в спиновых клапанах на основе ферромагнитных слоев  $Ni_{81}Fe_{19}$ , разделенных прослойкой Cu, величина максимального магнитосопротивления в такой структуре составила 4% [6]. В работе [7] высокие значения магнитосопротивления, порядка 9%, были достигнуты в спиновых клапанах на основе тройного ферромагнитного сплава CoFeNi, однако исследования межслойного взаимодействия проведены не были.

При создании магнитных датчиков на основе эффекта ГМС, в которых отдельные сенсорные элементы объединены в мостовую схему Уитстона, попарно противоположные направления ООА в элементах формируют путем двухэтапного напыления спиновых клапанов с противоположно направленными ООА на разные участки подложки [8], термомагнитной обработки (ТМО) с пропусканием электрического тока через некоторые сенсорные элементы [9], напыления на разные части подложки обычного спинового клапана и спинового клапана с синтетическим антиферромагнетиком (САФ) с дальнейшей ТМО [9]. В работе [10] предложена методика, которая подразумевает использование свойств синтетического антиферромагнетика для формирования противоположно направленных ООА в различных элементах мостовой схемы. Однако угол между полученными направлениями ООА значительно отличался от  $180^\circ$ , что существенно снижает уровень выходного сигнала.

Актуальным является изучение систем на основе редкоземельного и переходного металлов, поскольку эти системы обладают перпендикулярной магнитной анизотропией и могут представлять интерес в плане увеличения плотности записи информации [11]. Существует ряд работ, посвященных изучению многослойных периодических наноструктур на основе РЗМ методом нейтронной дифракции [12-15]. Например, в работе [16] приведено исследование влияния внешнего магнитного поля на хиральную симметрию сверхрешеток

Dy/Y. Высокоанизотропные РЗМ используются также в качестве закрепленного слоя в составе спинового клапана [17].

В работе [18] приводится исследование термочувствительного спинового клапана на основе сплава Gd-Co. Для этого спинового клапана при некоторой температуре наблюдалось резкое уменьшение электросопротивления. Эта особенность обусловлена компенсацией магнитных моментов подрешеток слоя Gd-Co и соседнего ферромагнитного слоя Co и, как следствие, изменением характера перемагничивания спинового клапана.

Теоретическое исследование магнитного состояния в отдельных ультратонких слоях (3-10 нм) геликоидальных магнетиков (Dy, Ho) было проведено в работах [19, 20]. Для слоев, толщина которых соизмерима с пространственным периодом геликоида, наблюдалось значительное уменьшение величины магнитного поля, которое способно деформировать геликоидальную структуру. Также предполагается, что в ультратонких слоях РЗМ геликоид может быть искажен и при отсутствии магнитного поля в силу конкуренции между обменной энергией и энергией магнитокристаллической анизотропии.

Значительный вклад в развитие теории спинового транспорта в проводящих гелимагнетиках сделан в работах [21, 22]. Предсказан новый класс спиновых эффектов, обусловленных действием на спин электронов проводимости сил, создаваемых пространственно-неоднородными внешними магнитными полями и внутренними полями квантового обменного происхождения. Результаты работ [21, 22], а также [23, 24], где предсказано возникновение динамики намагниченности гелимагнетика под действием спиновых токов, представляют большой интерес в контексте разработки новых устройств спинтроники на основе проводящих гелимагнетиков.

**Цель работы.** Получить данные об особенностях магнитотранспортных свойств спиновых клапанов на основе редкоземельных и переходных металлов, а также разработать эффективные методы управления этими свойствами.

**Задачи:**

1. Методом магнетронного напыления получить требуемые для проведения исследований объекты в виде тонких пленок и спиновых клапанов различных композиций, содержащих слои переходных и редкоземельных металлов и сплавов.

2. Выявить закономерность изменения магнитотранспортных свойств спиновых клапанов на основе ферромагнитного сплава  $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$  с буферным слоем  $\text{Ta}/(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$  при изменении толщины слоя меди.

3. Разработать эффективный метод формирования противоположно направленных осей однонаправленной анизотропии в сенсорных элементах на основе мостовой схемы Уитстона.

4. Исследовать кристаллическую структуру и транспортные свойства тонких пленок гелимагнитных металлов Dy и Ho и получить информацию об изменении температуры перехода парамагнетик-антиферромагнетик в зависимости от толщины РЗМ слоя.

5. Разработать способ получения информации о магнитном состоянии, реализуемом в нанослоях гелимагнетиков Dy и Ho, на основе анализа магнитотранспортных свойств спиновых клапанов, содержащих нанослой Dy и Ho.

### **Научная новизна:**

1. В спиновых клапанах на основе ферромагнитных слоев  $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$  получена осциллирующая зависимость сдвига низкополевой петли гистерезиса от толщины прослойки Cu. Это позволило создать спиновый клапан с большим магнитосопротивлением и нулевым сдвигом низкополевой петли гистерезиса.

2. Показано, что в спиновых клапанах на основе Dy на границе Dy/ $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  в температурной области существования антиферромагнитной фазы в Dy формируется однонаправленная анизотропия. Направление оси однонаправленной анизотропии совпадает с направлением магнитного момента слоя  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  в температурной области фазового перехода парамагнетик-антиферромагнетик для Dy.

3. Установлено, что геликоид в нанослое Ho, входящем в состав спинового клапана, поворачивается внешним магнитным полем вокруг гексагональной оси, что обусловлено наличием некомпенсированного магнитного момента в геликоидальной структуре конечной толщины.

4. Для спинового клапана с нижним расположением нанослоя Dy, номинальная толщина которого соизмерима с пространственным периодом геликоидальной структуры, в различных магнитных полях определена температура компенсации магнитных моментов слоев Dy и  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ . Установлено, что температура компенсации зависит от величины внешнего магнитного поля и толщины слоя диспрозия.

**Практическая и теоретическая значимость работы.** Исследованные в работе особенности осциллирующего межслойного взаимодействия представляют интерес в контексте разработки высокочувствительных функциональных материалов для практических приложений. Предложен метод управления обменным сдвигом в спиновых клапанах на основе ферромагнитного сплава  $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$ , позволяющий оптимизировать процесс создания магниточувствительных датчиков.

В работе предложен экспериментальный подход, нацеленный на получение качественной информации об особенностях магнитного упорядочения в высокотекстурированных нанослоях гелимагнетиков. Метод основан на изучении особенностей магнитотранспортных свойств спиновых клапанов, содержащих слой исследуемого гелимагнетика, в температурном интервале существования антиферромагнитной фазы в слое редкоземельного металла.

На основе анализа изменения магнитотранспортных свойств спиновых клапанов, содержащих нанослой геликоидальных магнетиков, определены диапазоны полей и температур, в которых происходит компенсация магнитных моментов слоев Dy и  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ . Установлено, что поля и температуры, в которых происходит компенсация, соответственно, деформация геликоидальной структуры, зависят от толщины нанослоя Dy. Данная оценка качественно подтверждает выводы, представленные в теоретических работах [19, 20].

**Объекты исследования.** Объектами исследования являлись: пленки спиновых клапанов на основе Dy и Ho композиций  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{PЗМ}$ ,  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{PЗМ}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$  и др., толщина слоев редкоземельных металлов варьировалась от 30 до 800 Å; пленки трехслойных структур переходный металл/PЗМ/переходный металл, переходные металлы:  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ , Ta,  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ ,  $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$ , толщина слоев PЗМ – Dy и Ho – варьировалась от 100 до 1500 Å; пленки спиновых клапанов на основе ферромагнитного сплава  $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$  композиции Ta/ $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}/\text{Cu}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}/\text{Ru}$

$\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}/\text{Ta}$ , микрообъекты в виде микрополос шириной от 2 до 30 мкм и мостов Уитстона, изготовленных из пленок спиновых клапанов методами литографии.

**Предмет исследования.** Предметом исследования являлись магнитотранспортные свойства, магнитная анизотропия, межслойное взаимодействие и магнитное упорядочение в спиновых клапанах на основе редкоземельных и переходных металлов.

**Методы исследования.** Исследуемые в работе наноструктуры получены методом магнетронного напыления на установке ULVAC MPS-4000-C6. Аттестация структурных свойств проведена методом рентгеновской дифракции на дифрактометре Panalytical Empyrean, а также с помощью просвечивающей электронной микроскопии на микроскопе Теснаи-G30. Микрообъекты в виде полос приготовлены с помощью оптической фотолитографии (установка SUSS MicroTec MJB4) и электронно-лучевой литографии при использовании растрового электронного микроскопа FEI Inspect F. Исследование магнитных и магнитотранспортных свойств образцов при комнатной температуре проведено с помощью автоматизированного вибрационного магнитометра АВМ-1, при низких температурах – с помощью температурной установки RTF-1 и сквид-магнитометра MPMS-XL-5 в ЦКП «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН.

#### **Положения, выносимые на защиту:**

1. Использование составного буферного слоя состава  $\text{Ta}/(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$  в спиновых клапанах на основе ферромагнитного сплава  $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$  приводит к формированию высокоупорядоченной структуры и гладких интерфейсов. Следствием является ослабление ферромагнитного межслойного взаимодействия, что позволяет наблюдать изменение магнитотранспортных свойств, обусловленное осциллирующим межслойным обменным взаимодействием.

2. В спиновых клапанах, содержащих слой Dy, на границе  $\text{Dy}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  в процессе фазового перехода парамагнетик-антиферромагнетик формируется однонаправленная анизотропия. Направление оси однонаправленной анизотропии совпадает с направлением магнитного момента в слое  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  при магнитном фазовом переходе в слое Dy.

3. На основе анализа магниторезистивных данных для спиновых клапанов различных композиций, содержащих нанослой Ho, показано, что антиферромагнитный геликоид может поворачиваться во внешнем магнитном поле вокруг гексагональной оси за счет наличия некомпенсированного магнитного момента.

4. Особенности перемагничивания спинового клапана на основе редкоземельных Dy или Ho, наблюдаемые в температурном диапазоне, соответствующем геликоидальному упорядочению, обусловлены температурными изменениями периода геликоида.

5. Для спинового клапана, содержащего ультратонкий слой Dy, при уменьшении температуры наблюдается увеличение электросопротивления. Эта особенность связана с изменением характера перемагничивания спинового клапана и компенсацией магнитных моментов слоя Dy и соседнего ферромагнитного слоя  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ . Температура компенсации зависит от величины внешнего магнитного поля и толщины слоя диспрозия.

**Степень достоверности.** Экспериментальные исследования, представленные в диссертационной работе, проведены с помощью метрологически аттестованного оборудования и апробированных методик. Выводы, приведенные в работе, не противоречат литературным данным, опубликованным в открытой печати.

**Публикации.** Материалы диссертации опубликованы в 22 печатных работах: в 11 статьях в научных рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК и в 11 тезисах докладов на российских и международных конференциях.

**Апробация результатов.** Результаты диссертационной работы докладывались автором на следующих конференциях: XIX Всероссийская молодежная школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-19), (г. Екатеринбург, 2018); VII Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism» (EASTMAG-2019), (г. Екатеринбург, 2019); XX Всероссийская молодежная школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-20), (г. Екатеринбург, 2019); VII Международная молодежная научная конференция Физика. Технологии. Инновации (ФТИ-2020), (г. Екатеринбург, 2020); Тринадцатое ежегодное заседание Научного Совета по физике конденсированных сред при отделении физических наук РАН и Научно-практический семинар «Актуальные проблемы физики конденсированных сред», (Черноголовка, 2020); XXV Международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника», (г. Нижний Новгород, 2021); XXI Всероссийская молодежная школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-21), (г. Екатеринбург, 2021); International conference «Functional Materials» (ICFM-2021), (г. Алушта, 2021).

**Личный вклад автора.** Постановка задач исследования проводилась диссертантом Заворницыным Р.С. совместно с научным руководителем Миляевым М.А. Личный вклад автора заключается в проведении пробоподготовки образцов, исследовании магнитных и магнитотранспортных свойств пленочных образцов при комнатной температуре, исследовании магнитотранспортных свойств пленочных образцов и микрообъектов при разных температурах, поиске эффективных режимов термомагнитной обработки прототипов магнитных датчиков. Автором проведены обработка и анализ экспериментальных данных. Подготовка публикаций проводилась совместно с научным руководителем Миляевым М.А. и соавторами. Результаты представлены автором на различных международных и всероссийских конференциях.

Исследуемые образцы приготовлены методом магнетронного напыления Наумовой Л.И. и Проглядо В.В. в сотрудничестве с автором. Структурные исследования проведены Кринициной Т.П. и Макаровой М.В. Изготовление микрообъектов методами литографии проведено Максимовой И.К.

**Соответствие диссертации паспорту специальности.** Содержание диссертации соответствует пункту 3 «Экспериментальные исследования магнитных свойств и состояний веществ различными методами, установление взаимосвязи этих свойств и состояний с химическим составом и структурным состоянием, выявление закономерностей их изменения под влиянием различных внешних воздействий», а также пункту 7 «Разработка новых физических принципов использования материалов с различными видами магнитного упорядочения, а также с композитными структурами на их основе» паспорта специальности 1.3.12. Физика магнитных явлений.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из оглавления, введения, 4 глав, заключения, списка использованных обозначений и сокращений, списка литературы и публикаций автора по теме диссертации. Общий объем диссертации составляет 157 страниц, 107 рисунков, 1 таблица. Список литературы содержит 124 наименования на 10 страницах.



**Работа выполнена в рамках следующих программ и грантов.** Государственное задание МИНОБРНАУКИ России («СПИН», №АААА-А18-118020290104-2, №122021000036-3), РФФИ (проекты №19-02-00057 и 20-42-660018 р\_а), молодежный проект ИФМ УрО РАН № м12-21.

## КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

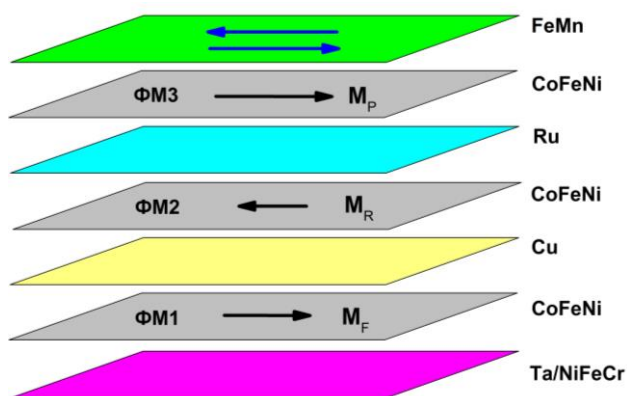
**Во введении** обоснована актуальность темы диссертационной работы, указана степень разработанности тематики, сформулированы цель и задачи исследования, аргументирована научная новизна, показана практическая и теоретическая значимость результатов исследования, изложены положения, выносимые на защиту.

**В первой главе** приводится краткое изложение литературных данных по тематике диссертации. Описываются основные физические принципы, объясняющие явление гигантского магнитосопротивления, а также магнитные и магнитотранспортные свойства наноструктур типа спиновый клапан, в которых наблюдается эффект ГМС. Рассматриваются свойства редкоземельных металлов диспрозия и гольмия как в объемном, так и в тонкопленочном виде. Уделяется внимание датчикам магнитного поля на основе эффекта ГМС и способам оптимизации функциональных характеристик сенсорных элементов.

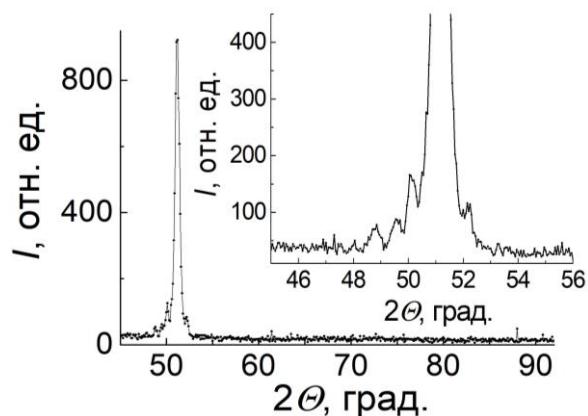
**Во второй главе** приводится информация касательно экспериментальных методик, используемых при проведении исследования. Описана методика изготовления наноструктур методом магнетронного напыления. Приведено описание методов исследования структуры образцов при помощи рентгеновской дифрактометрии и просвечивающей электронной микроскопии. Описаны методы измерения полевых зависимостей намагниченности и магнитосопротивления при помощи вибрационного магнитометра, а также методы термомагнитной обработки при помощи установки температурных измерений сопротивления. Приведено описание методик синтеза микрообъектов из пленочных наноструктур с помощью литографического оборудования.

**В третьей главе** приведены результаты исследования кристаллической структуры и особенностей межслойного взаимодействия спиновых клапанов композиции  $\text{Ta}(50\text{\AA})/(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}(50\text{\AA})/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}(35\text{\AA})/\text{Cu}(t_{\text{Cu}})/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}(35\text{\AA})/\text{Ru}(8\text{\AA})/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}(30\text{\AA})/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}(100\text{\AA})/\text{Ta}(50\text{\AA})$ , где  $t_{\text{Cu}} = 11 - 33\text{\AA}$  (рисунок 1). Предложены методики, позволяющие получить противоположно направленные ООА в сенсорных элементах на основе спинового клапана, объединенных в мостовую схему Уитстона.

Межслойное взаимодействие между ферромагнитными слоями в спиновом клапане определяется конкуренцией осциллирующего обменного РККИ-взаимодействия и дипольного ферромагнитного. Как правило, шероховатость межслойных границ в наноструктуре такова, что преобладающим типом взаимодействия является дипольное ферромагнитное взаимодействие. В таком случае, с целью уменьшения величины сдвига низкополевой петли гистерезиса, увеличивают толщину немагнитной прослойки, однако, это неизбежно приводит к уменьшению величины максимального магнитосопротивления. В случае малой шероховатости межслойных границ основной вклад во взаимодействие ферромагнитных слоев будет осуществлять осциллирующее обменное взаимодействие. В таком случае можно добиться сочетания большой величины максимального магнитосопротивления для спинового клапана и малого сдвига низкополевой петли гистерезиса. Исследования, представленные в данной главе, направлены на реализацию этой возможности.

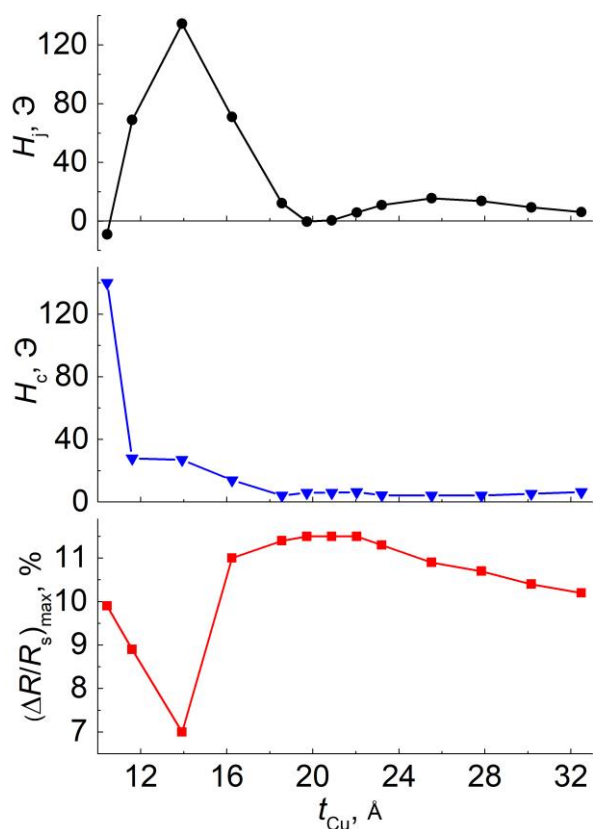


**Рисунок 1** – Схематичное изображение спинового клапана на основе тройного ферромагнитного сплава  $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$



**Рисунок 2** – Дифрактограмма для спинового клапана  $\text{Ta}/\text{NiFeCr}/\text{CoFeNi}/\text{Cu}(33\text{Å})/\text{CoFeNi}/\text{Ru}/\text{CoFeNi}/\text{FeMn}/\text{Ta}$

На дифрактограмме (рисунок 2), полученной для спинового клапана  $\text{Ta}/\text{NiFeCr}/\text{CoFeNi}/\text{Cu}(33\text{Å})/\text{CoFeNi}/\text{Ru}/\text{CoFeNi}/\text{FeMn}/\text{Ta}$ , наблюдается структурный пик, соответствующий семейству плоскостей (111) гранцентрированной кубической (ГЦК) решетки. Этот пик является общим для FeMn, NiFeCr, Cu, CoFeNi в силу близости параметров ГЦК решетки этих материалов.



**Рисунок 3** – Зависимости максимального магнитосопротивления  $((\Delta R/R_s)_{\max})$ , сдвига  $(H_j)$  и ширины низкополевой петли гистерезиса  $(H_c)$  от  $t_{\text{Cu}}$  для спиновых клапанов  $\text{Ta}/\text{NiFeCr}/\text{CoFeNi}/\text{Cu}(t_{\text{Cu}})/\text{CoFeNi}/\text{Ru}/\text{CoFeNi}/\text{FeMn}/\text{Ta}$

является общим для FeMn, NiFeCr, Cu, CoFeNi в силу близости параметров ГЦК решетки этих материалов.

Аналогичные результаты наблюдались для спиновых клапанов с другими толщинами медной прослойки. На всех дифрактограммах видны сателлиты вокруг пика (111). Толщина, определенная по периоду этих осцилляций с точностью в  $1\text{Å}$ , совпадает с суммарной номинальной толщиной слоев  $\text{NiFeCr}/\text{CoFeNi}/\text{Cu}/\text{CoFeNi}$ . Установлено, что использование в спиновых клапанах на основе  $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$  буферного слоя  $\text{Ta}/(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$  обуславливает формирование в них высокоупорядоченной структуры и гладких интерфейсов.

Для спиновых клапанов с разной толщиной медной прослойки ( $t_{\text{Cu}}$ ) получены полевые зависимости магнитосопротивления. При варьировании  $t_{\text{Cu}}$  наблюдаются изменения сдвига ( $H_j$ ) и ширины ( $H_c$ ) низкополевой петли гистерезиса, а также максимальной величины магниторезистивного эффекта  $((\Delta R/R_s)_{\max})$  (рисунок 3). Осциллирующий характер  $H_j(t_{\text{Cu}})$  является признаком того,

что вклад осциллирующего обменного взаимодействия в межслойное взаимодействие является доминирующим над ферромагнитным дипольным. При толщине медной прослойки  $t_{Cu} = 20 \text{ \AA}$ , соответствующей второму антиферромагнитному максимуму РККИ-взаимодействия, наблюдается наибольшая величина магниторезистивного эффекта (11.5 %), слабый гистерезис (5.9 Э) и нулевой сдвиг низкополевой петли гистерезиса.

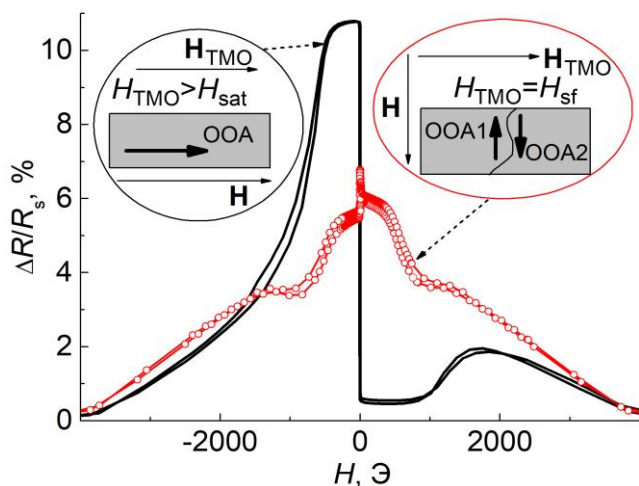
Исследованные спиновые клапаны содержат синтетический антиферромагнетик CoFeNi/Ru/CoFeNi. Особенностью САФ является спин-флоп состояние – в магнитном поле  $H_{sf}$  магнитные моменты  $M_R$  и  $M_P$  слоев ФМ2 и ФМ3 разворачиваются друг относительно друга на  $180^\circ$  и устанавливаются перпендикулярно приложенному полю.

Терромагнитная обработка (ТМО) в поле спин-флоп перехода приводит к формированию в пленке спинового клапана двух магнитных фаз с противоположными ООА. При этом, на полевой зависимости магнитосопротивления (рисунок 4, красная кривая), измеренной после ТМО, наблюдаются плато в области положительных и отрицательных полей, а величина эффекта ГМС практически в два раза меньше чем в случае, когда во всей пленке спинового клапана сформирована одна магнитная фаза (рисунок 4, черная кривая).

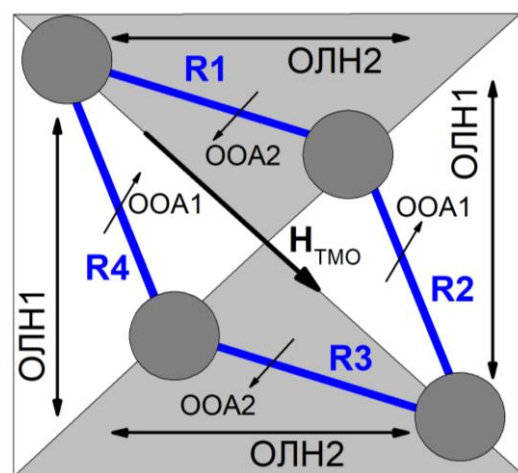
В данной работе терромагнитная обработка в поле спин-флоп перехода используется для формирования попарно-противоположных ООА в сенсорных элементах мостовой схемы. Такая конфигурация осей однонаправленной анизотропии в элементах моста Уитстона позволяет увеличить выходной сигнал магнитного датчика.

С помощью фотолитографии из пленки спинового клапана с толщиной медной прослойки  $20 \text{ \AA}$  были сформированы микрообъекты в виде полос, объединенных в мостовую схему Уитстона. Ширина микрополос варьировалась и составляла величину 20 или 30 мкм. Напыление пленок спинового клапана проходило в два этапа – это было сделано с целью формирования взаимно перпендикулярных направлений осей легкого намагничивания (ОЛН) на различных участках пленки.

На рисунке 5 схематически представлена конфигурация осей легкого намагничивания ОЛН1 и ОЛН2 в сенсорных элементах мостовой схемы, обозначенных как R1, R2, R3, R4.



**Рисунок 4** – Полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана Ta/NiFeCr/CoFeNi/Cu(20Å)/CoFeNi/Ru/CoFeNi/FeMn/Ta, измеренные после ТМО в различных режимах



**Рисунок 5** – Схематическое изображение моста Уитстона, где показана конфигурация ООА, ОЛН для различных элементов в составе моста

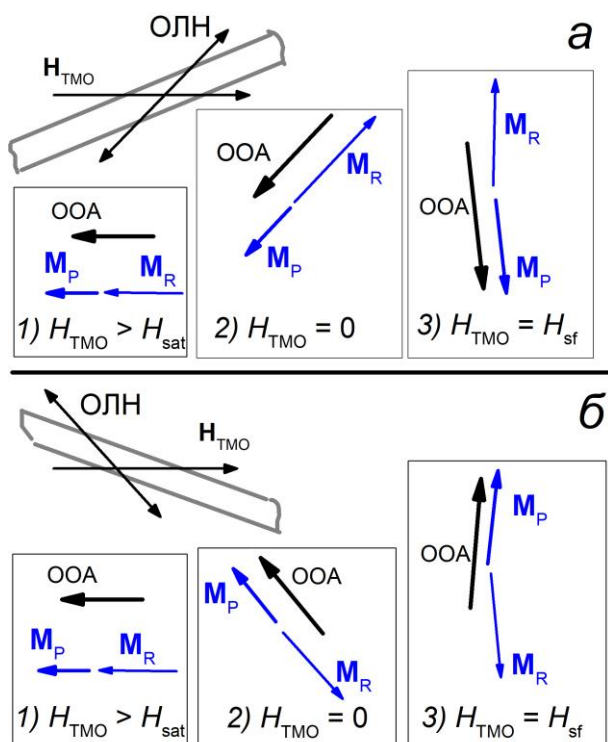
ОЛН1 соответствует элементам R2 и R4, ОЛН2 соответствует элементам R1 и R3. Оси однонаправленной анизотропии, обозначенные как ООА1 и ООА2, сформированы с помощью термомагнитной обработки всей мостовой схемы.

Термомагнитная обработка включала в себя три последовательных этапа, положение мостовой схемы к приложенному при ТМО магнитному полю  $H_{ТМО}$ , направленному вдоль длинной диагонали моста Уитстона, не изменялось.

На рисунке 6 схематически изображены микрополоски, входящие в мостовую схему, направление поля при ТМО, направление магнитных моментов  $M_R$  и  $M_P$  ферромагнитных слоев ФМ2 и ФМ3, а также направления ООА, полученные после каждого этапа ТМО. Направление формируемой ООА соответствует направлению магнитного момента  $M_P$ . Конфигурации магнитных моментов и магнитных осей, соответствующих элементам R1, R3 и R2, R4, изображены на рисунке 6 (а) и (б), соответственно.

Первый этап ТМО включал в себя нагрев образца до температуры блокировки 448 К с последующим охлаждением в поле  $-9$  кЭ, большем чем поле насыщения (рисунок 6, (а-1), (б-1)). Этот этап направлен на то, чтобы сформировать во всех элементах мостовой схемы ООА одного направления. В таком случае магнитные моменты  $M_R$  и  $M_P$  слоев ФМ2 и ФМ3 противоположны положительному направлению поля, а направление ООА обусловлено направлением магнитного момента  $M_P$  ферромагнитного слоя ФМ3, который расположен

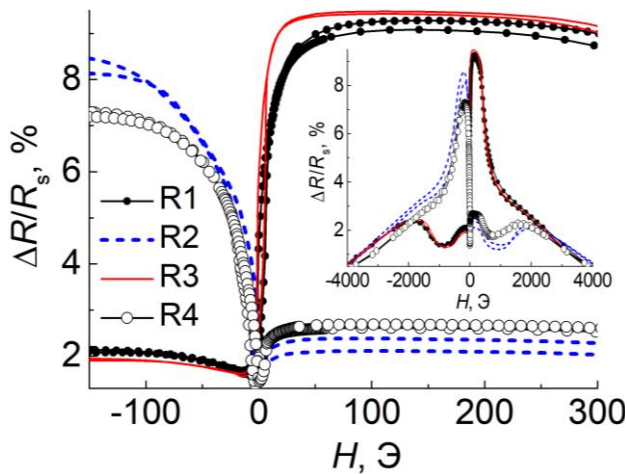
рядом с антиферромагнетиком FeMn.



**Рисунок 6** – Схематическое изображение, осей легкого намагничивания, поля, приложенного при ТМО, магнитных моментов слоев ФМ2 и ФМ3 и ООА, полученных после каждой ТМО в элементах R1, R3 (а) и R2, R4 (б)

На втором этапе поле при ТМО устанавливалось как можно более близким к  $H = 0$ . Когда  $H_{ТМО}$  меньше характерного поля анизотропии и антиферромагнитного обменного взаимодействия ферромагнитных слоев через прослойку Ru, которое составляет величину порядка 1 кЭ, то магнитные моменты  $M_R$  и  $M_P$  слоев ФМ2 и ФМ3 противоположны друг другу и параллельны оси анизотропии. Результатом второго этапа ТМО будет параллельная ориентация ОЛН и ООА, причем направление ООА для элементов R1, R3 и R2, R4 будет различным. Это необходимо чтобы в процессе третьего этапа ТМО в поле  $H_{sf}$  для микрополосок R2 и R4 был энергетически выгодным поворот магнитных моментов  $M_R$  и  $M_P$  по часовой, а для микрополосок R1 и R3 – против часовой стрелки.

Третий этап ТМО в поле спин-фlop перехода для САФ CoFeNi/Ru/CoFeNi сформировал антипараллельную конфигурацию ООА для микрополосок R1, R3 и R2, R4 (рисунок 6, (а-3), (б-3)).

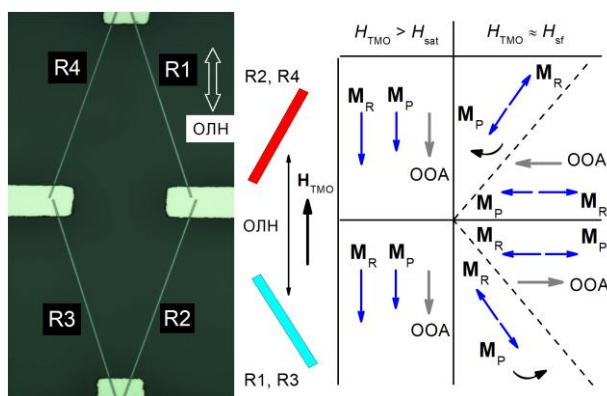


**Рисунок 7** – Магниторезистивные кривые для элементов моста Уитстона на основе спинового клапана, полученные после ТМО в три этапа

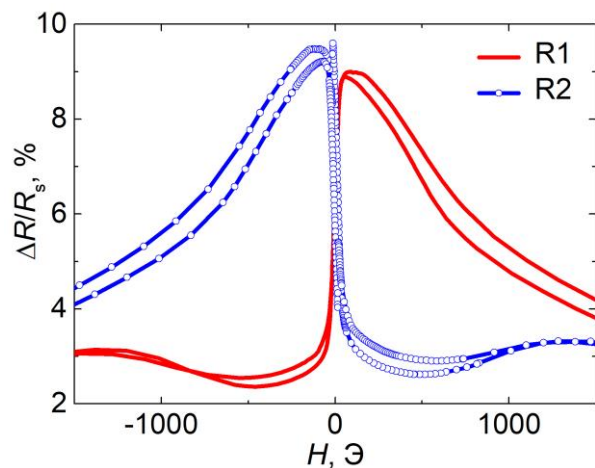
На рисунке 7 приведены магниторезистивные кривые для каждой микрополосы шириной 30 мкм, входящей в состав моста Уитстона, после термомагнитной обработки в три вышеописанных этапа. Для элементов R1 и R3 максимум магнитосопротивления наблюдается в области положительных полей, соответственно, дифференциальная характеристика  $dR/dH > 0$ , для элементов R2 и R4 максимум магнитосопротивления наблюдается в области отрицательных полей, дифференциальная характеристика  $dR/dH < 0$ . На вставке показаны магниторезистивные кривые в более широком интервале полей.

Для мостовых схем с шириной дорожек 20 и 30 мкм была получена вольт-эрстедная характеристика. Чувствительность составила 7.7 и 3.8 мВ/В/Э, соответственно, что сопоставимо с данными, представленными в литературе. Полученные в настоящей работе высокие значения чувствительности мостовых схем Уитстона на основе спиновых клапанов обусловлены предложенной последовательностью и режимами термомагнитной обработки сенсорных элементов, что подчеркивает практическую значимость разработанных методик.

С целью исследования влияния анизотропии формы на направление ООА, с помощью электронной литографии были сформированы мостовые схемы Уитстона с шириной микрополос 2 и 4 мкм (рисунок 8). Длина полос между контактами составляла величину 300 мкм, ОЛН направлена вдоль длинной диагонали моста. Сенсорные элементы R1, R3 и R2, R4 отклонены от ОЛН на одинаковый угол  $15^\circ$ .



**Рисунок 8** – Микрофотография мостовой схемы и схематичное изображение ОЛН, ООА и магнитных моментов  $M_R$  и  $M_P$  микрообъектов на каждом этапе ТМО



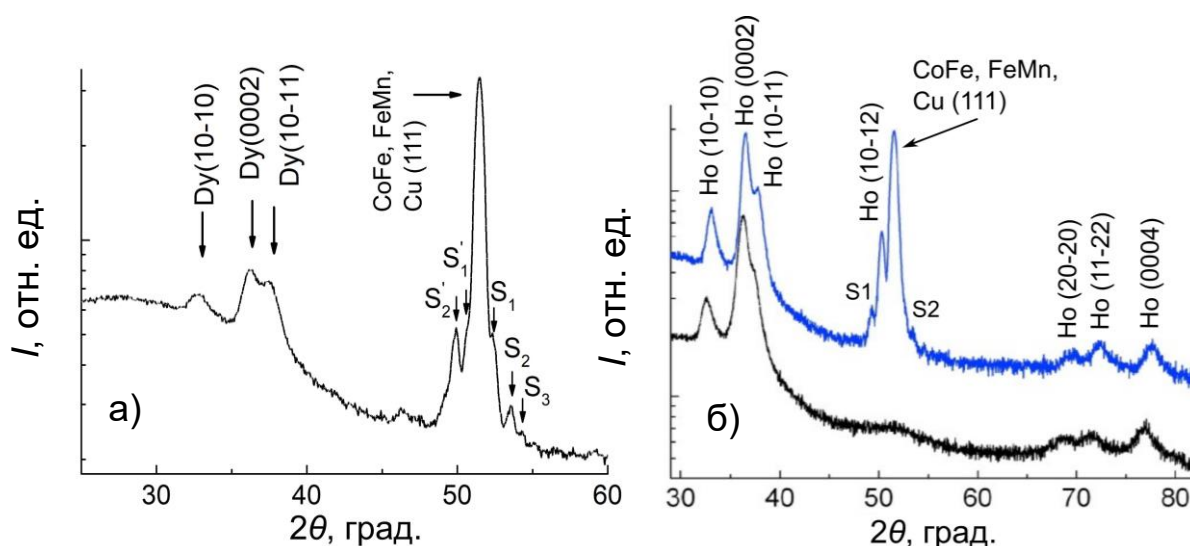
**Рисунок 9** – Полевые зависимости магнитосопротивления для сенсорных элементов R1 и R2 шириной 4 мкм

ТМО мостовой схемы проводилась в два этапа. Первый этап включал в себя отжиг в поле  $-9$  кЭ, направленном вдоль ОЛН, в течение 10 минут при  $T = 453$  К, с последующим охлаждением до комнатной температуры. Данная процедура направлена на формирование параллельной конфигурации ООА и ОЛН. Второй этап включал в себя отжиг в поле  $-9$  кЭ с последующим охлаждением в магнитном поле  $H_{sf} = 0.9$  кЭ, направленном вдоль ОЛН. В результате ТМО в каждой микрополосе были сформированы новые направления  $ООА \perp ОЛН$ , что подтверждается полевыми зависимостями магнитосопротивления, измеренными в поле  $H \perp ОЛН$  (рисунок 9). Соответственно, ООА в сенсорных элементах R1, R3 и R2, R4 антипараллельны.

В четвертой главе приведена информация о микроструктуре слоя РЗМ в составе наноструктур, осуществляется оценка температуры Нееля для слоев РЗМ различной толщины. Предложен метод получения информации об особенностях магнитного состояния в нанослоях РЗМ. Изменение формы магниторезистивных кривых, происходящее при переходе РЗМ в антиферромагнитное состояние, используется для идентификации магнитного упорядочения в нанослое РЗМ. Приведены результаты исследования магнитотранспортных свойств спинового клапана, содержащего слой Dy, в контексте диффузии на границе CoFe/Dy, происходящей со временем или при нагревании. Приведены данные касательно особенностей формирования обменного сдвига в интерфейсе CoFe/Dy в составе спинового клапана. Описаны особенности магнитного состояния гелимагнетика в составе спинового клапана в зависимости от конфигурации магнитных моментов ФМ слоев, окружающих слой РЗМ, и величины внешнего магнитного поля. Получена информация о подвижности антиферромагнитного геликоида в нанослое Ho. Приведены результаты исследования магнитотранспортных свойств спинового клапана, содержащего ультратонкий высокотекстурированный слой Dy.

На данный момент спиновые клапаны с обменным смещением, обладающие эффектом гигантского магнитосопротивления, достаточно хорошо изучены. Существуют теоретические модели, которые однозначно связывают каждую область полевой зависимости магнитосопротивления с направлениями магнитных моментов в ферромагнитных слоях спинового клапана. Если в состав наноструктуры типа спиновый клапан включить слой редкоземельного металла, окружив этот слой ферромагнитными слоями переходного металла, то на границах раздела редкоземельный/переходный металл формируется антиферромагнитное обменное взаимодействие. В этом случае, изменение магнитного состояния РЗМ приводит к изменению характера перемагничивания спинового клапана. Таким образом, изучение магнитотранспортных свойств спинового клапана, в состав которого включен нанослой РЗМ, позволит получить информацию касательно магнитного упорядочения в нанослое гелимагнетика. При этом, получение данной информации не связано с использованием установок типа «мегасайенс», а базируется на использовании обычных лабораторных методов измерения магнитосопротивления.

На рисунке 10 приведены дифрактограммы для наноструктур на основе Dy и Ho. Обнаружено, что нанослои Dy и Ho, напыленные на буферный слой CoFe, являются поликристаллическими с аксиальной текстурой  $\langle 0002 \rangle$  с осью  $c$ , перпендикулярной плоскости пленки. Аналогичная, но более совершенная текстура, наблюдается для нанослоев Dy, напыленных на буферный слой Ta.



**Рисунок 10** – Дифрактограммы для спиновых клапанов на основе Dy (а) и Ho (б – верхняя кривая), а также трехслойной структуры CoFe/Ho(500Å)/CoFe (б – нижняя кривая)

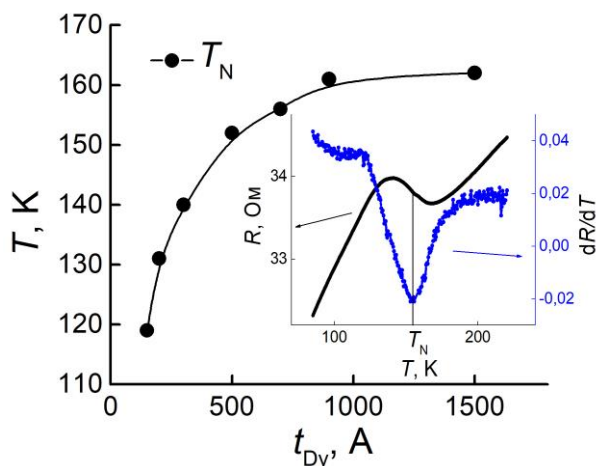
Для структур, содержащих нанослои РЗМ различной толщины, были получены  $R(T)$  зависимости, которые имеют аномалию, характерную для РЗМ вблизи температуры Нееля. Для оценки температуры Нееля были построены температурные зависимости производной  $dR/dT$ , по минимуму этих зависимостей определена температура перехода парамагнетик-антиферромагнетик.

На рисунке 11 приведена зависимость температуры Нееля от толщины слоя Dy. С уменьшением толщины слоя Dy наблюдается монотонное уменьшение температуры Нееля, что может быть связано как с размерным фактором, так и со снижением совершенства кристаллической структуры. В этом случае происходит изменение условий рассеяния электронов проводимости, что оказывает влияние на косвенное обменное взаимодействие, ответственное за антиферромагнитное геликоидальное упорядочение. Аналогичный характер изменения температуры перехода парамагнетик – антиферромагнетик от толщины наблюдался для нанослоев Ho.

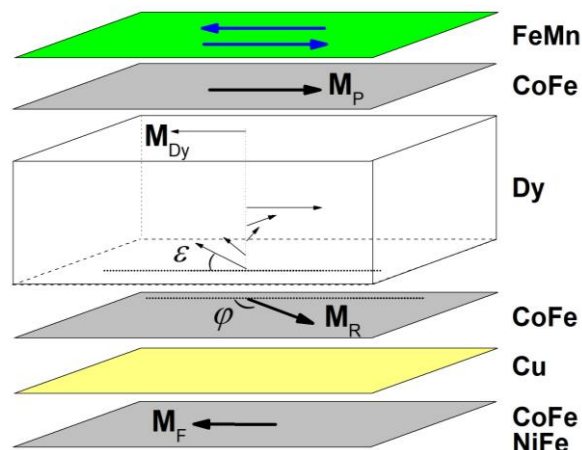
Проведено исследование микроструктуры и магнитотранспортных свойств псевдо спиновых клапанов, содержащих соседствующие слои Dy и  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ . На основе эти данных получена информация о том, что подобные структуры являются термически нестабильными и не сохраняют магнитотранспортные свойства в процессе длительного хранения в силу диффузии на границе Dy/ $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  и образования твердых растворов Dy-Co-Fe. Характерное время изменения магнитотранспортных свойств составляет 2-3 недели. Этого времени достаточно для проведения систематических исследований наноструктур предложенными в работе методами.

На рисунке 12 приведено схематичное изображение структуры спинового клапана с составным закрепленным слоем композиции стекло/Ta(50Å)/ $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (20Å)/ $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ (30Å)/Cu(28Å)/ $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ (30Å)/Dy(400Å)/ $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ (25Å)/ $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ (100Å)/Ta(50Å).

Слой Dy разделяет на две части ферромагнитный слой CoFe, прилегающий к антиферромагнетику FeMn. Ближняя к FeMn часть CoFe обозначена как закрепленный слой с магнитным моментом  $\mathbf{M}_P$ , дальняя часть CoFe обозначена как референтный слой с магнитным моментом  $\mathbf{M}_R$ .



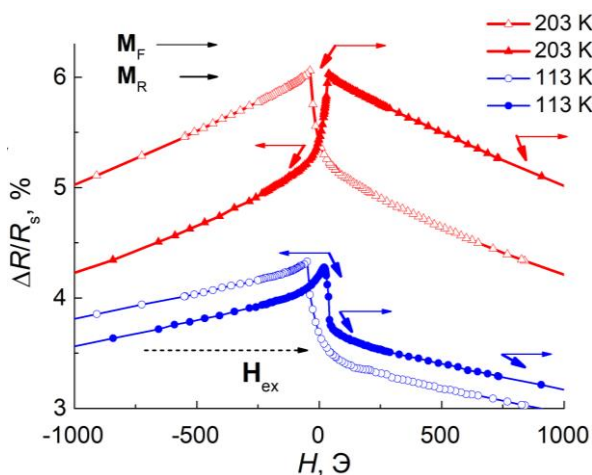
**Рисунок 11** – Зависимость температуры Нееля от толщины слоя Dy. Вставка –  $R(T)$  и  $dR/dT(T)$  зависимости для структуры CoFe/Dy(700Å)/Ta



**Рисунок 12** – Схематичное изображение спинового клапана на основе Dy.  $\varphi$  – угол между магнитными моментами  $\mathbf{M}_R$  и  $\mathbf{M}_F$ .  $\varepsilon$  – угол между магнитными моментами на верхней и нижней границах слоя Dy

При переходе Dy в антиферромагнитное состояние, магнитные моменты на верхней и нижней границах слоя Dy антиферромагнитным обменом связаны с  $\mathbf{M}_P$  и  $\mathbf{M}_R$ , соответственно. Магнитный момент  $\mathbf{M}_P$  связан ферромагнитным обменным взаимодействием с соседним слоем антиферромагнитного сплава FeMn. Референтный слой CoFe  $\mathbf{M}_R$  отделен медной немагнитной прослойкой от составного свободного слоя NiFe/CoFe с магнитным моментом  $\mathbf{M}_F$ . От угла  $\varphi$  между  $\mathbf{M}_F$  и  $\mathbf{M}_R$  зависит сопротивление спинового клапана.

При  $T > T_N$  для нанослоя Dy зависимость  $\Delta R/R_s(H)$  симметрична относительно  $H = 0$  (рисунок 13, 203 K). Заполненными и незаполненными символами показаны нисходящие и восходящие ветви петель гистерезиса. При уменьшении температуры ( $T < T_N$ ) форма зависимости  $\Delta R/R_s(H)$  меняется. На начальном этапе формирования однонаправленной анизотропии появляется перепад между величинами максимального магнитосопротивления в

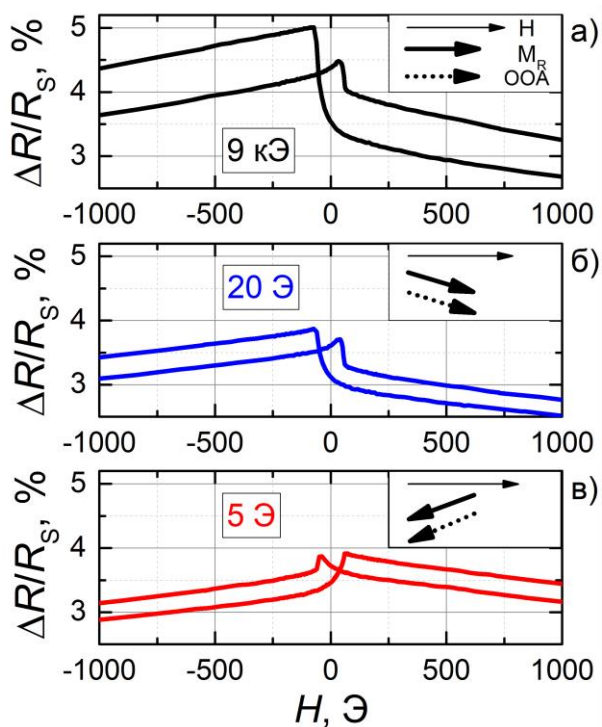


**Рисунок 13** – Полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана на основе Dy, измеренные при температурах 113 ( $T < T_N$ ) и 203 K ( $T > T_N$ )

области положительных и отрицательных полей. Далее форма зависимости  $\Delta R/R_s(H)$  приобретает вид «ступеньки», характерный для обменно-связанных спиновых клапанов (рисунок 13, 113 K). В этом случае наиболее крутые участки изменения магнитосопротивления, в малых полях, обусловлены перемагничиванием магнитного момента свободного слоя  $\mathbf{M}_F$ , а более пологие участки зависимости  $\Delta R/R_s(H)$  характеризуют поворот магнитного момента референтного слоя  $\mathbf{M}_R$ .

Было обнаружено, что направление ООА, которая формируется на границе CoFe/Dy, совпадает с направлением магнитного момента ферромагнитного слоя CoFe, соседствующего со слоем Dy.





**Рисунок 14** – Полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана с толщиной слоя  $Du$  500 Å измеренные при 85 К после охлаждения в поле 9 кЭ (а), 20 Э (б), 5 Э (в)

в спиновых клапанах наблюдается наибольшая величина магнитосопротивления. Для клапанов, охлажденных в полях 20 Э и 9 кЭ, максимум магнитосопротивления наблюдается в области отрицательных полей, а проекция поля обменного сдвига  $\mathbf{H}_{ex}$  на  $\mathbf{H}$  положительна. В случае охлаждения спинового клапана в поле 5 Э, максимум магнитосопротивления наблюдается в области положительных полей, а проекция поля обменного сдвига  $\mathbf{H}_{ex}$  на  $\mathbf{H}$  отрицательна. Во всех трех случаях поле при охлаждении было направлено одинаково, но в спиновых клапанах сформировались различные по направлению ООА.

Изменение формы магниторезистивных кривых, происходящее при переходе РЗМ в антиферромагнитное состояние, используется для получения информации об особенностях магнитного упорядочения в нанослое РЗМ.

Зависимость сопротивления спинового клапана от угла  $\varphi$  между  $\mathbf{M}_R$  и  $\mathbf{M}_F$  описывается выражением:

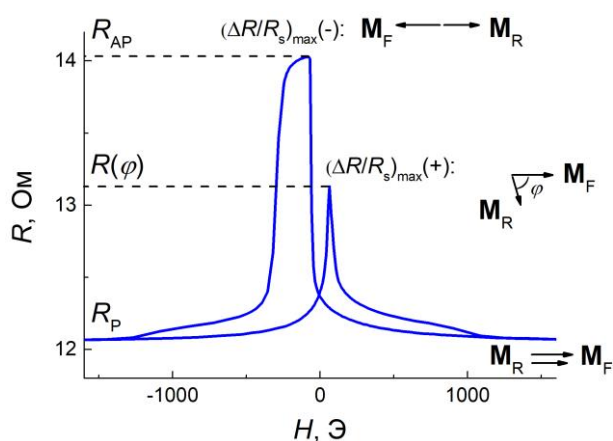
$$R(\varphi) = R_P + (R_{AP} - R_P)(1 - \cos \varphi)/2, \quad (1)$$

где  $R_P$  и  $R_{AP}$  – сопротивление наноструктуры при параллельной и антипараллельной конфигурации магнитных моментов  $\mathbf{M}_R$  и  $\mathbf{M}_F$  [25]. Предполагая, что  $R_P$  – сопротивление спинового клапана в поле насыщения, а  $(R(\varphi) - R_P)/R_P = (\Delta R/R_s)_{\max(+)}$  и  $(R_{AP} - R_P)/R_P = (\Delta R/R_s)_{\max(-)}$ , получим выражение для оценки угла  $\varphi$ :

$$\cos \varphi = 1 - 2(\Delta R/R_s)_{\max(+)} / (\Delta R/R_s)_{\max(-)}. \quad (2)$$

Зависимости  $\Delta R/R_s(H)$ , измеренные при  $T = 85$  К, после охлаждения наноструктуры от  $T > T_N$  до  $T < T_N$  в полях 9 кЭ, 20 Э и 5 Э, показаны на рисунке 14. При переходе через температуру Нееля происходило формирование однонаправленной анизотропии. Для получения поля 5 Э сначала было установлено поле -2 кЭ, затем, путем уменьшения поля и изменения его направления, была получена величина поля 5 Э. Таким образом, поле 5 Э соответствует нисходящей, а поля 20 Э и 9 кЭ восходящим ветвям петель гистерезиса.

Видно, что зависимости  $\Delta R/R_s(H)$ , приведенные на рисунке 14 (а) и (б), имеют разную величину максимального магнитосопротивления. Это объясняется тем, что после охлаждения образца в поле 9 кЭ, ось однонаправленной анизотропии, отклонена от положительного направления поля  $\mathbf{H}$  на меньший угол, чем после охлаждения в поле 20 Э. В случае параллельной конфигурации ООА и  $\mathbf{H}$  в



**Рисунок 15** – Зависимость  $R(H)$  для спинового клапана на основе Dy, измеренная при температуре, соответствующей геликоидальному состоянию в нанослое PЗМ

Величины максимального магнитосопротивления в области положительных и отрицательных полей  $(\Delta R/R_s)_{\max}(+)$  и  $(\Delta R/R_s)_{\max}(-)$  (рисунок 15) были оценены для магниторезистивных кривых, измеренных в широком температурном интервале, по этим данным произведена оценка угла  $\varphi$ . Угол между магнитными моментами на нижней и верхней границах слоя диспрозия можно оценить как  $\varepsilon = 180^\circ - \varphi$ .

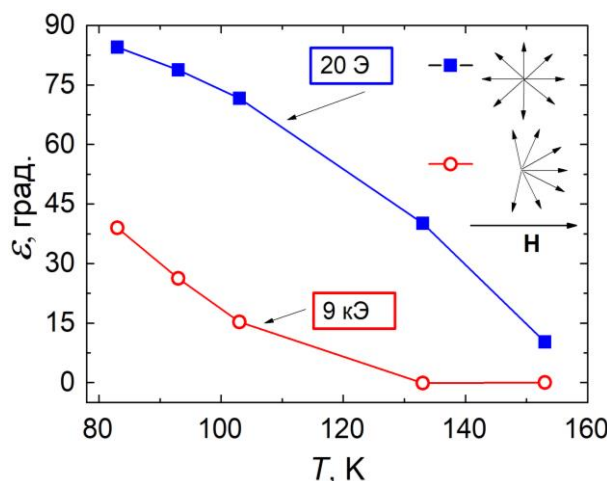
Оценка  $\varepsilon$  проведена на основе магниторезистивных данных, полученных после охлаждения спинового клапана с Dy в полях 20 Э и 9 кЭ (рисунок 16). На зависимости  $\varepsilon(T)$ , полученной после охлаждения спинового клапана в малом поле 20 Э, видно, что при изменении температуры

от 153 до 83 К, значение угла  $\varepsilon$  увеличивается от  $10^\circ$  до  $84^\circ$ . Данная особенность обусловлена изменением пространственного периода антиферромагнитной геликоидальной структуры, которое характерно для Dy при изменении температуры.

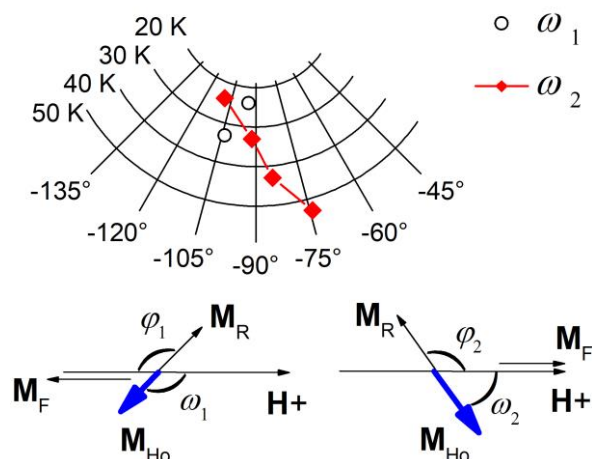
Для спинового клапана, охлажденного в поле 9 кЭ, изменение угла  $\varepsilon$  начинается при более низкой температуре, достигая величины  $39^\circ$  при 83 К. Различие зависимостей  $\varepsilon(T)$ , полученных после охлаждения в разных полях, обусловлено тем, что при охлаждении наноструктуры в поле 9 кЭ происходит деформация формирующейся при температуре Нееля геликоидальной структуры. Этот фактор оказывает влияние на дальнейшие температурные изменения магнитной структуры Dy.

Помимо спиновых клапанов, содержащих слой Dy, были исследованы магнитотранспортные свойства спиновых клапанов различных композиций, содержащих слой Ho толщиной 500 Å. Используя аналогичный подход, была произведена оценка углов между магнитным моментом  $M_{Ho}$  на нижней границе слоя гольмия и положительным направлением поля  $H_+$  в малых отрицательных и положительных полях (-80 и +80 Э, соответственно) (рисунок 17). Значения поля  $H \sim 80$  и -80 Э значительно ниже критического магнитного поля  $\sim 18$  кЭ, которое деформирует геликоидальную структуру в Ho. Тем не менее углы отклонения магнитного момента  $M_{Ho}$   $\omega_1 \neq \omega_2$ . Вероятно, это является результатом подвижности недеформированного магнитного геликоида вокруг оси  $c$ . Вращение геликоидальной структуры может быть вызвано наличием некомпенсированного магнитного момента, который обусловлен конечными размерами антиферромагнитного геликоида или спин-слип состоянием.

Видно, что величина  $\omega$  значительно меняется при изменении температуры. Предполагается, что это результат изменения пространственного периода геликоидальной структуры, которое характерно для Ho при изменении температуры.



**Рисунок 16** – Температурные зависимости угла  $\varepsilon$ . Оценка  $\varepsilon$  произведена после охлаждения спиновых клапанов в различных магнитных полях



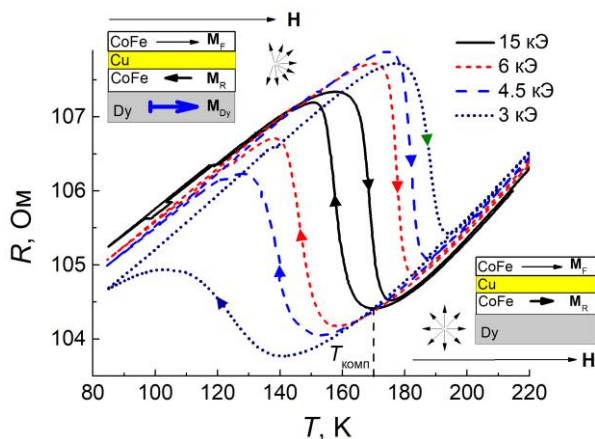
**Рисунок 17** – Зависимости  $\omega(T)$  для спинового клапана композиции  $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}(50\text{\AA})/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(45\text{\AA})/\text{Cu}(40\text{\AA})/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(20\text{\AA})/\text{Ho}(500\text{\AA})/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(20\text{\AA})/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}(150\text{\AA})$

В работе были рассмотрены спиновые клапаны, содержащие в нижней части структуры слой Dy, толщина которого соизмерима с пространственным периодом антиферромагнитного геликоида (30 - 200Å).

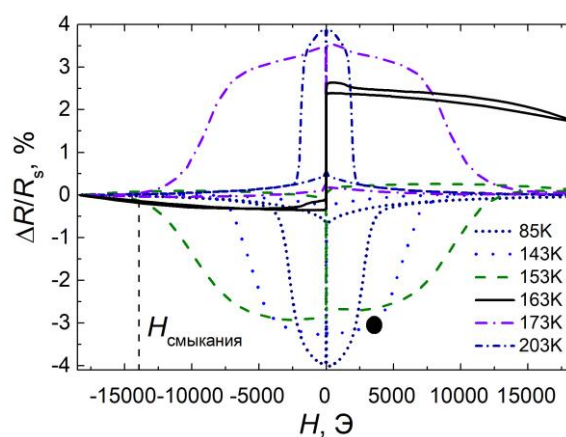
На рисунке 18 приведены зависимости  $R(T)$  для спинового клапана  $\text{Ta}/\text{Dy}(30\text{\AA})/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Ta}$ , измеренные в фиксированных полях 3, 4.5, 6 и 15 кЭ. При понижении температуры наблюдается переход спинового клапана из низкоомного в высокоомное состояние. Обратная тенденция замечена при увеличении температуры – спиновый клапан возвращается в низкоомное состояние. Низкоомное и высокоомное состояния соответствуют параллельной и антипараллельной конфигурации  $\mathbf{M}_F$  и  $\mathbf{M}_R$ . Данная особенность связана с тем, что при охлаждении слой Dy переходит в антиферромагнитное состояние с образованием геликоидальной структуры, которая деформируется внешним магнитным полем. Возникает некомпенсированный магнитный момент  $\mathbf{M}_{Dy}$ , величина которого нарастает при уменьшении температуры. При некоторой температуре ( $T_{\text{комп}}$ ) происходит компенсация магнитных моментов в обменно-связанной паре  $\mathbf{M}_{Dy}$ - $\mathbf{M}_R$  и дальнейшее охлаждение наноструктуры во внешнем магнитном поле приведет к ее развороту. В таком случае  $\mathbf{M}_{Dy}$  устанавливается вдоль поля,  $\mathbf{M}_R$  – против поля и  $\mathbf{M}_F$ , реализуется высокоомное состояние. Обратный процесс наблюдается при увеличении температуры – он происходит с некоторым гистерезисом – деформация антиферромагнитного геликоида уменьшается, при переходе антиферромагнетик–парамагнетик происходит его разрушение. Тогда  $\mathbf{M}_{Dy} < \mathbf{M}_R$ ,  $\mathbf{M}_R$  устанавливается вдоль поля и параллельно  $\mathbf{M}_F$ , реализуется низкоомное состояние.

На рисунке 19 приведены полевые зависимости магнитосопротивления, измеренные для спинового клапана  $\text{Ta}/\text{Dy}(30\text{\AA})/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Ta}$  при различных температурах. Наблюдались три типа магниторезистивных кривых.

1) При  $T > T_N$  для Dy форма магниторезистивных кривых характерна для структур  $\text{CoFe}/\text{Cu}/\text{CoFe}$ , максимум магнитосопротивления наблюдается в малых полях, кривая симметрична относительно  $H = 0$  (рисунок 19,  $T = 173, 203$  K).



**Рисунок 18** – Температурные зависимости сопротивления для спинового клапана композиции Ta(50Å)/Dy(30Å)/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>(20Å)/Cu(34Å)/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>(35Å)/Ta(60Å), измеренные в фиксированных полях



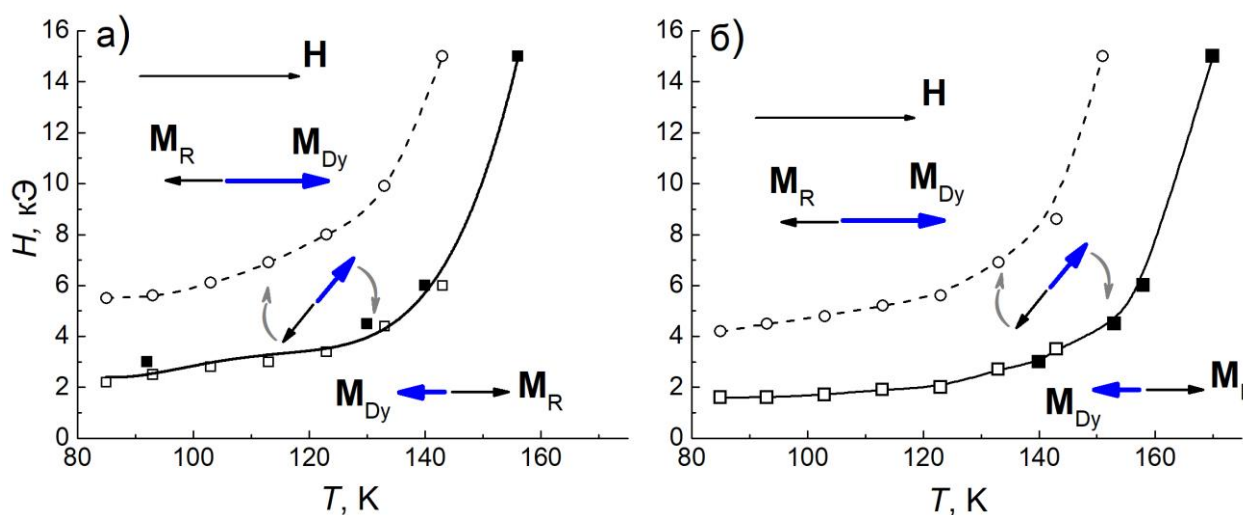
**Рисунок 19** – Полевые зависимости сопротивления для спинового клапана композиции Ta(50Å)/Dy(30Å)/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>(20Å)/Cu(34Å)/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>(35Å)/Ta(60Å), измеренные в фиксированных температурах

2) Форма зависимостей  $\Delta R/R_s(H)$  в виде «ступеньки» наблюдается при температурах, близких к температуре компенсации  $M_{Dy}$  и  $M_R$  при охлаждении в магнитном поле 15 кЭ (рисунок 19,  $T = 163$  К).

3) Инвертированные зависимости  $\Delta R/R_s(H)$ , для которых максимум магнитосопротивления достигается в больших полях, наблюдаются при  $T < T_{комп}$ . При этом кривая симметрична относительно  $H = 0$  (рисунок 19,  $T = 85, 143, 153$  К).

На магниторезистивную кривую, измеренную при  $T = 143$  К, нанесена отметка (черная точка) – она соответствует полю, в котором при  $T = 143$  К происходит компенсация магнитных моментов  $M_{Dy}$  и  $M_R$ . Эти данные получены в результате оценки  $T_{комп}(H)$  по зависимости  $R(T)$ , измеренной в фиксированном магнитном поле 3 кЭ спинового клапана с толщиной диспрозия 30 Å (рисунок 18). Важно заметить, что именно в этом поле при  $T = 143$  К начинается изменение магнитосопротивления, обусловленное началом поворота обменно-связанной пары  $M_R$  и  $M_{Dy}$ . Подобным образом для спиновых клапанов с различной толщиной Dy по инвертированным магниторезистивным кривым было определено поле, соответствующее началу поворота пары  $M_R$ - $M_{Dy}$ . Поле, в котором указанное вращение заканчивается, обозначено как поле смыкания ( $H_{смыкания}$ ) восходящей и нисходящей ветвей магниторезистивной кривой – оно также определено для структур с различной толщиной Dy.

Таким образом, на основе  $R(T)$  зависимостей, полученных в различных фиксированных полях, и  $\Delta R/R_s(H)$  зависимостей, полученных в фиксированных температурах, была построена  $H$ - $T$  диаграмма, которая характеризует ориентацию магнитных моментов слоев CoFe(20Å)/Dy( $t_{Dy}$ ) (рисунок 20). Сплошной черной линией обозначена граница между деформированным и не деформированными состояниями геликоидальной структуры. В полях и температурах над штриховой линией геликоидальная структура деформирована настолько, что  $M_{Dy} > M_R$ . Между сплошной и штриховой линиями происходит разворот обменно-связанной пары  $M_{Dy}$ - $M_R$ .



**Рисунок 20** –  $H$ - $T$  диаграмма, которая характеризует ориентацию обменно-связанных магнитных моментов слоев  $Dy(t_{Dy})/CoFe(20\text{\AA})$  для спиновых клапанов с  $t_{Dy} = 100\text{\AA}$  (а) и  $t_{Dy} = 30\text{\AA}$  (б)

Для спинового клапана, содержащего слой Dy толщиной  $30\text{\AA}$ , на  $H$ - $T$  диаграмме граница между деформированным и не деформированными состояниями геликоидальной структуры располагается ниже, чем для наноструктуры с толщиной слоя Dy  $100\text{\AA}$ . Чем тоньше слой Dy, тем выше температура и меньше поле, в котором происходит деформация геликоида и компенсация магнитных моментов  $M_{Dy}$  и  $M_R$ . Данная особенность может быть обусловлена тем, что для слоев, толщина которых соизмерима с пространственным периодом геликоида, значительно уменьшается величина магнитного поля, которое способно деформировать геликоидальную структуру. Также магнитное упорядочение может искажаться из-за конкуренции между обменной энергией и энергией магнитокристаллической анизотропии [19, 20].

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Использование в спиновых клапанах на основе тройного ферромагнитного сплава  $Co_{70}Fe_{20}Ni_{10}$  составного буферного слоя  $Ta/(Ni_{80}Fe_{20})_{60}Cr_{40}$  приводит к формированию высокоупорядоченной структуры и гладких интерфейсов. Изменение магнитотранспортных свойств этих спиновых клапанов, наблюдаемое при изменении толщины слоя меди, обусловлено осциллирующим межслойным обменным взаимодействием.

2. Разработан метод формирования противоположно направленных осей однонаправленной анизотропии в микрообъектах, объединенных в мостовую схему Уитстона. Факторами, определяющими направление оси однонаправленной анизотропии в отдельном сенсорном элементе, являются одноосная анизотропия и анизотропия формы микрообъекта.

3. Установлено, что нанослои Dy, напыленные на буферные слои  $Co_{90}Fe_{10}$  или Ta, а также нанослои Ho, напыленные на буферный слой  $Co_{90}Fe_{10}$ , являются поликристаллическими с аксиальной текстурой  $\langle 0002 \rangle$ . Показано, что величина температуры перехода парамагнетик-антиферромагнетик уменьшается при уменьшении толщины редкоземельного слоя.

4. Установлено, что в спиновых клапанах на основе Dy на границе  $Dy/Co_{90}Fe_{10}$ , в температурном интервале существования антиферромагнитной фазы в Dy, формируется однонаправленная анизотропия. Направление оси однонаправленной анизотропии совпадает

с направлением магнитного момента слоя  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  в температурной области фазового перехода парамагнетик-антиферромагнетик для Dy.

5. Обнаружено, что особенности перемagnичивания спинового клапана на основе Dy или Ho, наблюдаемые в температурном диапазоне, соответствующем геликоидальному упорядочению, обусловлены температурными изменениями периода антиферромагнитного геликоида.

6. Обнаружено, что антиферромагнитный геликоид в нанослое Ho поворачивается во внешнем магнитном поле вокруг гексагональной оси за счет наличия некомпенсированного магнитного момента геликоидальной структуры конечных размеров.

7. Для спинового клапана с нижним расположением ультратонкого слоя диспрозия, номинальная толщина которого соизмерима с пространственным периодом геликоидальной структуры, в различных магнитных полях определена температура компенсации магнитных моментов слоев Dy и  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ . Установлено, что температура компенсации зависит от величины внешнего магнитного поля и толщины слоя диспрозия.

### СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА

A1. Magnetoresistive properties of Dy-based bottom spin valve / L.I. Naumova, **R.S. Zavornitsyn**, M.A. Milyaev, M.V. Makarova, V.V. Proglyado, V.V. Ustinov // IEEE Trans. Nano. – 2021. – V.20. – P.866-872.

A2. Спиновые клапаны как инструмент изучения геликоидального магнетизма / В.В. Устинов, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, **Р.С. Заворницын**, Т.П. Криницина, В.В. Проглядо // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2021. – №12. – С.26-30.

A3. Формирование однонаправленной магнитной анизотропии в спиновом клапане, содержащем слой Dy / Л.И. Наумова, **Р.С. Заворницын**, М.А. Миляев, М.В. Макарова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // ФММ. – 2021. – Т.122. – С.581-587.

A4. Mobility of magnetic helicoid in holmium nano-layer / **R.S. Zavornitsyn**, L.I. Naumova, M.A. Milyaev, M.V. Makarova, V.V. Proglyado, V.V. Ustinov // Current Applied Physics. – 2020. – V.20. – P.1328-1334.

A5. Использование спин-флоп состояния при создании спин-вентильных элементов для полного моста Уитстона / М.А. Миляев, Л.И. Наумова, **Р.С. Заворницын**, И.К. Максимова, А.Ю. Павлова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // ФММ. – 2020. – Т.121. – С.794-801.

A6. Неколлинеарное магнитное упорядочение в слое диспрозия и магнитотранспортные свойства спинового клапана, содержащего структуру  $\text{CoFe/Dy/CoFe}$  / **Р.С. Заворницын**, Л.И. Наумова, М.А. Миляев, М.В. Макарова, Т.П. Криницина, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // ФММ. – 2020. – Т.121. – С.688-695.

A7. Magnetoresistive properties of exchange biased spin valve caused by helical magnetic ordering in dysprosium layer / V.V. Ustinov, M.A. Milyaev, **R.S. Zavornitsyn**, T.P. Krinitsina, V.V. Proglyado, L.I. Naumova // J. Phys.: Conf. Ser. – 2019. – V.1389. – P.012159(1-7).

A8. Spin valve based sensor elements for full Wheatstone bridge / **R.S. Zavornitsyn**, L.I. Naumova, M.A. Milyaev, A.Y. Pavlova, I.K. Maksimova, V.V. Proglyado, V.V. Ustinov // J. Phys.: Conf. Ser. – 2019. – V.1389. – P.012157(1-6).

A9. Spin valve with a composite dysprosium-based pinned layer as a tool for determining Dy nanolayer helimagnetism / L.I. Naumova, M.A. Milyaev, **R.S. Zavornitsyn**, T.P. Krinitsina, V.V. Proglyado, V.V. Ustinov // Current Applied Physics. – 2019. – V.19. – P.1252-1258.

A10. Высокочувствительные сенсорные элементы на основе спиновых клапанов с антиферромагнитным межслойным взаимодействием / Л.И. Наумова, М.А. Миляев, **Р.С. Заборницын**, А.Ю. Павлова, И.К. Максимова, Т.П. Криницина, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // ФММ. – 2019. – Т.120. – С.710-716.

A11. Магнитотранспортные свойства псевдо спиновых клапанов CoFe/Cu/CoFe/Dy в условиях интердиффузии слоев диспрозия и ферромагнитного сплава CoFe / Л.И. Наумова, М.А. Миляев, **Р.С. Заборницын**, Т.П. Криницина, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // ФММ. – 2019. – Т.120. – С.464-470.

## СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Morishita, T. Magnetism and structure of compositionally modulated Fe–Gd thin films / T. Morishita, Y. Togami, K. Tsushima // J. Phys. Soc. Jpn. – 1985. – V.54. – P.37-40.
2. Okuno, H. Magnetic properties and structures of compositionally modulated (Gd+Co) films / H. Okuno, Y. Sakaki, Y. Sakurai // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1986. – V.19. – P.873 – 884.
3. Sato, N. Amorphous rare-earth–transition-metal thin films with an artificially layered structure / N. Sato, K. Habu // J. Appl. Phys. – 1987. – V.61. – P.4287-4289.
4. Sellmyer, D.J. Nanostructured magnetic films for extremely high-density recording / D.J. Sellmyer, M. Yu, R.D. Kirby // Nanostructured Materials. – 1989. – V.12. – P.1021-1025.
5. Alayo, W. Magnetization studies in IrMn/Co/Ru/NiFe spin valves with weak interlayer coupling / W. Alayo, Y.T. Xing, E. Baggio-Saitovitch // J. Appl. Phys. – 2009. – V.106. – P.113903.
6. Leal, J.L. Oscillatory interlayer exchange coupling in Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>/Cu/Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>/Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub> spin valves / J.L. Leal, M.H. Kryder // J. Appl. Phys. – 1996. – V.79. – P.2801-2803.
7. Soft magnetic characteristics of an ultrathin CoFeNi free layer in spin-valve films / H. Fukuzawa, H. Iwasaki, K. Koi, M. Sahashi // JMMM. – 2006. – V.298. – P.65-71.
8. 2-Axis Magnetometers Based on Full Wheatstone Bridges Incorporating Magnetic Tunnel Junctions Connected in Series / R. Ferreira, E. Paz, R. Frietas, J. Ribeiro, J. Germano, L. Sousa // IEEE Transaction On Magnetics. – 2012. – V.48. – P.4107-4110.
9. Freitas, P.P. Spintronic Sensors / P.P. Freitas, R. Ferreira and S. Cardoso // Proc. IEEE. – 2016. – V.104. – P.1894-1918.
10. Design and Fabrication of Full Wheatstone-Bridge-Based Angular GMR Sensors / S. Yan, Z. Cao, Z. Guo, Z. Zheng, A. Cao, Y. Qi, Q. Leng, W. Zhao // Sensors. – 2018 – V.18. – P.1832.
11. Gonzalez, J.A. Applied Trends in Magnetic Rare Earth/Transition Metal Alloys and Multilayers / J.A. Gonzalez, J.P. Andres, R.L. Anton // Sensors. – 2021. – V.21. – P.1-20.
12. Magnetic structure of holmium-yttrium superlattices / D.A. Jehan, D.F. McMorrow, R.A. Cowley, R.C.C. Ward, M.R. Wells, N. Hagmann, K. N. Clausen // Phys. Rev. B. – 1993. – V.48. – P.5594-5606.
13. The magnetic structures of holmium-yttrium superlattices in an applied magnetic field / C. De la Fuente, R.A. Cowley, J.P. Goff, R.C.C. Ward, M.R. Wells, D.F. McMorrow // J. Phys.: Condens. Matter. – 1999. – V.11. – P.6529-6541.
14. Structural and magnetic properties of Er thin films and Er/Y superlattices: Magnetoelastic effects / J.A. Borchers, M.B. Salamon, R.W. Erwin, J.J. Rhyne, R.R. Du, C.P. Flynn // Phys. Rev. B. – 1991. – V.43. – P.3123-3136.

15. Magnetic structure of Dy-Y superlattices / R.W. Erwin, J.J. Rhyne, M.B. Salamon, J. Borchers, S. Sinha, R. Du, J.E. Cunningham, C.P. Flynn // *Phys. Rev. B.* – 1987. – V.35. – P.6808-6825.
16. Field induced chirality in the helix structure of Dy/Y multilayer films and experimental evidence for Dzyaloshinskii-Moriya interaction on the interfaces / S.V. Grigoriev, Y.O. Chetverikov, D. Lott, A. Schreyer // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – V.100. – P.197203.
17. Spin-valve structures exchange biased with a Tb<sub>0.23</sub>Co<sub>0.77</sub> layers / P.P. Freitas, J.L. Leal, T.S. Plaskett, L.V. Melo, J.C. // *J. Appl. Phys.* – 1994. – V.75. – P.6480-6482.
18. Svalov, A.V. Thermo-sensitive spin valve based on layered artificial ferrimagnet / A.V. Svalov, G.V. Kurlyandskaya, V.O. Vas'kovskiy // *Appl. Phys. Lett.* – 2016 – V.108 – P.063504.
19. Magnetic structures in ultra-thin holmium films: influence of external magnetic field / L.J. Rodrigues, V.D. Mello, D.H.A.L. Anselmo, M.S. Vasconcelos // *JMMM.* – 2015. – V.377. – P.24-28.
20. Surface spin slips in thin dysprosium films / F.H.S. Sales, Ana L. Dantas, V.D. Mello, A.S. Carrico // *J. Matter. Sci.* – 2010. – V.45. – P.5036-5039.
21. Ustinov, V.V. Spin current polarization and electrical conductivity in metal helimagnets / V.V. Ustinov, N.G. Bebenin, I.A. Yasyulevich // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2019. – V.1389. – P.012151.
22. Ustinov, V.V. Electrical magnetochiral effect and kinetic magnetoelectric effect induced by chiral exchange field in helical magnetism / V.V. Ustinov, I.A. Yasyulevich // *Phys. Rev. B.* – 2020. – V.102. – P.134421.
23. Combining the helical phase of chiral magnets with electric currents / J. Massell, X. Yu, N. Kanazawa, Y. Tokura, N. Nagaosa // *Phys. Rev. B.* – 2020. – V.102. – P.180402(R).
24. Hals, K.M.D. Spin-transfer torques / K.M.D. Hals, A. Brataas // *Phys. Rev. B.* – 2013. – V.87. – P.174409.
25. Kools, J.C.S. Exchange-Biased Spin-Valves for Magnetic Storage / J.C.S. Kools // *IEEE Trans. Magn.* – 1996. – V.4. – P.3165-3184.

---

Отпечатано на Ризографе ИФМ УрО РАН тир. 100 зак. №32

Объем 1 печ. л. Формат 60x84 1/16

620108, г. Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18