

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской  
академии наук

На правах рукописи

ЧЕРНЫШОВА Татьяна Александровна

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА СПИНОВЫХ КЛАПАНОВ С  
СИНТЕТИЧЕСКИМ ФЕРРИМАГНЕТИКОМ И МИКРООБЪЕКТОВ НА ИХ ОСНОВЕ

Специальность 01.04.11 – физика магнитных явлений

ДИССЕРТАЦИЯ  
на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Миляев Михаил Анатольевич

Екатеринбург - 2018

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
1 ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР.....	11
1.1 Спиновый клапан: структура и основные свойства.....	11
1.2 Качественное объяснение эффекта ГМС.....	16
1.3 Межслойные взаимодействия в спиновом клапане.....	18
1.3.1 Взаимодействие между ферромагнитными слоями.....	18
1.3.2 Обменное взаимодействие на границе антиферромагнетик/ферромагнетик .....	24
1.4 Антиферромагнетики в спиновых клапанах.....	27
1.5 Магнитная анизотропия и гистерезис перемагничивания в спиновых клапанах.....	30
1.6 Спиновые клапаны с синтетическим ферримагнетиком.....	34
1.6.1 Свойства спиновых клапанов с синтетическим ферримагнетиком в закрепленном слое.....	35
1.6.2 Свойства спиновых клапанов с синтетическим ферримагнетиком в свободном слое.....	42
1.7 Использование слоев редкоземельных металлов в спиновых клапанах.....	43
1.8 Влияние кристаллической структуры на свойства спиновых клапанов.....	48
1.8.1 Микроструктура в спиновых клапанах.....	48
1.8.2 Текстура в спиновых клапанах.....	49
1.9 Выводы к главе 1.....	50
2 МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.....	52
2.1 Выбор объектов исследования.....	52
2.2 Методика магнетронного напыления многослойных наноструктур.....	53
2.3 Измерение магнитных и магниторезистивных свойств многослойных наноструктур.....	59
2.3.1 Измерение намагниченности.....	60
2.3.2 Измерение магнитосопротивления.....	62
2.4 Измерение магнитотранспортных свойств спиновых клапанов при различных температурах и вакуумный отжиг в магнитном поле.....	63
2.5 Методы синтеза микрообъектов.....	65
2.5.1 Электронно-лучевая литография.....	65
2.5.2 Контактная фотолитография.....	66
2.6 Методы исследования структурных свойств.....	67
2.6.1 Метод рентгеновской дифрактометрии.....	68
2.6.2 Методика просвечивающей электронной микроскопии.....	69
3 ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ СПИНОВОГО КЛАПАНА С СИНТЕТИЧЕСКИМ ФЕРРИМАГНЕТИКОМ CoFe/Gd.....	70
3.1 Постановка задачи и выбор образцов для исследования.....	70
3.2 Полевые зависимости намагниченности и магнитосопротивления спиновых клапанов с прослойкой гадолиния.....	71

3.3 Полевые зависимости магнитосопротивления при разных температурах и температурные зависимости сопротивления спиновых клапанов с прослойкой Gd.....	73
3.4 Исследование микроструктуры слоя гадолиния в спиновом клапане.....	78
3.5 Структура, анизотропия и магнитные свойства слоя гадолиния.....	84
3.6 Выводы к главе 3.....	85
<b>4 ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ СПИНОВОГО КЛАПАНА С СИНТЕТИЧЕСКИМИ ФЕРРИМАГНЕТИКАМИ CoFe/Ru/CoFe и NiFe/Ru/NiFe.....</b>	<b>86</b>
4.1 Постановка задачи и выбор образцов для исследования.....	86
4.2 Температурные зависимости характеристик спинового клапана с синтетическим антиферромагнетиком.....	87
4.3 Спин-флоп состояние в синтетическом антиферромагнетике и формирование неколлинеарной конфигурации осей анизотропии в спиновом клапане.....	90
4.4 Закономерности формирования неколлинеарной конфигурации осей анизотропии в двойных спиновых клапанах с синтетическим антиферромагнетиком.....	98
4.5 Исследование корреляции между изменением сдвига, наклона низкополевой петли гистерезиса и толщиной слоя Ru в синтетическом ферримагнетике NiFe/Ru/NiFe.....	101
4.6 Выводы к главе 4.....	109
<b>5 СВОЙСТВА МИКРООБЪЕКТОВ, ИЗГОТОВЛЕННЫХ ИЗ СПИНОВЫХ КЛАПАНОВ С СИНТЕТИЧЕСКИМИ ФЕРРИМАГНЕТИКАМИ CoFe/Ru/CoFe И NiFe/Ru/NiFe.....</b>	<b>110</b>
5.1 Постановка задачи.....	110
5.2 Магниторезистивная чувствительность и одноосная анизотропия микрополосок, изготовленных из спиновых клапанов с CoFe/Ru/CoFe.....	111
5.3 Управление смещением низкополевой петли гистерезиса микрополосок спинового клапана.....	115
5.4 Управление характеристиками спиновых клапанов в форме меандра.....	118
5.5 Безгистерезисное перемагничивание спиновых клапанов в форме меандра.....	122
5.6 Выводы к главе 5.....	132
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....</b>	<b>133</b>
<b>СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ.....</b>	<b>134</b>
<b>СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ.....</b>	<b>135</b>
<b>БЛАГОДАРНОСТИ.....</b>	<b>137</b>
<b>СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....</b>	<b>138</b>

## ВВЕДЕНИЕ

### Актуальность темы

Магнитные металлические спиновые клапаны – искусственные синтезируемые магниточувствительные наноматериалы, обладающие эффектом гигантского магнитосопротивления и отличающиеся резким изменением сопротивления в магнитных полях вблизи  $H=0$ , которое может сопровождаться гистерезисом. Понимание физических свойств спиновых клапанов важно для изготовления объектов на их основе с необходимыми технологическими параметрами.

Простейший спиновый клапан состоит из разделенных немагнитной прослойкой ферромагнитных слоев, один из которых, называемый закрепленным, связан обменным взаимодействием с прилегающим к нему слоем антиферромагнетика. Второй ферромагнитный слой называется свободным [1]. Помимо кристаллографической анизотропии ферромагнитных слоев в плоскости пленки спинового клапана присутствует обменная (однаправленная) анизотропия, которой соответствует ось однаправленной анизотропии (ООА), а также наведенная одноосная анизотропия, характеризуемая осью легкого намагничивания (ОЛН) в свободном слое. Магнитная анизотропия в спиновых клапанах оказывает существенное влияние на их магнитные и магнитотранспортные свойства.

Интересным для практических применений типом наноструктур являются спиновые клапаны, в которых свободный и/или закрепленный слой заменяется синтетическим ферримагнетиком (СФ) или антиферромагнетиком (САФ). СФ состоит из двух ферромагнитных слоев (NiFe, Co, CoFe), связанных через тонкий слой рутения за счет обменного РККИ - взаимодействия [2]. Рутений обладает самым малым периодом осцилляций (7-8 Å) и позволяет создать сильную обменную связь, которая поддерживается в большом температурном диапазоне. В зависимости от толщины слоя Ru взаимодействие может быть ферромагнитным или антиферромагнитным. Использование синтетического ферримагнетика в спиновых клапанах позволяет увеличить по сравнению с обычными спиновыми клапанами сдвиг высокополевой петли гистерезиса, диапазон рабочих температур, повысить магниторезистивную чувствительность [3, 4].

В зависимости от формы полевой зависимости магнитосопротивления и ширины низкополевой петли гистерезиса спиновые клапаны могут быть использованы в цифровых устройствах с двумя логическими состояниями «0» и «1», например, элементы магнитной памяти, считывающие головки жестких дисков, либо в аналоговых измерительных устройствах, в которых реализуется однозначная (безгистерезисная) зависимость сопротивления от величины магнитного поля, таких как измерительные датчики магнитного поля и тока.

Часто используемым на практике способом ослабления гистерезиса в спиновых клапанах является создание микрообъектов вытянутой формы, в которых важную роль играет анизотропия формы. Однако при этом чувствительность спинового клапана к магнитному полю уменьшается в десятки раз [5].

Другой способ ослабления гистерезиса при сохранении высокой магниторезистивной чувствительности связан с приложением магнитного поля под углом к осям анизотропии спинового клапана [6]. В случае спинового клапана с САФ такой способ не эффективен - в них формируют неколлинеарное расположение осей анизотропии, используя, например, переход САФ в спин-флоп состояние. В этом состоянии векторы намагниченностей ферромагнитных слоев отклоняются от направления приложенного поля (порядка 1 кЭ) на угол близкий к  $90^\circ$ , причем из-за антиферромагнитного РККИ-взаимодействия через Ru угол между векторами намагниченностей составляет около  $180^\circ$  [7]. Эти особенности отмечались в ряде публикаций, однако отсутствуют работы, в которых проведено детальное исследование возможностей получения безгистерезисной полевой зависимости магнитосопротивления как для пленок спинового клапана, так и для микрообъектов различной формы, изготовленных на основе спинового клапана с САФ.

Композитные пленки, состоящие из слоев  $4f$ - и  $3d$ - элементов, также используются как составная часть спиновых клапанов. Так как на границе слоев переходного (ПМ) и редкоземельного (РЗМ) металла возникает антиферромагнитное обменное взаимодействие [8], [9] то обменно-связанная пара ПМ/РЗМ играет роль синтетического ферримагнетика. Спонтанная намагниченность многослойных пленок РЗМ/ПМ формируется в соответствии с общими принципами ферримагнетизма, но локализация обменного взаимодействия в интерфейсной области приводит к высокой чувствительности спонтанной намагниченности к геометрическим, структурным и композиционным характеристикам многослойных пленок. При этом до конца не ясны особенности перемагничивания многослойных РЗМ/ПМ пленок и условия возникновения неколлинеарной структуры. Интерес представляет состояние магнитной компенсации ферримагнетиков - равенства магнитных моментов РЗМ- и ПМ-подсистем при определенной температуре ( $T_{\text{comp}}$ ). Магнитное упорядочение в РЗМ обусловлено дальнедействующим косвенным обменным взаимодействием, осуществляющимся через электроны проводимости. Поэтому их магнитные свойства в большой степени зависят от структурного состояния соответствующих реальных объектов [10].

Спиновые клапаны на основе ферримагнитных пленок РЗМ – ПМ исследованы в меньшей степени, чем спиновые клапаны, со слоями переходных металлов (Fe, Co, Ni) или их сплавов [11, 12]. Гадолиний отличается тем, что имеет самую высокую среди редкоземельных металлов температуру Кюри (около 293 К), достаточно большой магнитный момент на атом (7

неспаренных  $4-f$  электронов). Введение редкоземельных металлов, например, Gd, в состав спинового клапана позволяет синтезировать материалы, обладающие температурной и магнитной чувствительностью, с перспективными для применения свойствами.

С момента открытия [1, 13] до настоящего времени было синтезировано и подробно исследовано несколько десятков типов спиновых клапанов с использованием различных магнитных и немагнитных материалов [14]. Результат использования общих методов получения спиновых клапанов с малым гистерезисом будет зависеть от композиции спинового клапана, а именно: от материала и толщины отдельных слоев, их расположения в спиновом клапане, от наличия кристаллической текстуры, совершенства межслойных границ. Также важно учитывать взаимное расположение основных осей анизотропии и направление приложенного внешнего магнитного поля. Воздействие на однонаправленную магнитную анизотропию и формирование произвольного направления ООА с помощью специальной термомагнитной обработки, приводит к изменениям в механизмах перемагничивания спиновых клапанов, что позволяет управлять их гистерезисом.

В связи с этим, изучение 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 металлические спиновые клапаны с синтетическим ферримагнетиком, отвечающие требованиям практического использования: большая величина магнитосопротивления, слабый гистерезис, высокая магниторезистивная чувствительность.

### **Цель работы**

Установление взаимосвязи между особенностями наведенной магнитной анизотропии и магнитотранспортными свойствами спиновых клапанов с различными синтетическими ферримагнетиками и разработка методов получения безгистерезисных спиновых клапанов с функциональными характеристиками, представляющими интерес для практических приложений.

Достижение поставленной цели требовало решения следующих задач.

### **Задачи исследования:**

1. Провести экспериментальные исследования низкотемпературных особенностей магнитотранспортных свойств спиновых клапанов с синтетическим ферримагнетиком Gd/C<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>.

2. Отработать варианты термомагнитной обработки, позволяющие целенаправленно изменять взаимное расположение осей анизотропии в плоскости слоев и минимизировать

низкополевой гистерезис в спиновых клапанах с синтетическим ферримагнетиком  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Ru}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  и в микрообъектах на их основе.

3. Изучить возможность управления полем переключения спиновых клапанов с помощью изменения магнитного порядка в обменно-связанной структуре  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Ru}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ , входящей в состав свободного слоя.

4. Разработать рекомендации по получению микрообъектов на основе спиновых клапанов, обладающих высокой чувствительностью в сочетании с безгистерезисным изменением магнитосопротивления в области слабых магнитных полей.

#### **Научная новизна** работы заключается в следующем.

1. Для спиновых клапанов с синтетическим ферримагнетиком  $\text{Gd}/\text{CoFe}$  в свободном слое установлено, что вблизи температуры компенсации переключение между магнитными состояниями, характеризуемыми различным электросопротивлением, может происходить как при изменении напряженности магнитного поля, так и при изменении температуры.

2. Показано, что управление спин-флоп состоянием в синтетическом антиферромагнетике  $\text{CoFe}/\text{Ru}/\text{CoFe}$ , входящем в состав спиновых клапанов, позволяет изменять в широких пределах направление оси однонаправленной анизотропии с помощью специально разработанной термомагнитной обработки. Данный подход дает возможность целенаправленно изменять функциональные характеристики спиновых клапанов различных композиций.

3. Установлено, что включение обменно-связанной структуры  $\text{NiFe}/\text{Ru}/\text{NiFe}$  в состав свободного слоя спинового клапана позволяет управлять сдвигом низкополевой петли гистерезиса относительно нулевого магнитного поля путем изменения толщины слоя  $\text{Ru}$ .

#### **Научная и практическая значимость работы**

Предложены методы управления наведенной анизотропией, температурной и магниторезистивной чувствительностью, сдвигом и шириной низкополевой петли гистерезиса спиновых клапанов различных композиций. Разработаны режимы термомагнитной обработки, которые позволяют получить спиновые клапаны и микрообъекты на их основе, сочетающие высокие значения магнитосопротивления, нечетность полевых зависимостей магнитосопротивления, высокую чувствительность в области слабых магнитных полей и практически отсутствующий гистерезис. Полученные варианты спиновых клапанов с оптимизированными характеристиками могут быть использованы для изготовления высокочувствительных магнитных сенсоров.

#### **Методы исследования**

Исследования выполнены с использованием комплекса экспериментальных методик и технологий. Они включают: приготовление магнитных металлических наноструктур методом магнетронного напыления, изготовление микрообъектов с использованием высоковакуумного и

литографического оборудования, проведение измерений магнитных и магниторезистивных свойств с помощью вибрационной магнитометрии, оптимизацию функциональных характеристик магниточувствительных материалов с помощью специально разработанной термомагнитной обработки, изучение структурных свойств методами рентгеновской дифракции и просвечивающей микроскопии.

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

1. В спиновых клапанах с синтетическим ферромагнетиком Gd/CoFe в свободном слое в фиксированном магнитном поле при изменении температуры вблизи температуры компенсации происходит переключение между магнитными состояниями, характеризующимися максимальным и минимальным сопротивлением. Температура переключения контролируется толщиной слоя Gd.

2. При формировании скрещенной конфигурации осей магнитной анизотропии с помощью термомагнитной обработки в поле, соответствующему спин-флоп состоянию синтетического антиферромагнетика CoFe/Ru/CoFe, в спиновом клапане формируются две магнитные фазы с противоположным направлением осей однонаправленной анизотропии. При отклонении магнитного поля на угол  $5^\circ$  от любого из направлений анизотропии в процессе термомагнитной обработки нарушается энергетическая эквивалентность двух состояний и формируется однофазное состояние, характеризующее резким изменением сопротивления вблизи нулевого магнитного поля и слабым гистерезисом магнитосопротивления.

3. Варьирование толщины слоя рутения в обменно-связанной структуре NiFe/Ru/NiFe, входящей в состав свободного слоя спинового клапана, изменяет положение низкополевой петли гистерезиса. В исследованных спиновых клапанах наименьший сдвиг петли гистерезиса относительно нулевого магнитного поля реализуется при толщине слоя рутения  $t_{Ru} = 14\text{\AA}$ , соответствующей ферромагнитному обменному взаимодействию между слоями NiFe.

4. Использование перехода синтетического антиферромагнетика в спин-флоп состояние при термомагнитной обработке является эффективным способом получения безгистерезисных высокочувствительных спиновых клапанов и микрообъектов на их основе для практических приложений.

5. Для спиновых клапанов различных композиций и микрообъектов на их основе предложены конкретные варианты термомагнитной обработки для получения высокой чувствительности и слабого гистерезиса на магниторезистивной кривой вблизи нулевого магнитного поля

### **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 всероссийских и международных конференциях: Euro-Asian Symposium «Trend in MAGnetism» EASTMag–2016, Красноярск, 15-19 августа 2016 г., XVII Всероссийской школе-семинаре по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-17) – Екатеринбург, 12 - 22 ноября 2016 г., XXI Международном симпозиуме «Нанозифика и нанозлектроника» - Нижний Новгород, 13-16 марта 2017 г., Moscow International Symposium on Magnetism (MISM)- Москва, 1-5 июля 2017 г, 13th International Workshop on Magnetism & Superconductivity at the Nanoscale - Coma-Ruga, Spain, 2-7 июля 2017г., XXII Международном симпозиуме «Нанозифика и нанозлектроника» - Нижний Новгород, 12-15 марта 2018 г.

Материалы диссертации опубликованы в 17 печатных работах: 9 статьях, из них 6 - в рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК, и в 8 сборниках тезисов докладов всероссийских и международных научных конференций и симпозиумов.

#### **Личный вклад автора**

Основные результаты, представленные в диссертации, получены автором совместно с группой сотрудников лаборатории электрических явлений ИФМ УрО РАН. Постановка задач проводилась Т.А. Чернышовой совместно с научным руководителем М.А. Миляевым. Изготовление образцов методом магнетронного напыления проведено сотрудниками лаборатории электрических явлений ИФМ УрО РАН В.В. Проглядо и Л.И. Наумовой при участии автора. Личный вклад автора заключается в проведении измерений намагниченности и магнитосопротивления многочисленных серий экспериментальных образцов на вибрационном магнитометре, в проведении измерений электросопротивления при разных температурах и в отработке и оптимизации методики термомагнитной обработки образцов на автоматизированной установке, сконструированной на базе электромагнита и криостата при участии автора. Автором лично проведены обработка и анализ экспериментальных данных. Обсуждение полученных результатов и подготовка публикаций проводились автором совместно с Л.И. Наумовой и М.А. Миляевым. Результаты исследований докладывались диссертантом на всероссийских и международных конференциях.

#### **Работа выполнена в рамках следующих программ и грантов:**

государственного задания ФАНО России (темы «Спин», № 01201463330 и № АААА-А18-118020290104-2) в Институте физики металлов УрО РАН, при поддержке Министерства образования и науки РФ (мегагрант №14.Z50.31.0025), гранта Президента Российской

Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ НШ-7539.2016.2, проектов РФФИ (№ 16-02-00061, №16-32-00501), проектов УрО РАН № 15-9-2-22, №. 18-10-2-37.

### **Соответствие диссертации паспорту специальности**

Содержание диссертации соответствует 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.

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений и списка используемой литературы. Общий объем диссертации составляет 149 страниц, в тексте имеется 4 таблицы и 99 рисунков. Список литературы содержит 156 наименования на 12 страницах.

В первой главе приводится краткое изложение основных экспериментальных и обзорных статей, посвященных физическим принципам, объясняющим магнитные и магниторезистивные свойства обычных спиновых клапанов и спиновых клапанов с синтетическими ферри<sup>o</sup>(антиферро<sup>o</sup>)магнетиками. Рассматривается взаимодействие между ферромагнитными слоями и обменное взаимодействие, возникающее на границе между ферромагнитным и антиферромагнитным слоем, влияние микроструктуры слоев на свойства спиновых клапанов. Особое внимание уделяется магнитной анизотропии и взаимной ориентации осей анизотропии в спиновом клапане: оси легкого намагничивания и оси однонаправленной анизотропии. Описаны особенности воздействия на однонаправленную анизотропию с использованием спин-флоп состояния САФ и термомагнитной обработки.

Во второй главе описаны: методика магнетронного напыления многослойных наноструктур и измерения скорости напыления при помощи оптической интерферометрии; методы измерения полевых зависимостей намагниченности и магнитосопротивления на вибрационном магнитометре, способы термомагнитной обработки на установке температурных измерений сопротивления; методы исследования микроструктуры слоев; технология синтеза микрообъектов из пленочных наноструктур с помощью литографического оборудования.

В третьей главе приведены результаты исследования свойств спиновых клапанов с обменно-связанной парой Gd/CoFe в свободном слое. В четвертой главе исследованы свойства спиновых клапанов с трехслойными синтетическими ферри(антиферро)магнетиками в образцах миллиметровых размеров. В пятой главе описаны свойства микрообъектов, изготовленных из спиновых клапанов.

## 1 ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

### 1.1 Спиновый клапан: структура и основные свойства

Многослойные металлические наноструктуры типа «спиновый клапан», впервые предложенные в 1990 В. Dieny [13], представляют собой особый класс многослойных систем, обладающих эффектом гигантского магнитосопротивления (ГМС). Спиновые клапаны отличаются резким изменением сопротивления в узком интервале слабых магнитных полей и демонстрируют величину ГМС в 10-20 % при комнатной температуре. Впервые эффект ГМС был обнаружен в трехслойных структурах Fe/Cr/Fe [15], высокие значения магнитосопротивления получены в чередующихся многослойных наноструктурах (сверхрешетках) [Fe/Cr] [16]. При наличии и отсутствии внешнего магнитного поля изменение упорядочения векторов намагниченностей в ферромагнитных слоях сверхрешеток сопровождается изменением электросопротивления. Для определения величины магнитосопротивления ГМС-материалов часто используют выражение:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P}, \quad (1)$$

где  $R_P$  – сопротивление при параллельном расположении намагниченностей магнитных слоев,  $R_{AP}$  – сопротивление при антипараллельном расположении намагниченностей магнитных слоев. В 2007 году Питеру Грюнбергу и Альберту Ферту присуждена Нобелевская премия по физике за открытие эффекта ГМС.

Простейший спиновый клапан включает в себя слой антиферромагнетика и два ферромагнитных слоя, разделенных немагнитным слоем. Направление вектора намагниченности одного из ферромагнитных слоев, называемого «закрепленным» или пиннинговым (pinning layer), фиксировано в направлении магнитных моментов в соседствующем слое антиферромагнетика (направление пиннинга). Направление вектора намагниченности другого «свободного» ферромагнитного слоя (free layer) легко поворачивается во внешнем магнитном поле и может быть изменено очень малыми по величине полями. Кроме того, в спиновом клапане присутствуют еще два основных слоя: буферный слой (underlayer), который часто используют для того, чтобы сформировать нужную микроструктуру пленок (размер зерна, кристаллографическую текстуру, гладкие интерфейсы); верхний защитный слой (cap layer), который необходим для защиты структуры от окисления.

Спиновые клапаны являются объектами, в которых каждый слой выполняет определенную функцию. Для получения требуемых магниторезистивных характеристик спинового клапана важны: материал, толщина и особенности микроструктуры каждого слоя,

наведенная при напылении или последующей термомагнитной обработке магнитная анизотропия; очередность, в которой происходит формирование слоев наноструктуры.

Различают спиновый клапан с верхним и нижним расположением антиферромагнитного слоя, в зависимости от того где расположен пиннигованный и антиферромагнитный слой (рисунок 1 а, б). Отношение  $\Delta R/R$  можно увеличить примерно вдвое в симметричном спиновом клапане [17] (рисунок 1 (в)). В симметричной структуре максимальное зарегистрированное отношение магнитосопротивления составило 24.8% [18]. Очередность формирования слоев оказывает влияние на микроструктуру слоев, на доменную структуру антиферромагнитного слоя. Для получения высоких функциональных параметров магниточувствительного материала, используют, как правило, более сложные варианты композиций спиновых клапанов.

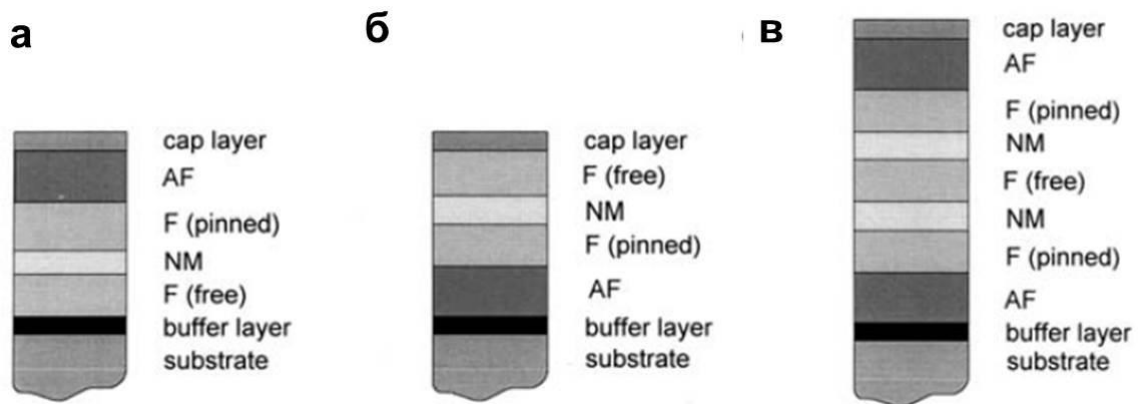


Рисунок 1 - Основные слои, составляющие структуру простейших типов спиновых клапанов: с верхним расположением антиферромагнетика (а); с нижним расположением антиферромагнетика (б); двойной или симметричный спиновый клапан (в) [14].

На рисунке 2 представлены типичные для спинового клапана полевые зависимости намагниченности и магнитосопротивления, измеренные при комнатной температуре, и обозначены основные характеристики спинового клапана, определяемые экспериментально.  $M_{\text{sat}}^f$  и  $M_{\text{sat}}^p$  – намагниченности насыщения свободного и закрепленного слоев. В качестве величины, характеризующей гистерезис, часто используют полную ширину на полувысоте низкополевой петли  $H_c = H_2 - H_1$  для гистерезиса свободного слоя и аналогично для закрепленного слоя  $H_c^p = H_4 - H_3$  – полная ширина на полувысоте, соответствующей высокополевой петле гистерезиса. Значение поля  $H_J = (H_1 + H_2)/2$ , соответствующее середине низкополевой петли гистерезиса, характеризует взаимодействие ферромагнитных слоев и называется полем межслойного взаимодействия ( $H_J$ ). Когда положительное направление магнитного поля противоположно направлению пиннинга (серая стрелка на рисунке 2), то отрицательная величина  $H_J < 0$  указывает на наличие антиферромагнитного взаимодействия между свободным и закрепленным слоями, а положительная величина  $H_J > 0$  – на

ферромагнитное межслойное взаимодействие. На границе слоев ферромагнетик/антиферромагнетик формируется обменная однонаправленная анизотропия. Обменное взаимодействие работает как локальное магнитное поле, называемое полем обменного сдвига  $H_{ex}=(H_3 + H_4)/2$ , действующее на закрепленный слой.

Магнитосопротивление определяется, как правило, выражением

$$\Delta R/R_s(H) = [(R(H) - R_s)/R_s] \times 100\% \quad (2)$$

где  $R(H)$  – сопротивление образца в магнитном поле,  $R_s$  – сопротивление в поле магнитного насыщения. Под величиной ГМС понимается максимальная величина магнитосопротивления  $(\Delta R/R_s)_{max}$ .

Магниторезистивная чувствительность  $S = \Delta(\Delta R/R_s)/\Delta H$  определяется по наклону линейной части кривой  $\Delta R/R_s(H)$  в области слабого магнитного поля.

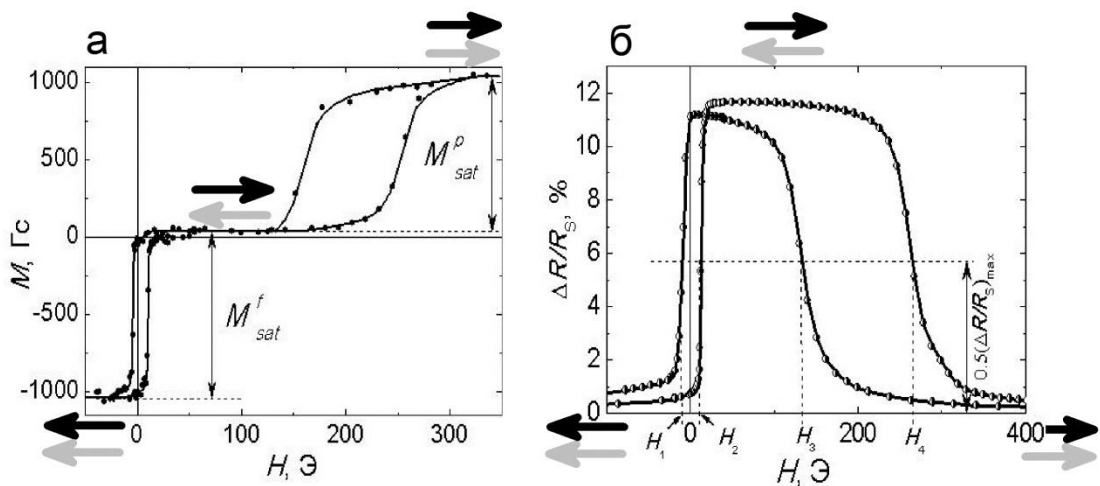


Рисунок 2 - Полевые зависимости намагниченности (а) и магнитосопротивления (б) спинового клапана композиции

стекло/Ta(20)/NiFe(30)/CoFe(15)/Cu(24)/CoFe(25)/MnIr(50)/Ta(20), толщины слоев в Å [19].

На обеих кривых из рисунка 2 (а, б) присутствуют по две петли. Первая с центром в поле  $H_1 = -0.9$  Э и шириной  $H_c = 22$  Э, которая соответствует перемагничиванию свободного слоя CoFe. Вторая петля имеет ширину  $H_{pc} = 130$  Э и сдвиг (центр) при  $H_{ex} = 200$  Э, что соответствует перемагничиванию слоя CoFe, обменно-связанного со слоем MnIr. Кривая магнитосопротивления в области слабого магнитного поля (рисунок 2 (б)) демонстрирует резкое изменение, соответствующее переключению направления намагниченности свободного слоя. Каждое изменение магнитного состояния спинового клапана сопровождается соответствующим изменением магнитосопротивления. Если спиновый клапан находится, например, в сильном отрицательном магнитном поле, то векторы намагниченностей свободного и закрепленного слоев сонаправлены внешнему полю, сопротивление структуры при этом

минимально. Если поле увеличивается до нуля и далее меняет направление, то в слабом магнитном поле, вблизи значения  $H_J$ , перемагничивается свободный слой, а намагниченность закрепленного слоя удерживается обменным взаимодействием и остается прежней. В этом случае намагниченности ферромагнитных слоев становятся антипараллельными и сопротивление структуры резко возрастает. Такое антиферромагнитное упорядочение сохраняется до момента, когда при увеличении поля до значения, близкого к  $H_{ex}$  перемагничивается закрепленный слой. Намагниченности ферромагнитных слоев при этом становятся сонаправлены и сопротивление спинового клапана уменьшается.

Широкий интервал полей, в котором реализовано антипараллельное упорядочение намагниченностей,  $H_J < H < H_{ex}$  и ненулевая ширина петли гистерезиса свободного слоя – важные характеристики спинового клапана для использования его в цифровых приложениях, например в устройствах хранения информации. Для практического использования спиновых клапанов в аналоговых приложениях, например, для изготовления сенсоров магнитного поля, необходима однозначная зависимость магнитосопротивления в малых полях, то есть незначительная величина  $H_c$  гистерезиса свободного слоя. Предпочтительным также является большое поле смещения  $H_{ex}$  с малой коэрцитивной силой  $H^P_c$ .

Свойства спинового клапана зависят от выбора толщин слоев.

Если немагнитный слой слишком тонкий, характеристики структуры будут похожи на характеристики сверхрешеток (с низкой магниторезистивной чувствительностью и осциллирующим поведением магнитосопротивления). Если немагнитный слой слишком толстый величина магниторезистивного эффекта будет мала за счет явления шунтирования. В работе [11] были определены минимальные значения толщины немагнитного слоя в спиновом клапане: около 2 нм для Cu, 1 нм для Au и 5 нм для Ag. На рисунке 3 представлены полевые зависимости магнитосопротивления для различной толщины слоя Cu в структуре Ta(3)/NiFe(8)/Cu/NiFe(8)/FeMn(8)/Ta(2), толщины слоев указаны в нм [20].

Существует оптимальное значение толщины для ферромагнитных слоев. Если ферромагнитный слой является слишком тонким, то на результирующее значение магнитосопротивления влияет спин-зависимое рассеяние электронов проводимости на границе слоя (интерфейсы между магнитным слоем и буферным/антиферромагнитным слоем). Когда ферромагнитный слой толстый, явление шунтирования также уменьшает максимальное магнитосопротивление. Поэтому обычно предполагается, что толщина ферромагнитного слоя должна быть примерно равна половине длины свободного пробега в этом материале [21]. Поскольку длина свободного пробега составляет примерно 100 Å в типичных ферромагнитных материалах, то оптимальная толщина этого слоя составляет 60-100 Å. На рисунке 4 приведена

зависимость магнитосопротивления от толщины магнитного слоя в различных структурах спиновых клапанов.

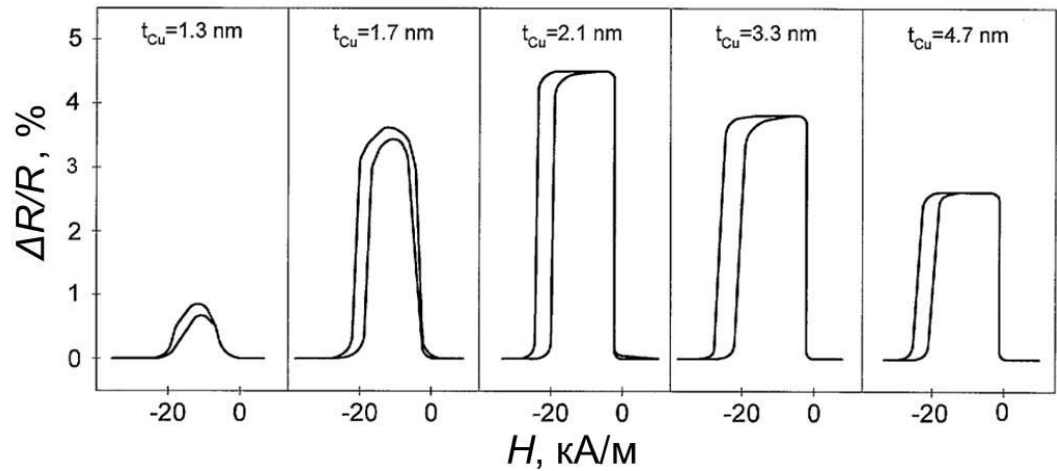


Рисунок 3 - Полевые зависимости магнитосопротивления для структуры Ta/NiFe/Cu/NiFe/FeMn/Ta с различными толщинами слоя меди [20].

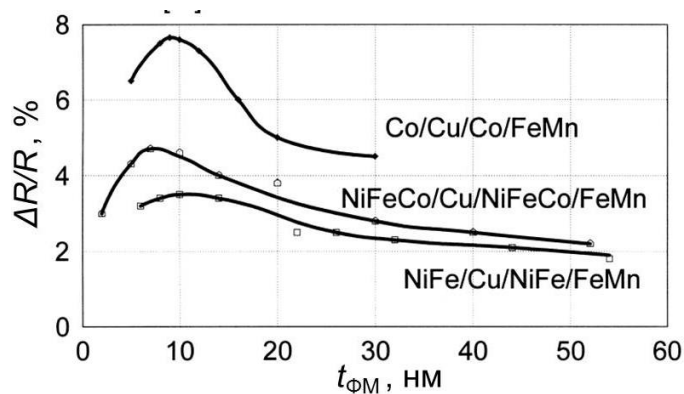


Рисунок 4 - Зависимости максимального магнитосопротивления от толщины магнитного слоя в спиновом клапане [21].

От материала и толщины антиферромагнитного слоя в спиновом клапане зависят значения  $H_{ex}$  и  $H^p_c$  [22, 23]. Обменный сдвиг чувствителен к кристаллической структуре материала [21, 22, 24]. В работе [22], для структуры NiFe/FeMn отмечают, что толщина слоя антиферромагнитного металлического сплава  $Fe_{50}Mn_{50}$  должна быть больше 5 нм. По мере увеличения этой толщины коэрцитивная сила уменьшается, а поле сдвига не изменяется. Поскольку FeMn является проводником ( $\rho=74 \times 10^{-8}$  мкОм), оптимальная толщина этого слоя обычно выбирается  $t_{FeMn}=10-15$  нм, чтобы избежать эффекта шунтирования. Сплав  $Fe_{50}Mn_{50}$  относительно прост в изготовлении, но он легко подвергается коррозии, даже при наличии защитного слоя Ta [25].

Для практического использования спиновых клапанов в устройствах микроэлектроники необходимо иметь оптимальное сочетание функциональных параметров: величины ГМС; магниторезистивной чувствительности; слабого или сильного гистерезиса; требуемой величины поля переключения и высокой температурной стабильности. Для получения наноструктур с заданными характеристиками, помимо тщательно отработанной технологии подготовки подложек и оптимальных режимов нанесения слоев, необходимо понимание того как особенности микроструктуры слоев, межслойное взаимодействие и магнитная анизотропия влияют на магниторезистивные свойства спинового клапана.

## 1.2 Качественное объяснение эффекта ГМС

Микроскопическое объяснение эффекта ГМС – это зависимость скорости рассеяния от ориентации спинов электронов (параллельной или антипараллельной) относительно локальной намагниченности [16, 26]. Вероятность процессов рассеяния с переворотом спина в металлах, как правило, мала по сравнению с вероятностью процессов рассеяния, в которых спин сохраняется. Это означает, что группы электронов с различными значениями проекции спина не смешиваются на макроскопических расстояниях их переноса, и, таким образом, электрическая проводимость осуществляется параллельно для двух спиновых каналов. Модель спин-зависимой проводимости была предложена Моттом [27] в 1936 году для объяснения некоторых особенностей поведения электрического сопротивления ферромагнитных металлов вблизи температуры Кюри.

На рисунке 5 схематично показаны две слоистые структуры – с антипараллельным и параллельным упорядочением векторов намагниченностей в слоях. В идеальном случае рассеянием электронов со спинами, параллельными локальной намагниченности, можно пренебречь. В случае параллельного расположения векторов намагниченностей в ферромагнитных слоях (а) электроны, спины которых совпадают с направлением намагниченности в слое, могут свободно перемещаться по всем магнитным слоям, и высокая проводимость приводит к малому полному сопротивлению образца. В антипараллельной конфигурации (б) электроны с обоими направлениями спинов рассеиваются каждым вторым магнитным слоем, что приводит к росту сопротивления. Антиферромагнитное упорядочение слоев может быть обусловлено антиферромагнитным обменом через промежуточный слой или различием коэрцитивных сил ближайших магнитных слоев, в частности, пиннингом намагниченности за счет контакта с антиферромагнетиком.



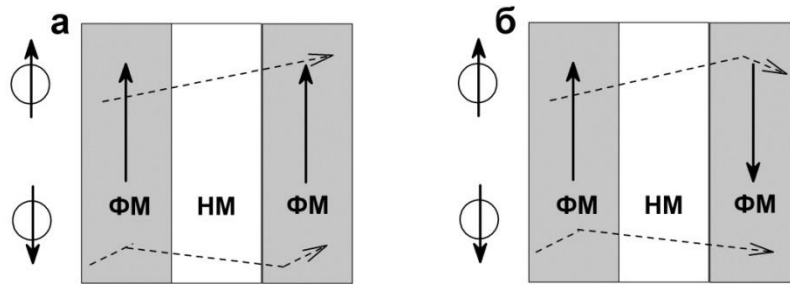


Рисунок 5 - Схематическое объяснение эффекта ГМС в многослойных структурах в геометрии «ток в плоскости»: а) параллельная, б) антипараллельная конфигурации намагниченностей в слоях.

Эффект ГМС может наблюдаться в геометриях «ток в плоскости» и «ток перпендикулярен плоскости» (рисунок 6). Практически первую геометрию реализовать значительно проще, и она пригодна для многих технических приложений. Вторая геометрия представляет интерес для разработок сенсоров. Величина ГМС в такой геометрии выше по сравнению с геометрией «ток в плоскости» и существует в структурах со слоями толщиной до микронного размера [28]. При очень малой толщине многослойной структуры сопротивление очень низкое, и его не так легко измерить в данной геометрии.

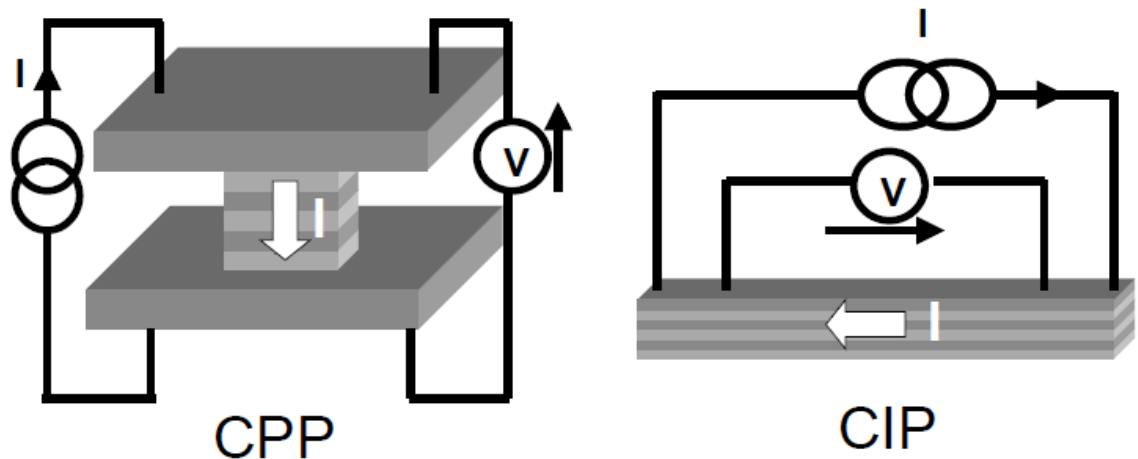


Рисунок 6 - Схематическое представление разницы между геометриями измерений «ток перпендикулярен плоскости» и «ток в плоскости» [28].

### 1.3 Межслойные взаимодействия в спиновом клапане

#### 1.3.1 Взаимодействие между ферромагнитными слоями

Немагнитный слой в спиновом клапане разделяет свободный и закрепленный слои, уменьшая магнитное взаимодействие между ними. Однако между этими слоями существует остаточное взаимодействие, энергия которого в феноменологических моделях описывается как

$$E_J = J(1 - \cos\varphi) \quad (3)$$

где  $\varphi$  – угол между векторами намагниченностей свободного и закрепленного слоев, а  $J$  – феноменологическая константа, характеризующая энергию межслойного взаимодействия.

В общем случае взаимодействие между ферромагнитными слоями определяется конкуренцией трех основных видов взаимодействий при доминировании одного из них, согласно [29-33]. О том насколько сильно межслойное взаимодействие, можно судить по величине сдвига низкополевой петли гистерезиса

1) Ферромагнитное взаимодействие типа «pin holes» – эта прямая связь возникает при очень малой толщине немагнитного слоя, когда нарушается его сплошность (рисунок 7). Толщина, ниже которой эта связь становится доминирующей, зависит от шероховатости слоев и от степени взаимной диффузии между магнитным и немагнитным материалом. Использование оптимизированного буферного слоя, такого как сплав на основе NiFeCr, позволило уменьшить критическую толщину немагнитного слоя от 1.8 нм до 0.8 нм [34].

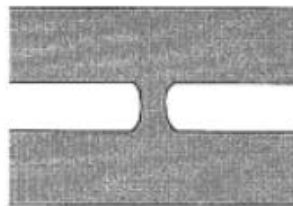


Рисунок 7 - Схематичное изображение перемычки между ферромагнитными слоями («pin holes»).

2) Дипольное (Неелевское) взаимодействие («orange peel coupling») – зависит от степени шероховатости межслойных границ (интерфейсов). Шероховатость слоев приводит к формированию магнитных зарядов в пленке ферромагнетика вблизи границы с немагнитным слоем (рисунок 8). Магнитные заряды во втором ферромагнитном слое имеют противоположный знак, что и приводит к ферромагнитному взаимодействию свободного и

закрепленного слоев через немагнитный слой. Модель Нееля [35], описывающая магнитостатическое взаимодействие в структурах, возникающее из-за шероховатости интерфейсов, была использована в обзоре [36] для описания энергии дипольного межслойного взаимодействия в спиновом клапане. В случае двух полубесконечных магнитных слоев с намагниченностью насыщения  $M_{sat,1}$  и  $M_{sat,2}$ , разделенных немагнитным слоем равномерной толщины со средней толщиной  $t$ , из которых интерфейсы имеют полностью коррелированную двумерную синусоидальную волну с длиной  $L$  и амплитуды  $h_1$  и  $h_2$ , энергия магнитостатической связи на единицу площади равна [26]:

$$J_N = \frac{1}{8\sqrt{2}} k h_1 h_2 h \mu_0 M_{sat,1} M_{sat,2} e^{-kt\sqrt{2}}, \quad (4)$$

где  $\kappa=2\pi/L$ .

Эта связь слабее, чем прямая ферромагнитная связь и обычно проявляется при толщине немагнитного слоя порядка 2-10 нм. Энергия дипольного взаимодействия возрастает с увеличением шероховатости интерфейсов и при некотором значении шероховатости может превосходить энергию антиферромагнитного обменного взаимодействия, обуславливая наличие результирующего взаимодействия ферромагнитного типа.

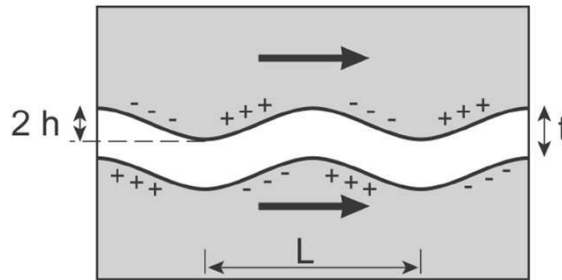


Рисунок 8 - Схематическое изображение поперечного сечения слоистой структуры, в которой шероховатость интерфейсов приводит к появлению дипольного магнитостатического взаимодействия.  $h$  – толщина немагнитного слоя [27].

В работе [33] экспериментально продемонстрирована зависимость межслойного взаимодействия от разной шероховатости двух образцов (рисунок 9). После определения параметров шероховатости ( $h$  и  $\lambda$ ) результаты рассчитанной энергии подтвердили аналитическую модель, включающую оба компонента. Шероховатость не является внутренним параметром структуры, но зависит от технологии изготовления структуры.

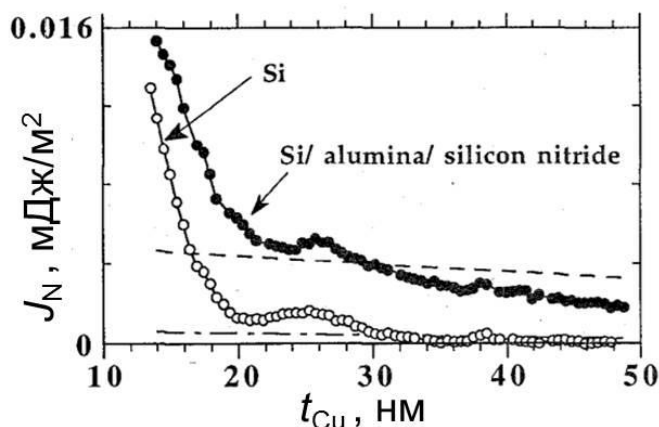


Рисунок 9 - Зависимость энергии дипольного взаимодействия от толщины слоя меди спинового клапана Ta/NiFe/Cu(*t*)/NiFe/FeMn, напыленного на подложки с разной шероховатостью [33].

3) Косвенное обменное взаимодействие, периодически меняющееся с толщиной немагнитного слоя, наблюдается в структурах с хорошим качеством и гладкими интерфейсами. Осциллирующее обменное взаимодействие является одним из способов обеспечения начального антипараллельного упорядочения намагниченностей в ферромагнитных слоях и имеет большое значение в структурах, обладающих эффектом ГМС. В спиновых клапанах данный вид взаимодействия не является необходимым, поэтому такие структуры называют также несвязанными системами [37]. Из значений поля насыщения кривой намагничивания может извлечь информацию о межслойном взаимодействии [38]. Плотность энергии межслойного взаимодействия  $W_1$  описывается как:

$$W_1 = -J_1 M_1 M_2 / |M_1| |M_2| = -J_1 \cos \phi \quad (5)$$

где  $M_1$ ,  $M_2$  - намагниченности ферромагнитных слоев,  $\phi$  - угол между ними,  $J_1$  - обменный коэффициент, который может быть определен из поля насыщения  $H_s$  кривой намагничивания и толщины магнитного слоя  $t_{Fe}$  согласно выражению:

$$J_1 = \mu_0 H_s M t_{Fe} / 2 \quad (6)$$

На рисунке 10 показаны значения поля межслойного взаимодействия  $H_J$  и обменного коэффициента  $J_1$  в зависимости от толщины немагнитной прослойки рутения для спиновых клапанов Si/Ru/MnIr/Co/Ru(*t*)/NiFe/Ru [30]. Использование рутения в данных спиновых клапанах обеспечивает высокое совершенство интерфейсов.  $H_J$  в феноменологических моделях перемагничивания спиновых клапанов записывается следующим выражением [36]:

$$H_J = \frac{J}{M_{sat}^f t_f} \quad (7)$$

Коэффициент  $J_1$  принимает положительные или отрицательные значения в соответствии с ферромагнитным или антиферромагнитным взаимодействием свободного и закрепленного слоев в нулевом магнитном поле.

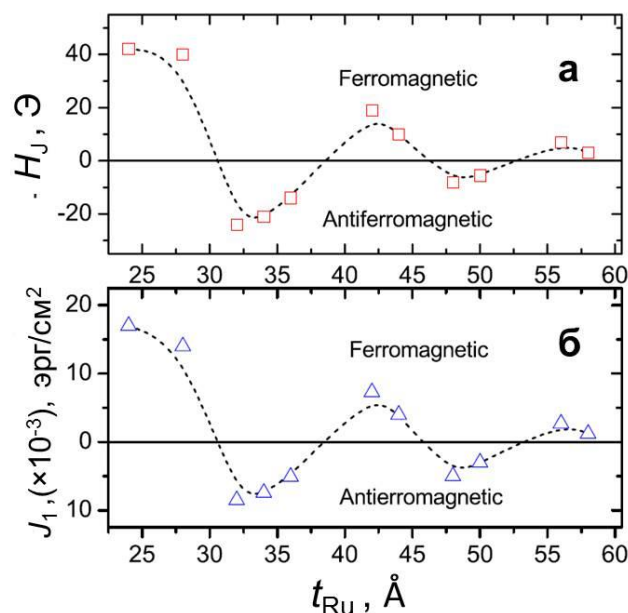


Рисунок 10 - Зависимости межслойного взаимодействия (а) и константы межслойного взаимодействия (б) от толщины слоя рутения для спинового клапана  $\text{Si}/\text{Ru}/\text{MnIr}/\text{Co}/\text{Ru}(t_{\text{Ru}})/\text{NiFe}/\text{Ru}$  [30].

Теория Рудермана-Киттеля-Касуя-Иосиды (РККИ), описывающая осциллирующее взаимодействие между магнитными примесями, очень часто адаптируется для описания обменной связи в многослойных структурах из-за сходства с теорией, описывающей взаимодействие в магнитных многослойных структурах [39-41]. В объемных немагнитных металлах ферромагнитная примесь, например, примесь Mn, помещенная в матрицу Cu, поляризует большое количество электронов проводимости в Cu в окрестности иона Mn. Плотности не только электронов вблизи энергии Ферми, но и всех электронов со спинами  $\uparrow$  и спинами  $\downarrow$ , близких к примеси, не равны. Полученная спиновая поляризация осциллирует с волновым вектором  $2k_F$  (где  $k_F$  - волновой вектор Ферми) и затухает как  $1/r^3$ , где  $r$  - расстояние от примеси. Если вторая магнитная примесь находится на некотором расстоянии от первой, эффект обратной связи между электронами проводимости матрицы и этой второй примесью приводит к косвенной связи между спинами двух примесей. Связь может быть ферромагнитной или антиферромагнитной, в зависимости от расстояния между ними [42]. Тот же механизм связи встречается в многослойных системах. В этом случае колебательная поляризация электронов немагнитной прослойки индуцируется магнитными атомами, расположенными на границе слоев. Результирующая связь может быть ферромагнитной или антиферромагнитной в

зависимости от толщины немагнитного слоя. Адаптация этой теории была основана на предположении о равномерном непрерывном распределении спинов внутри ферромагнитных слоев [41]. Теоретические расчеты периода осцилляций толщины немагнитного слоя достаточно хорошо согласуются с экспериментальными, в отличие от амплитуды осцилляций [40], [43]. Причина в том, что модель РККИ в основном описывает эффекты в немагнитном слое, которые отвечают за период осцилляций, но амплитуда зависит и от эффектов в ферромагнитном слое. Поэтому модель РККИ подходит не полностью для описания взаимодействий в ферромагнитных  $3d$ -переходных металлах.

Период осцилляций зависит от материала немагнитного слоя, но для большинства из них он составляет 0.9–1.1 нм, за исключением Cr (1.8 нм) [44,45]. Ширина этого диапазона может быть обусловлена высокой чувствительностью периода к микроструктуре слоев [33], она зависит от структуры кристалла и направления роста слоев [46], что определяется условиями напыления и структуры слоя.

Зависимость энергии межслойного взаимодействия  $J_{IEC}$  от толщины слоя  $t_{NM}$  в первом приближении может быть записана как

$$J_{IEC} = J_0 \frac{\sin(2\pi \frac{t_{NM}}{\Lambda} + \varphi)}{t_{NM}^2} \quad (8)$$

где  $\Lambda$  и  $\varphi$  – период и фаза взаимодействия. При наличии гладких интерфейсов энергия осциллирующего РККИ-взаимодействия может быть больше энергии Неелевского взаимодействия. Тогда при некоторой толщине немагнитной прослойки результирующее взаимодействие между ферромагнитными слоями будет антиферромагнитного типа. Взаимодействие ферро- или антиферромагнитного типов в спиновых клапанах приводит к сдвигу петли гистерезиса свободного слоя, соответственно, в область положительных или отрицательных значений магнитного поля [30]. При изменении толщины, состава, микроструктуры ферромагнитных слоев в спиновом клапане изменяется и межслойное взаимодействие.

В спиновых клапанах осциллирующее обменное взаимодействие является всего лишь одним из способов обеспечения начального антипараллельного упорядочения намагниченностей в ферромагнитных слоях. Из рисунка 11 видно, что поле обменного сдвига осциллирует в соответствии с РККИ-моделью, а величина магнитосопротивления уменьшается монотонно при увеличении толщины немагнитного слоя [37]. Подобные результаты для спиновых клапанов сообщались в работе [17]: при толщине Cu больше 2 нм наблюдалось только ферромагнитное взаимодействие.

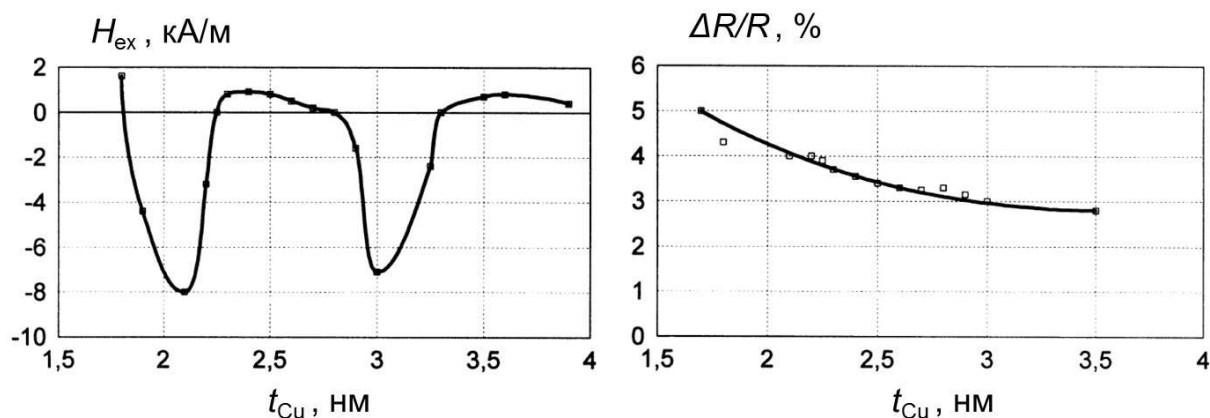


Рисунок 11 - Зависимость значений поля обменного сдвига и магнитосопротивления от толщины слоя меди в структуре Ru/Cu/Co/Cu ( $t$ )/Co/FeMn [37].

4) Следовательно, в спиновых клапанах на величину поля и энергии межслойного взаимодействия оказывает влияние конкуренция основных факторов: прямого ферромагнитного, магнитоэлектрического и осциллирующего взаимодействия (рисунок 12). Большая величина  $H_J$  при малой толщине немагнитного слоя (менее 1 нм), связана с дефектами, вызывающими прямой контакт между ферромагнитными слоями. Для больших толщин немагнитных слоев смена характера взаимодействия с антиферромагнитного на ферромагнитное обусловлена дополнительным ферромагнитным компонентом (Неелевское взаимодействие). Тогда энергия взаимодействия представляет собой сумму РККИ и Неелевского взаимодействия:

$$J = \frac{J_0}{t_{Cu}^2} \sin\left(\frac{2\pi t_{Cu}}{\lambda} + \varphi\right) + \frac{\pi^2 h^2}{\sqrt{2} \lambda} (\mu_0 M M'') \exp\left(-\frac{2\pi\sqrt{2} t_{Cu}}{\lambda}\right) \quad (9)$$

где  $h$  и  $\lambda$  – амплитуда и длина волны синусоидальной шероховатости.

Экспериментальные точки на зависимости  $J$  от толщины слоя меди при  $t_{Cu} > 1.7$  нм аппроксимируются двумя расчетными кривыми и удовлетворяют описанным моделям для Неелевского и осциллирующего РККИ–взаимодействия. Для  $t_{Cu} < 1.7$  нм величина взаимодействия резко возрастает с уменьшением толщины медной прослойки и энергия взаимодействия значительно больше, чем предсказанная моделями, потому как становится значительным вклад ферромагнитного взаимодействия.

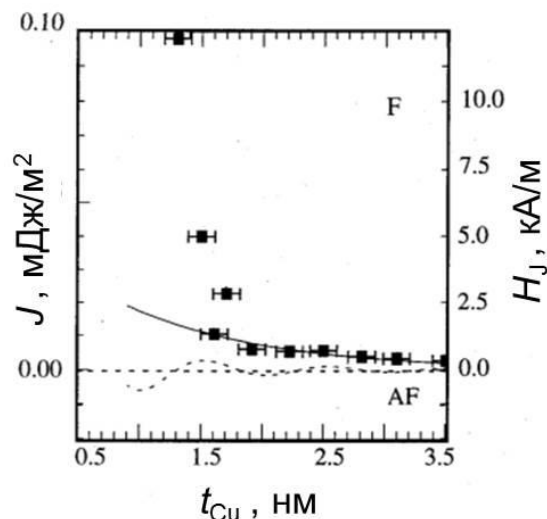


Рисунок 12 - Зависимость энергии и поля межслойного взаимодействия от толщины слоя Cu в спиновых клапанах Si/Ta(3)/NiFe(8)/Cu( $t_{Cu}$ )/NiFe(6)/FeMn(8)/Ta(3.5), толщины слоев указаны в нм. Сплошная линия – расчёт по Неелевской модели, штриховая линия – РККИ – модели, символы - экспериментальные точки [47].

### 1.3.2 Обменное взаимодействие на границе антиферромагнетик/ферромагнетик

Взаимодействие на границе между ферромагнитным (ФМ) и антиферромагнитным (АФМ) слоями в спиновом клапане приводит к сдвигу петли перемангничивания закрепленного слоя (обменный сдвиг), а в ферромагнитном слое наблюдается однонаправленная магнитная анизотропия. Данный эффект был обнаружен в 1956 году Майклджоном и Бином, которые исследовали однодоменные частицы Co (диаметр то 100 до 1000 Å), покрытые антиферромагнитным оксидом CoO [49, 50] исследования эффекта опубликованы в работах [36, 50, 51]. Однонаправленность проявляется в том, что физические свойства среды зависят не только от величины, но также и от знака напряженности магнитного поля. Авторы [48, 49] охладил частицы Co в магнитном поле до 77 К. При этом появилась однонаправленная анизотропия, стремящаяся установить намагниченность по всему объему только в направлении магнитного поля, приложенного при охлаждении. Петля гистерезиса сместилась в сторону, противоположную приложенному при охлаждении магнитному полю. Феноменологическая модель дает качественное объяснение явления [52]. Во внешнем магнитном поле при температуре выше температуры антиферромагнитного упорядочения (температура Нееля -  $T_N$ ), но ниже температуры Кюри  $T_C$  спины в ферромагнитном слое оказываются упорядоченными и сонаправленными с внешним магнитным полем, в то время как спины в антиферромагнетике разупорядочены (рисунок 13, а). При охлаждении до температуры  $T_N$  и ниже в присутствии внешнего магнитного поля благодаря обменному взаимодействию спины в антиферромагнетике



на интерфейсе выстраиваются ферромагнитно. Следующие магнитные подрешетки в АФМ выстраиваются в соответствии с антиферромагнитным характером упорядочения, формируя, таким образом, нулевую намагниченность (рисунок 13, б). При приложении обратного магнитного поля спины в ферромагнетике начинают поворачиваться. Однако при достаточно большой анизотропии антиферромагнетика спины остаются неизменными (рисунок 13, в). Таким образом, ФМ-спины имеют одну стабильную конфигурацию, т.е. магнитная анизотропия является однонаправленной. В результате для перемагничивания слоя ФМ в случае его контакта со слоем АФМ необходимо приложить большее внешнее магнитное поле, потому что магнитному полю необходимо преодолеть дополнительный энергетический барьер (рисунок 13, г). При приложении поля в первоначальном направлении, ФМ-спины начинают поворачиваться в меньшем поле благодаря взаимодействию с АФМ-спинами (рисунок 13, д). В результате материал ведет себя так, как будто на него действует внешнее (смещающее) магнитное поле, поэтому петля гистерезиса оказывается сдвинутой по оси поля. Для объяснения обменного взаимодействия между ферромагнитным и антиферромагнитным слоями предложено несколько теоретических моделей обменной анизотропии [53, 54], однако, до конца не поняты микроскопические механизмы, которые приводят к обсуждаемому эффекту. Затруднения вызывает то, что на обменное смещение влияет ряд факторов, таких как магнитная анизотропия, шероховатости контактирующих поверхностей, конфигурация спинов или магнитных доменов в области интерфейса, микроструктура слоев.

Петля гистерезиса, измеренная для одной пленки ферромагнетика, обладающей одноосной анизотропией, расположена симметрично по отношению к положению  $H = 0$ . Сформировать однонаправленную анизотропию и сдвиг петли гистерезиса из симметричного положения можно двумя способами: 1) вырастить в магнитном поле на ферромагнитной пленке пленку антиферромагнетика; 2) подвергнуть двухслойную структуру АФМ/ФМ термомагнитной обработке. Термомагнитная обработка включает в себя: а) нагрев до температуры, при которой энергия теплового движения становится достаточно велика для того, чтобы разрушить обменное взаимодействие на границе ферромагнетик/антиферромагнетик (температура блокировки  $T_b$ ); б) приложение внешнего магнитного поля в выбранном направлении; в) охлаждение до температуры ниже  $T_b$ ; г) снятие внешнего магнитного поля.

При обменном взаимодействии собственная анизотропия антиферромагнитного материала и толщина антиферромагнитного слоя являются доминирующими факторами, но большую роль в поликристаллических образцах играет микроструктура: размер зерна, однородность распределения зерен и связь между зернами. Энергетический барьер, обусловленный магнитокристаллической анизотропией в каждом антиферромагнитном зерне, определяется как

$$E_a = KV = KA t_{\text{АФМ}}, \quad (10)$$

где  $K$  - анизотропия на единицу объема,  $A$  - площадь зерна,  $t_{\text{АФМ}}$  - толщина антиферромагнитного слоя. Энергия обменной однонаправленной анизотропии определяется формулой

$$E_{\text{ex}} = -J_{\text{ex}} \cos \alpha_p, \quad (11)$$

$\alpha_p$  - угол между направлениями намагниченностей закрепленного слоя и осью однонаправленной анизотропии,  $J_{\text{ex}}$  - феноменологическая константа, характеризующая энергию обменного взаимодействия антиферромагнитного и закрепленного слоев и имеющая размерность поверхностной плотности энергии эрг/см<sup>2</sup>.

Однонаправленная анизотропия приводит к сдвигу петли перемагничивания закрепленного слоя на величину поля обменного сдвига:

$$H_{\text{ex}} = \frac{J_{\text{ex}}}{M_{\text{sat}}^p t_p} \quad (12)$$

где  $M$  и  $t_p$  - намагниченность насыщения и толщина закрепленного слоя [34]. При малых толщинах антиферромагнитного слоя  $H_{\text{ex}}$  исчезает. Например, для Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub> критическая толщина слоя,  $t_{\text{АФМ,min}}$  составляет  $\sim 6$  нм.

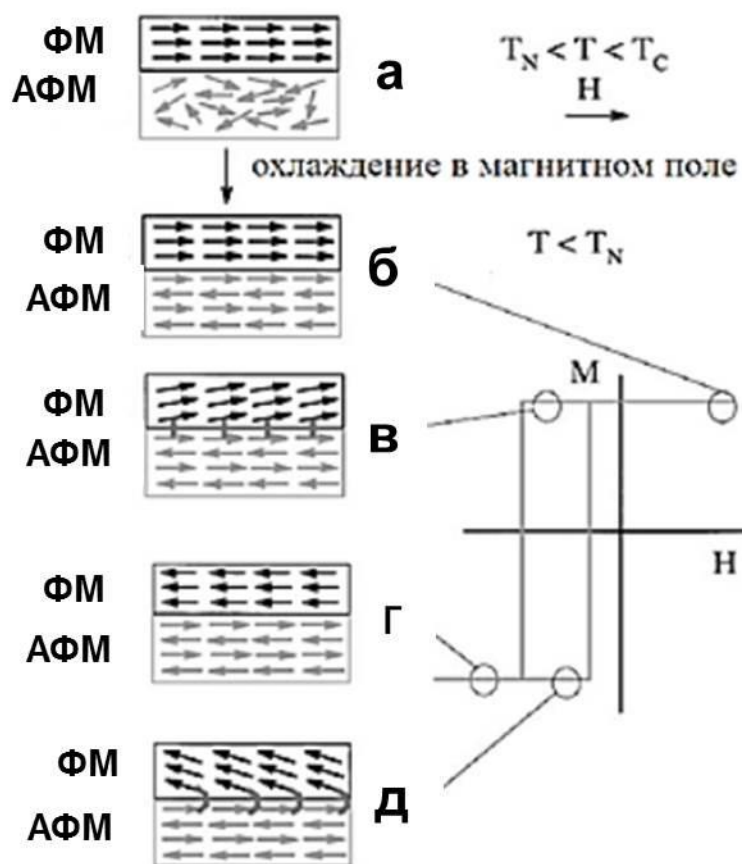


Рисунок 13 - Схематическая диаграмма, показывающая расположение спинов в слоях АФМ/ФМ на различных стадиях перемагничивания (а) - (д). Направления спинов не являются точным изображением поворота намагниченностей ФМ и АФМ [50].

#### 1.4 Антиферромагнетики в спиновых клапанах

Для каждого антиферромагнитного материала и конкретного типа спинового клапана отрабатывается, как правило, своя технология приготовления магниточувствительного материала, целью которой является получение оптимального сочетания величины магнитосопротивления, магниторезистивной чувствительности и максимально высокой температурной стабильности. Необходимость повышения температурной стабильности связана не только с требованиями к эксплуатационным характеристикам объектов на основе спиновых клапанов, но и ограничениями, связанными с технологией изготовления сенсорных элементов методами литографии. В процессе литографических операций температуры достигают 200–300 °С. Если температура блокировки  $T_b$  в спиновом клапане ниже этих значений, то его анизотропные свойства и, соответственно, характеристики конечных изделий в процессе изготовления сенсорных элементов изменятся. Тем не менее, спиновые клапаны на основе антиферромагнетиков с  $T_b < 200$  °С тоже используются. Потому как исходные анизотропные свойства в изготовленных сенсорных элементах могут быть восстановлены после проведения литографических операций с помощью специальной термомагнитной обработки, которая позволяет фактически снова сформировать однонаправленную анизотропию в закреплённом ферромагнитном слое.

Наиболее доступным и простым в изготовлении является антиферромагнитный сплав  $Fe_{50}Mn_{50}$ , который обладает невысокой температурой Нееля ( $T_N = 217$  °С). Спиновый клапан, изготовленный на основе  $Fe_{50}Mn_{50}$ , обладает низкой температурой блокировки (120–190)°С. Другим недостатком  $FeMn$  является низкое удельное сопротивление. При использовании сплавов  $FeMn$  в качестве антиферромагнитного слоя обменный сдвиг может быть получен сразу при напылении образца в магнитном поле [51]. При этом для спинового клапана с верхним расположением данного антиферромагнетика обменный сдвиг возникает без последующего отжига и охлаждения в магнитном поле. В данной диссертационной работе антиферромагнитный сплав  $Fe_{50}Mn_{50}$  также использовался в качестве закрепляющего слоя.

Также часто используемыми в спиновых клапанах антиферромагнитными сплавами являются:  $FeMn$ ,  $MnIr$ ,  $PtPdMn$ ,  $PtMn$ ,  $NiMn$ ,  $CrPtMn$  [55, 56]. Температурные зависимости значений обменного сдвига  $H_{ex}$  для некоторых материалов представлены на рисунке 14. Видно, что  $H_{ex}$  уменьшается с ростом температуры и исчезает при  $T_b$ , которая отмечена на данном графике для каждого типа используемого антиферромагнитного материала.

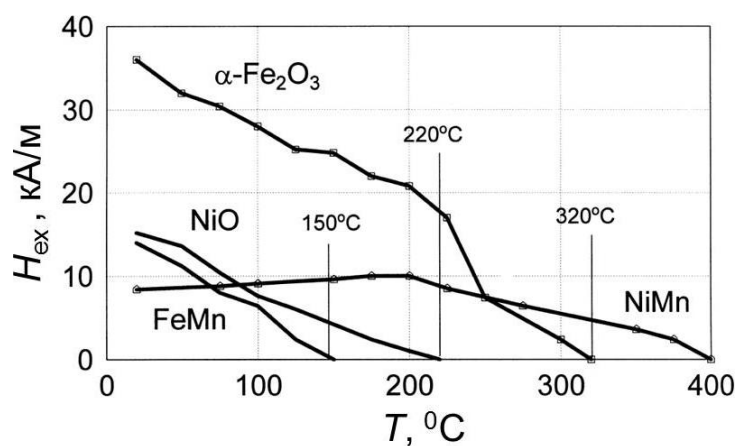


Рисунок 14 - Температурная зависимость поля обменного сдвига для спиновых клапанов с различными антиферромагнетиками [57].

Для многих антиферромагнитных материалов температура блокировки увеличивается с толщиной антиферромагнитного слоя до тех пор, пока не выйдет на насыщение. Для Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub> насыщение происходит при толщине слоя 10-12 нм. На рисунке 15 (а) показаны экспериментально определенные температурные зависимости поля обменного сдвига для различных материалов. Температура блокировки зависит от толщины слоя АФМ (рисунок 15 (б)), размера зерен в слоях антиферромагнетиков и других свойств микроструктуры, а в некоторых случаях от термической обработки, которая влияет на магнитную структуру в слое АФМ [58, 59]. Для разных спиновых клапанов, основанных на одном и том же антиферромагнитном материале, можно получить разную температурную зависимость поля обменного сдвига. Пунктирная кривая (рисунок 15 (а)) показана для термообработанного IrMn(10нм)/Ru(30нм) бислоя. Поле обменного сдвига не всегда показывает монотонное уменьшение с увеличением температуры, оно может достигать максимума при определенной температуре [56, 60]. Это, в частности, обнаружено для бислоев АФМ/ФМ с  $T_N$  (АФМ) >  $T_C$  (ФМ), таких как NiMn, PtMn или (Pt-Pd)Mn в сочетании с пермаллоем (Ru) ( $T_C=580$  °C), что частично объясняется более сильным уменьшением намагниченности насыщения закрепленного слоя с ростом температуры.

Для спиновых клапанов применяют также другой метод закрепления ферромагнитного слоя - с помощью искусственной антиферромагнитной структуры или синтетического антиферромагнетика [61, 62]. САФ представляет собой трехслойную структуру с сильной антиферромагнитной обменной связью (рисунок 16), например, Co/Ru/Co.

Основная причина замены антиферромагнитного слоя САФ - необходимость устранения магнитостатического взаимодействия в традиционных структурах. Особенно в субмикронном

масштабе неоднородное магнитостатическое поле ухудшает параметры переключения [63]. В спиновом клапане с САФ межслойными магнитостатическими полями можно пренебречь из-за сильной обменной связи. На синтетический антиферромагнетик в спиновых клапанах может влиять магнитостатическое поле от свободного слоя [61]. Для того чтобы направления намагниченностей в ферромагнитных слоях оставались стабильными САФ используют совместно с обычным антиферромагнетиком.

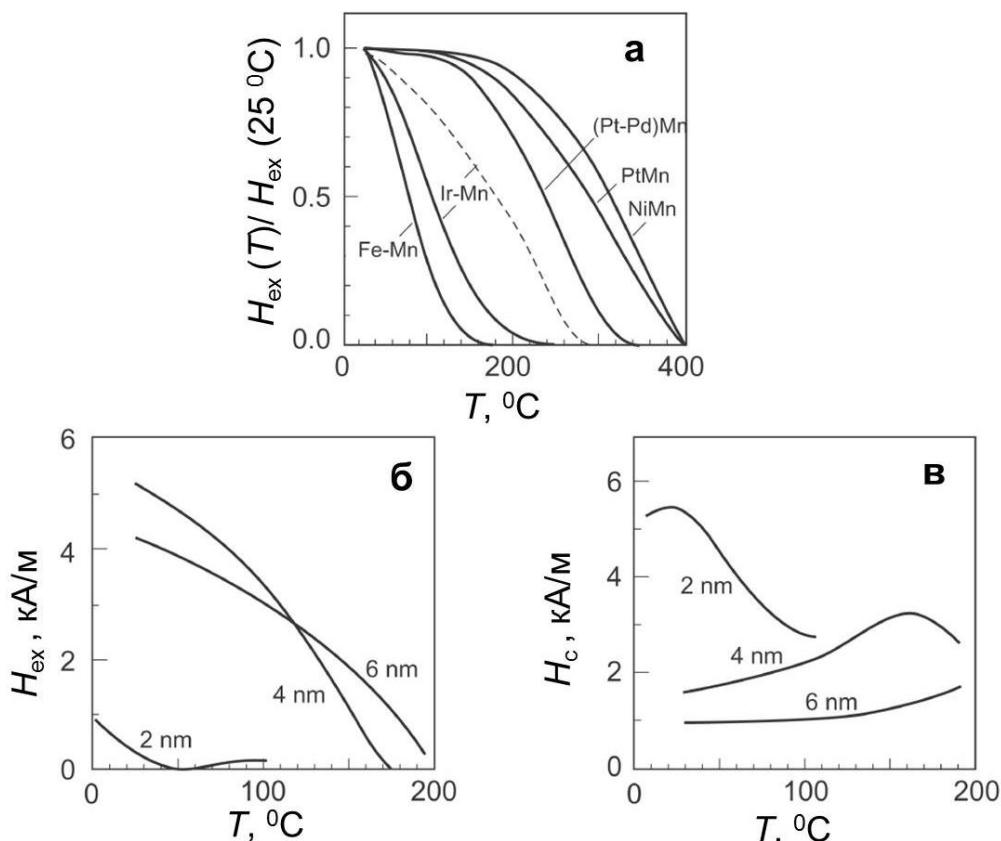


Рисунок 15 - Температурная зависимость поля обменного сдвига для Si/Ta/Py/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>/Cu/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>/АФМ/Та, АФМ=FeMn(8нм), IrMn(5нм), NiMn(30нм), PtMn(30нм), PtPd(30нм) [58], пунктирная линия для Py/ IrMn(10нм) (а) [59]. Температурная зависимость  $H_{ex}$  для Si/Ta/Py/Ir<sub>19</sub>Mn<sub>81</sub>( $t$ )/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>/Та при толщинах IrMn [60] (б). Температурная зависимость  $H_c$  для образцов из графика (б):  $H_c$  наибольший вокруг  $T_b$  (в) [14].

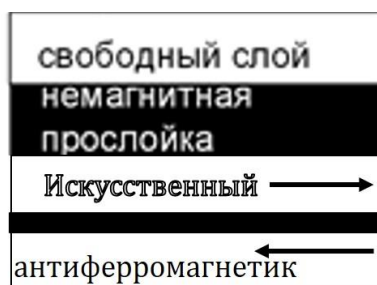


Рисунок 16 - Структура спинового клапана с синтетическим антиферромагнетиком.

## 1.5 Магнитная анизотропия и гистерезис перемагничивания в спиновых клапанах

Резкое изменение сопротивления спиновых клапанов в слабых магнитных полях может сопровождаться гистерезисом или протекать без него. При наличии гистерезиса спиновые клапаны могут использоваться в устройствах порогового срабатывания, считывающих головках жестких дисков и других цифровых устройствах, например, для элементов памяти, где два магнитных состояния спинового клапана соответствуют двум позициям: «0» и «1». Для задач измерения слабых магнитных полей и аналоговых устройств, в которых используется однозначное соответствие между напряженностью внешнего магнитного поля и сопротивлением чувствительного элемента, необходимо использовать безгистерезисные спиновые клапаны.

Один из подходов, используемых для получения безгистерезисной полевой зависимости магнитосопротивления, связан с изготовлением спиновых клапанов вытянутой формы в виде узких полосок, в которых важную роль играет анизотропия формы. В таких объектах реализуется однодоменное состояние и их перемагничивание происходит за счет когерентного вращения намагниченности, когда магнитное поле направлено перпендикулярно длинной грани полоски в плоскости пленки. Однако при этом чувствительность спинового клапана к магнитному полю уменьшается в 10–20 раз в сравнении со случаем направления поля вдоль полоски [5]. Другой подход для получения безгистерезисных спиновых клапанов связан с возможностью реализации соответствующей моды перемагничивания свободного слоя в условиях отсутствия анизотропии формы [29], этот способ будет зависеть от конкретного типа спинового клапана и реализованного в нем баланса энергий. Иные способы уменьшения гистерезиса связаны с созданием неколлинеарных конфигураций осей магнитной анизотропии или с приложением магнитного поля под углом к осям анизотропии [6].

В спиновых клапанах магнитная анизотропия играет существенную роль. При ее отсутствии объекты на основе спиновых клапанов утрачивают характерные особенности изменения магнитных и магниторезистивных свойств. Помимо кристаллографической магнитной анизотропии ферромагнитных слоев в плоскости пленки спинового клапана присутствует два вида магнитной анизотропии: обменная (однонаправленная) анизотропия, которой соответствует ось однонаправленной анизотропии и направление пиннинга, а также наведенная одноосная анизотропия, характеризуемая осью легкого намагничивания в свободном слое.

- Кристаллографическая магнитная анизотропия проявляется увеличением гистерезиса. Для уменьшения данного типа анизотропии в спиновых клапанах используют

набор слоев определенных материалов, близких по параметрам кристаллической решетки. Благодаря этому в ферромагнитных слоях формируется ГЦК структура с выраженной текстурой  $\langle 111 \rangle$ . В магнитных пленках с ГЦК структурой в плоскости (111) кристаллографическая анизотропия почти не проявляется.

- Однонаправленная анизотропия или обменный сдвиг (exchange bias) формируется из-за обменного взаимодействия на границе антиферромагнетик/ферромагнетик. Направление оси однонаправленной анизотропии может задаваться направлением внешнего магнитного поля во время охлаждения после отжига или во время роста наноструктуры при напылении в магнитном поле.

- Наведенная одноосная анизотропия возникает в ферромагнитных сплавах в связи с особенностями упорядочения атомов в твердом растворе (направленное упорядочение). Если рассматривать энергию взаимодействия отдельной пары соседних атомов в кристаллической решетке ферромагнитного сплава, то эта энергия зависит от угла между локальной намагниченностью и осью, соединяющей атомы. При высоких температурах, но ниже  $T_c$ , благодаря тепловому движению, магнитные моменты пары соседних атомов будут стремиться ориентироваться так, чтобы их энергия была минимальной (например, чтобы их моменты были направлены вдоль локальной намагниченности). Тепловые флуктуации противодействуют этому направленному упорядочению. При воздействии однородного магнитного поля, можно сориентировать все локальные намагниченности вдоль одной оси по всему кристаллу и, следовательно, в нем магнитные моменты всех соседних пар атомов будут ориентированы параллельно. При охлаждении образца такая упорядоченная структура останется и, таким образом, будет создана одноосная магнитная анизотропия [64] (с. 789).

При напылении спинового клапана в магнитном поле, превышающем поле магнитного насыщения (минимальное поле - поле анизотропии  $H_a$ ), аналогичное стремление к минимуму энергии при формировании микроструктуры слоя так же задает выделенное направление и формирует одноосную анизотропию слоя. На рисунке 17 показаны значения поля наведенной анизотропии для единичных слоев разной толщины ряда ферромагнитных сплавов: поле наведенной анизотропии является небольшим и составляет 5–20 Э. Однако, для реализуемых в спиновом клапане процессов перемагничивания важную роль играет направление оси легкого намагничивания свободного слоя, а именно, сохранение этого направления при различных видах термомагнитной обработки, проводимой после напыления многослойной структуры.

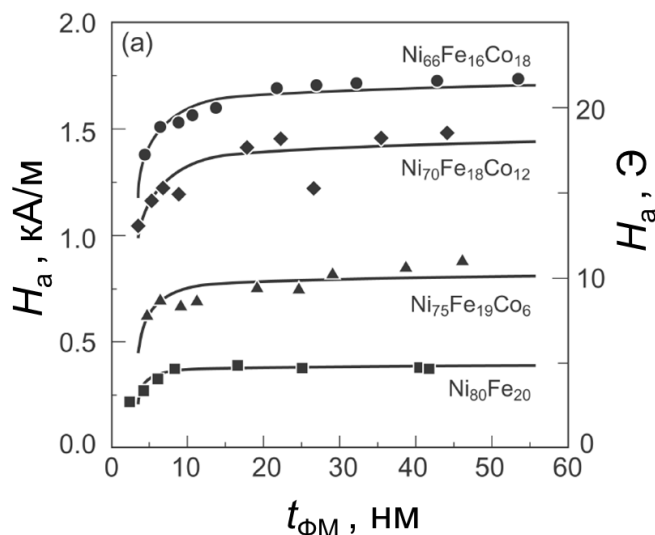


Рисунок 17 - Зависимость поля анизотропии от толщины ферромагнитного слоя для тонких слоев  $Ru_{1-x}/Co_x$ , где  $x = 0, 0.06, 0.12$  [65].

- Взаимное расположение двух осей (ООА и ОЛН) определяет конфигурацию магнитной анизотропии в спиновом клапане. При напылении спинового клапана в магнитном поле (МП) в соседнем с АФМ ферромагнитном слое направление ООА, также как и ОЛН в свободном слое, сформируется вдоль направления внешнего магнитного поля. В данном случае в спиновом клапане реализуется коллинеарная конфигурация осей магнитной анизотропии ( $МП \parallel ОЛН \parallel ООА$ ), при которой перемагничивание свободного слоя происходит в основном за счет необратимых процессов движения доменных стенок, что приводит к неизбежному гистерезису перемагничивания.

При использовании термомагнитной обработки можно изменить направление ООА и получить неколлинеарную конфигурацию осей магнитной анизотропии, когда ОЛН и ООА не параллельны. Целенаправленное изменение взаимного расположения осей анизотропии позволяет влиять на магнитные и магниторезистивные свойства спиновых клапанов: значительно изменять гистерезис, величину ГМС, чувствительность и другие характеристики, представляющие интерес для практических приложений.

Скрещенная конфигурация осей анизотропии, при которой ось легкого намагничивания свободного слоя перпендикулярна направлению пиннинга ( $ОЛН \perp ООА$ ), впервые была предложена и реализована в работе [20]. Такая конфигурация была получена разными способами, при этом в спиновом клапане существенно уменьшилась ширина низкополевой петли гистерезиса, а именно с 4 до 0.4 Э. На рисунке 18 приведены полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана с двумя видами взаимного расположения осей анизотропии. На рисунке 19 схематически показано перемагничивание спиновых клапанов с параллельной и скрещенной конфигурацией осей магнитной анизотропии. Во втором случае,



когда магнитное поле направлено вдоль оси трудного намагничивания свободного слоя ( $MP \parallel OOA \perp OLN$ ), при перемагничивании свободного слоя преобладают механизмы обратимого когерентного вращения намагниченности, что и является причиной резкого уменьшения ширины петли гистерезиса [66, 67]. Однако, согласно [14] и [29], даже в случае общего перпендикулярного расположения  $OOA$  и  $OLN$ , всегда существует локальный разброс этих направлений в плоскости пленки, обусловленный особенностями рельефа и микроструктуры. Поэтому практическое получение безгистерезисного перемагничивания в спиновых клапанах проблематично. В работе [14] предложены варианты неколлинеарной конфигурации осей магнитной анизотропии, которые позволяют уменьшить ширину низкополевой петли гистерезиса. При «почти скрещенной» конфигурации  $MP \perp OLN$ ,  $OOA$  отклонена на малый угол от направления  $MP$ . В случае «почти параллельной» конфигурации  $MP \parallel OLN$  и ось однонаправленной анизотропии отклонена на малый угол от  $OLN$ .

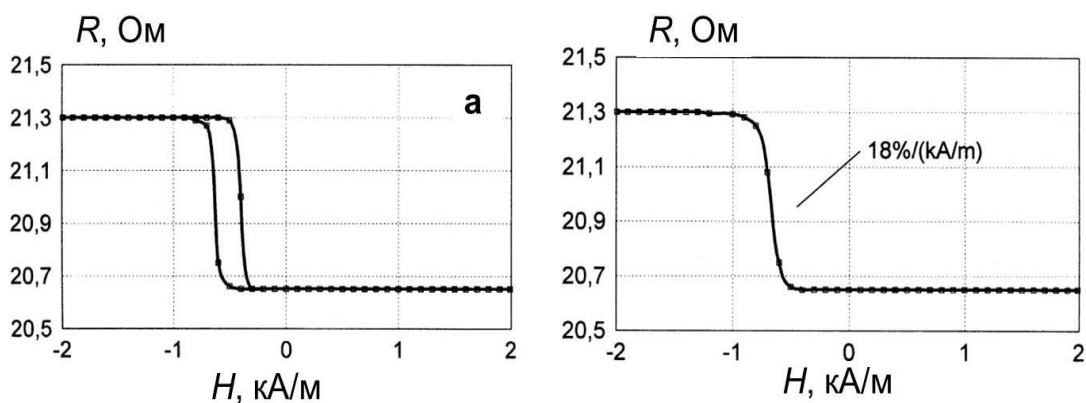


Рисунок 18 - Низкополевые петли гистерезиса магнитосопротивления для спиновых клапанов с параллельной (а) и скрещенной (б) конфигурацией осей анизотропии [68].

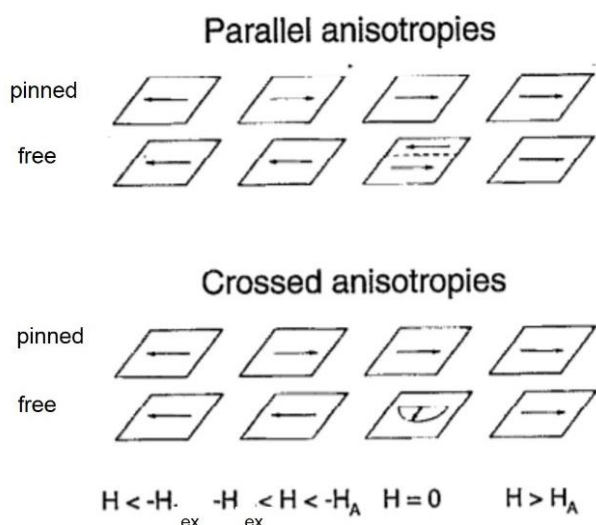


Рисунок 19 - Схематическое представление перемагничивания слоев  $Ni_{80}Fe_{20}$  в спиновых клапанах с параллельной и скрещенной анизотропией.  $H_A$  и  $H_{ex}$  характеризуют наведенную анизотропию свободного слоя и обменную анизотропию, соответственно [20].

## 1.6 Спиновые клапаны с синтетическим ферромагнетиком

При переходе к спиновым клапанам субмикронного масштаба, магнитостатическое поле, возникающее в закрепленном слое спинового клапана и влияющее на свободный слой, увеличивается, что затрудняет получение оптимального значения поля сдвига. Кроме того, магнитосопротивление быстро уменьшается с уменьшением толщины свободного слоя (длина свободного пробега электронов проводимости со «спином-вверх» и «спином-вниз», например, для  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  и  $\text{Co}$  при комнатной температуре составляет 50 и 6 Å, соответственно). Для преодоления данных трудностей, Speriosu в 1996 [68] впервые предложил использовать свободный слой, состоящий из двух ферромагнитных металлов  $\text{FM}_a$  и  $\text{FM}_b$  ( $\text{NiFe}$  и/или  $\text{Co}$ ), антиферромагнитно связанных через тонкий слой  $\text{Ru}$  ( $\text{FM}_a/\text{Ru}/\text{FM}_b$ ), заставляющей два ферромагнитных слоя находиться в антипараллельной конфигурации за счет обменного РККИ - взаимодействия. Такие трехслойные пленки называются синтетическими ферромагнетиками или антиферромагнетиками. Таким образом, можно сохранить большую физическую свободную толщину слоя при уменьшении ее эффективной магнитной толщины, определяемой как

$$t_{\text{eff}} = (M_{a\uparrow a} - M_{b\uparrow b}) / M_{\text{NiFe}}. \quad (13)$$

Антиферромагнитная связь поддерживается в большом температурном диапазоне и уменьшает взаимную магнитостатическую связь между свободным и закрепленным слоями. Если один из ферромагнитных слоев СФ связан обменом с антиферромагнитным слоем, то направление антипараллельной оси будет зафиксировано и, таким образом, будет затруднен переворот намагниченности при воздействии внешнего поля [69]. Структуры с СФ даже в субмикронном масштабе обладают преимущественно большими полями обменного сдвига при высокой температуре и слабым влиянием магнитостатического поля от закрепленного слоя на свободный слой.

Как уже отмечалось, в спиновых клапанах при повышении температуры обменное взаимодействие на границе ферромагнетик/антиферромагнетик становится слабее и разрушается при приближении к  $T_b$ . При температуре блокировки полевая зависимость магнитосопротивления приобретает симметричную по отношению к  $H = 0$  форму, а поле обменного сдвига обращается в ноль  $H_{\text{ex}} = 0$ . Оба параметра  $H_{\text{ex}}$  и  $T_b$  зависят от типа антиферромагнетика и его толщины. Важно отметить, что при  $T < T_b$  величина поля  $H_{\text{ex}}$  в значительной мере зависит от последовательности расположения магнитных и немагнитных слоев в спиновом клапане, и  $H_{\text{ex}}$  можно в несколько раз увеличить, заменяя закрепленный слой трехслойной структурой  $\text{FM}_1/\text{Ru}/\text{FM}_2$  [70]. Толщина слоя  $\text{Ru}$  7–9 Å соответствует первому антиферромагнитному максимуму РККИ-взаимодействия. На рисунке 20 показана типичная

для спиновых клапанов с СФ полевая зависимость магнитосопротивления. Видно, что обменный сдвиг высокополевой петли гистерезиса такого спинового клапана составляет несколько тысяч эрстед, когда для обычных спиновых клапанов сдвиг лишь несколько сотен эрстед. Петля гистерезиса перемагничивания слоев ФМ1 и ФМ2 сдвинута в область больших магнитных полей. Этот сдвиг – проявление однонаправленной магнитной анизотропии, формирующейся из-за обменного взаимодействия на границе ФМ1/антиферромагнетик. Изменяя толщины слоев всех трех слоев, можно управлять величиной суммарного магнитного момента для данной обменно-связанной структуры и варьировать характеристики спинового клапана [4, 71].

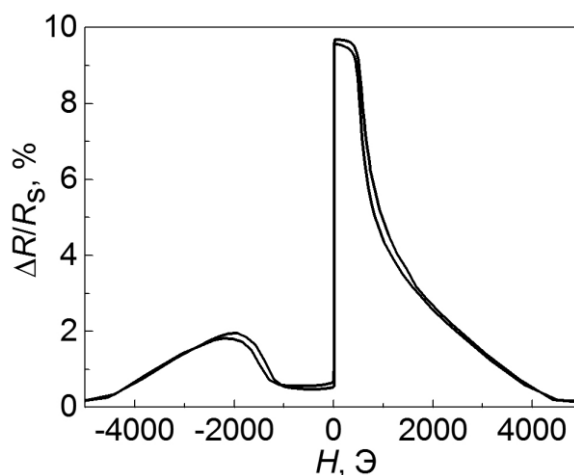


Рисунок 20 - Полевая зависимость магнитосопротивления спинового клапана Ta/NiFe/CoFe/Cu/CoFe/Ru/CoFe/FeMn/Ta с синтетическим ферромагнетиком CoFe(35Å)/Ru(8Å)/CoFe(25Å) [72].

### 1.6.1 Свойства спиновых клапанов с синтетическим ферромагнетиком в закрепленном слое

В литературе чаще всего трехслойную структуру с сильной антиферромагнитной связью, заменяющую закрепленный слой спинового клапана, называют синтетическим антиферромагнетиком. В работе [3] авторы сравнивали свойства спиновых клапанов композиций Ru/NiFe/Co/Cu/Co/Ru/Co/Cr и Ta/NiFe/Cu/Co/NiFe/FeMn/Ta. Показано, что использование структуры Co30Å/Ru7Å/Co30Å без привязки к антиферромагнитному слою улучшает температурные и магнитные свойства спинового клапана: при повышении температуры до 275 °C поле обменного сдвига не обращается в ноль (рисунок 21 а). Из рисунка 21 (б) видно, что максимальные значения магнитосопротивления  $(\Delta R/R)_{\max}$  уменьшаются с ростом температуры. В обычных спиновых клапанах вследствие исчезающего обменного сдвига,  $(\Delta R/R)_{\max}$  резко падает в температурном интервале 125–150°C, в спиновом клапане с

САФ магниторезистивный эффект сохраняется до 275 °С. Авторы отметили: для того чтобы ориентации намагниченностей в САФ не поворачивались в плоскости, сохраняя постоянный угол между намагниченностями двух ферромагнитных слоев в приложенном поле, необходимо выбрать оптимальный материал и толщину буферного слоя.

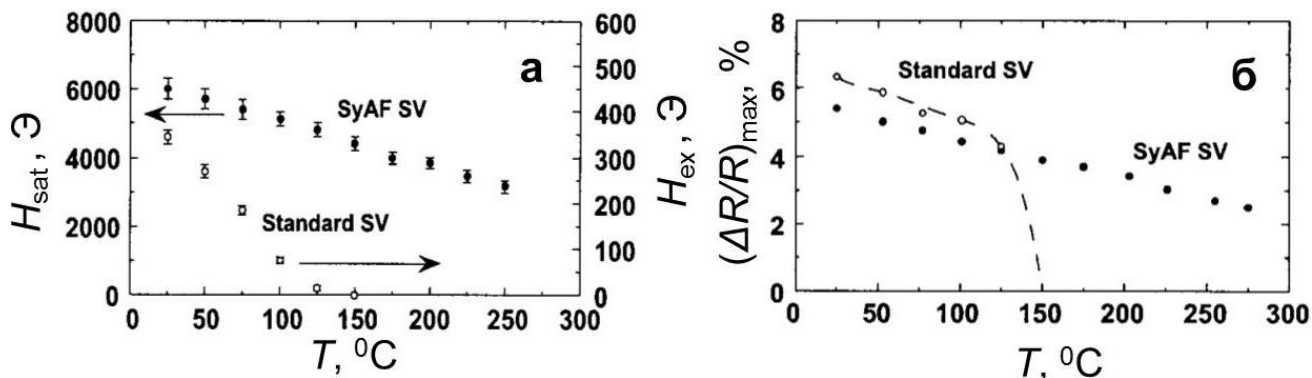


Рисунок 21 - Температурные зависимости поля насыщения  $H_{\text{sat}}$  спинового клапана с САФ, и поля обменного сдвига  $H_{\text{ex}}$  обычного спинового клапана (а); температурные зависимости магнитосопротивления для обычного спинового клапана и с САФ (б) [3].

Однако, чаще для закрепления ориентаций намагниченности в САФ в различных типах спиновых клапанов используются комбинации с антиферромагнитными сплавами MnIr, PtMn, NiO, FeMn [73-75].

В работе [70] авторы показали, что сенсоры на основе спинового клапана с САФ CoFe/Ru/CoFe/IrMn имеют улучшенные температурные и магнитные характеристики по сравнению с обычными спиновыми клапанами. А именно, получено значение поля обменного сдвига  $H_{\text{ex}}=1.3$  кЭ, по сравнению с  $H_{\text{ex}}=450$  Э для спинового клапана без САФ. Большая величина  $H_{\text{ex}}$  объясняется тонкой эффективной толщиной закрепленного слоя.

Исследование межслойного взаимодействия при комнатной температуре в спиновых клапанах с фиксированной толщиной слоя  $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$  и с различной толщиной ферромагнитных слоев (свободного и входящих в САФ CoFe/Ru/CoFe) приведено в работе [76]. Было обнаружено, что поле межслойного взаимодействия  $H_J$  увеличивается с уменьшением толщины свободного слоя (рисунок 22, (а)) и зависит от разности толщин слоев в САФ в спиновом клапане (рисунок 22 (б)).

В работе [72] исследовалась температурная стабильность спиновых клапанов Ta/NiFe/CoFe/Cu/CoFe/Ru/CoFe/Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub>/Ta с САФ Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>(t<sub>2</sub>)/Ru(8Å)/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>(t<sub>1</sub>). Авторами проведено сравнение температурных характеристик спиновых клапанов с различным

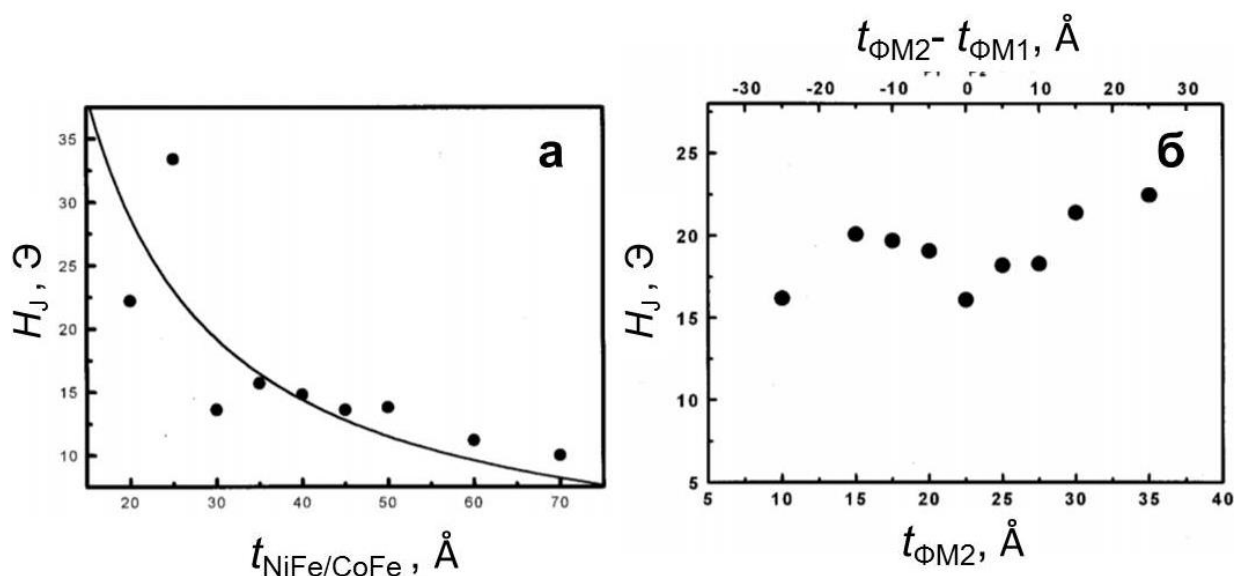


Рисунок 22 - Зависимость поля межслойного взаимодействия от толщины свободного слоя (а) и от толщин слоев САФ в спиновом клапане

Si//Ta/NiFe/CoFe/Cu/CoFe/Ru/CoFe/FeMn/Ta. Линия – зависимость  $1/t$  [76].

соотношением толщин  $t_1$  и  $t_2$ . Получено близкое к линейному уменьшение величины магнитосопротивления с повышением температуры. Вблизи температуры блокировки обнаружено резкое уменьшение магнитосопротивления. Для образца с обычным антиферромагнетиком обменный сдвиг исчезает при  $T_b = 120^\circ\text{C}$ , для спиновых клапанов с разными толщинами ферромагнитных слоев в САФ  $T_b = 140\text{--}150^\circ\text{C}$ . Показано, что величина обменного сдвига спинового клапана с САФ может быть дополнительно увеличена путем выбора толщин ферромагнитных слоев  $t_1$  и  $t_2$ , разделенных прослойкой Ru, и тем самым можно увеличить рабочий интервал температур спинового клапана. Из диаграммы на рисунке 23 сделан вывод о максимальной рабочей температуре спиновых клапанов, при которой полевая зависимость магнитосопротивления сохраняет характерную для спинового клапана форму: резкий подъем магнитосопротивления в малых полях и наличие плато, соответствующего антипараллельному взаимному расположению намагниченностей свободного и закрепленного слоев. Для всех образцов, включая спиновый клапан с обычным антиферромагнетиком, получена следующая закономерность: чем больше обменный сдвиг низкополевой петли при комнатной температуре, тем выше максимальная рабочая температура.

В работе [71] авторы исследовали спиновые клапаны композиции Ta/NiFe/Co/Cu/САФ/Cr<sub>45</sub>Mn<sub>45</sub>Pt<sub>10</sub>/Ta, где САФ Co( $t_1$ )/Ru(0.8нм)/Co( $t_2$ ), в котором Co ( $t_2$ ) слой связан обменом со слоем антиферромагнетика CrMnPt. Отмечено, что увеличение магнитосопротивления при уменьшении  $H$  от положительного поля насыщения происходит в

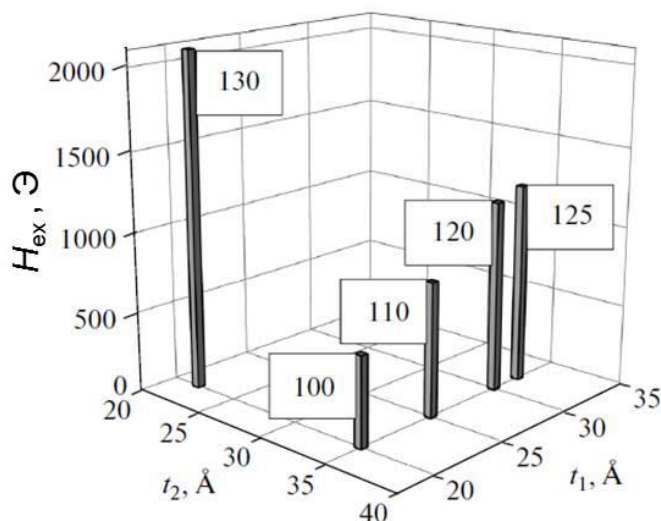


Рисунок 23 - Значения полей обменного сдвига  $H_{ex}$  и максимальные рабочие температуры для различных сочетаний толщин слоев в САФ [72].

результате поворота магнитных моментов двух обменно-связанных через прослойку Ru ферромагнитных слоев. Таким образом, сдвиг высокополевой петли перемагничивания определяется результатом конкуренции Зеемановского взаимодействия с обменным взаимодействием в трехслойной структуре и на границе ФМ/АФМ. Следовательно, величина поля обменного сдвига  $H_{ex}$  зависит от толщины обменно-связанных через прослойку Ru ферромагнитных слоев и слоя АФМ. Авторы качественно объясняют магнитное поведение САФ на основе модели когерентного вращения намагниченности и выделяют на два случая по соотношению толщин  $t_1$  и  $t_2$ . При  $t_1 = t_2$  намагниченности двух слоев Со изменили направление только в режиме вращения, что привело к очень большим полям обменного сдвига. При  $t_1 \neq t_2$  направления намагниченностей двух слоев Со быстро меняются в обратном направлении, сохраняя антипараллельную конфигурацию при относительно малом приложенном поле, с увеличением приложенного поля постепенно разворачиваясь к параллельной конфигурации. Поле, в котором происходит быстрый разворот намагниченности, согласуется с полем обменного сдвига в пленке спинового клапана с одним закрепленным слоем Со, толщина которого была бы  $t_1 - t_2$ . На рисунке 24 показаны экспериментальные и рассчитанные полевые зависимости магнитосопротивления спиновых клапанов с закрепленным слоем: (а) Со(2нм)/Ru(0.8нм)/Со(2нм), (б) Со(3нм)/Ru(0.8нм)/Со(2нм) и (в) Со(2нм). Стрелками показаны рассчитанные направления намагниченности каждого магнитного слоя в поле. Модельные магниторезистивные кривые согласуются с экспериментальными в общем виде, но есть значительные различия в значениях гистерезиса закрепленного слоя, так как не учитывалось смещение доменных стенок.

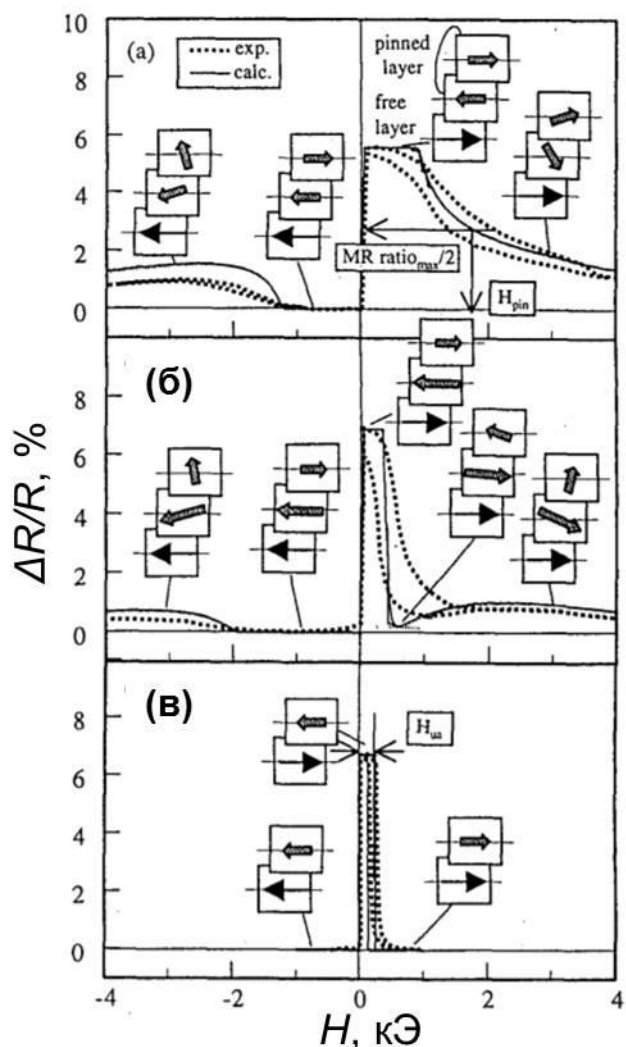


Рисунок 24 - Экспериментальные и расчетные полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана с закрепленным слоем: (а) –  $\text{Co}(2)/\text{Ru}(0.8)/\text{Co}(2)$ , (б) –  $\text{Co}(3)/\text{Ru}(0.8)/\text{Co}(2)$ , (в) –  $\text{Co}(2)$ . Толщины слоев указаны в нм [71].

В работе [7] представлено систематическое исследование изменений в анизотропии, вызванных отжигом, в САФ  $\text{CoFe}/\text{Ru}/\text{CoFe}$  в спиновых клапанах с  $\text{IrMn}$ . Ранее сообщалось, что при малых значениях поля магнитные моменты слоев  $\text{CoFe}$  могут резко разворачиваться в поле, приложенном параллельно слоям, что аналогично явлению спин-флоп в антиферромагнитном материале. Эта неустойчивость может быть устранена закреплением одного из ферромагнитных слоев САФ естественным антиферромагнетиком [69]. На рисунке 25 представлена расчетная зависимость  $M(H)$ , стрелки представляют собой ориентацию намагниченностей двух ферромагнитных слоев при разных значениях поля. При слабом поле РККИ-взаимодействие является преобладающим, и структура имеет антипараллельную конфигурацию. При увеличении напряженности приложенного поля антиферромагнитной связи между двумя слоями больше нет, и их намагниченности выстраиваются параллельно полю, проходя через состояние, в котором оба не являются коллинеарными в поле, это и называется спин-флоп

состоянием. Если осуществить отжиг в спин-флоп состоянии САФ, ориентации намагниченности слоев могут быть закреплены перпендикулярно направлению поля отжига. В исследовании определены и проанализированы основные параметры, контролирующие этот процесс: температура, значение и направление поля отжига, энергия обменной связи между двумя ферромагнитными слоями.

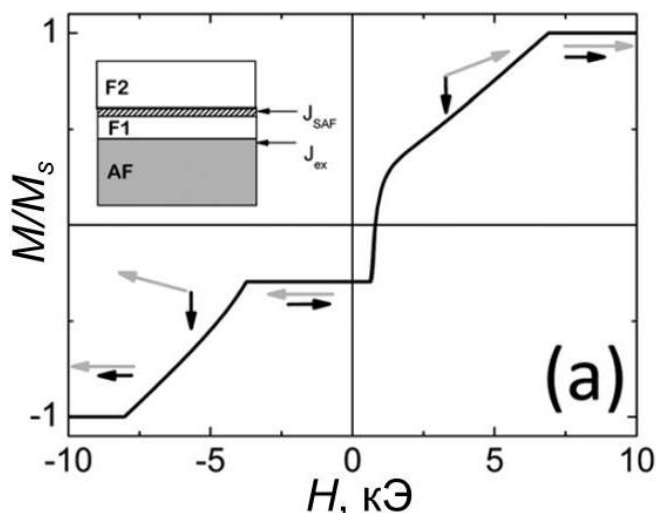


Рисунок 25 - Расчетная кривая намагничивания. На вставке показана схема многослойной структуры. Стрелки указывают направления намагниченностей в ферромагнитных слоях [7].

В работе [77] в спиновых клапанах Ta/NiFe/CoFe/Cu/CoFe(ФМ2)/Ru/CoFe(ФМ1)/FeMn/Ta авторы исследовали изменение угла  $\varepsilon$  между направлением ООА (пиннинга) и ОЛН при разных значениях поля отжига и охлаждения  $H_{\text{ann}}$  от 0.5 до 3 кЭ, приложенного параллельно ОЛН. На рисунке 26 показана полевая зависимость магнитосопротивления, измеренная после термомагнитной обработки в поле 0.8 кЭ. Намагниченность закрепленного слоя (белые стрелки) параллельна ООА и антипараллельна намагниченности слоя CoFe, соседствующего с FeMn (толстая стрелка). Ориентация этих векторов намагниченности не изменяются в малых полях, при которых перемагничивается свободный слой. Таким образом, изменение сопротивления обусловлено изменением ориентации намагниченности свободного слоя. Угол между намагниченностями ферромагнитных слоев в САФ изменяется от  $\alpha_1 = 180^\circ - \varepsilon$  до  $\alpha_3 = \varepsilon$ ; при этом  $\alpha_2 = 0$ . Тогда, угол  $\varepsilon$  может быть оценен:

$$\operatorname{ctg}\left(\frac{\varepsilon}{2}\right) = \sqrt{\frac{R(\alpha_1) - R(\alpha_2)}{R(\alpha_3) - R(\alpha_2)}} \quad (14)$$

В работе также показано, что спиновые клапаны с САФ со скрещенной конфигурацией осей анизотропии  $\text{ООА} \perp \text{ОЛН}$ , полученной термомагнитной обработкой в спин-флоп состоянии



САФ, имеют безгистерезисную полевую зависимость магнитосопротивления с линейным изменением в малых магнитных полях (рисунок 27).

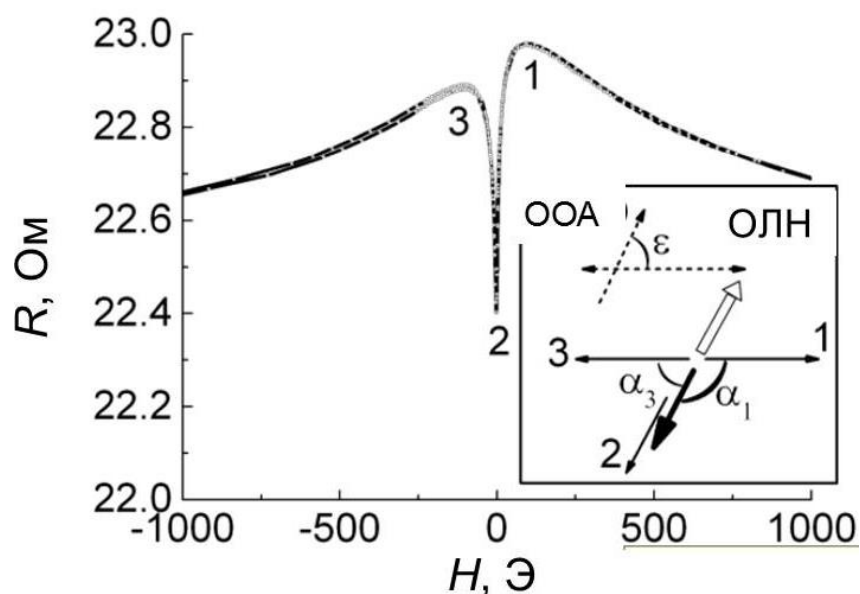


Рисунок 26 - Полевая зависимость магнитосопротивления спинового клапана. На вставке показаны ориентации векторов намагниченностей ФМ1 и ФМ2 слоев в САФ и свободного слоя (белая, толстая, тонкая стрелки) в полях, соответствующих максимумам (1) и (2) и минимуму (3) сопротивления [77].

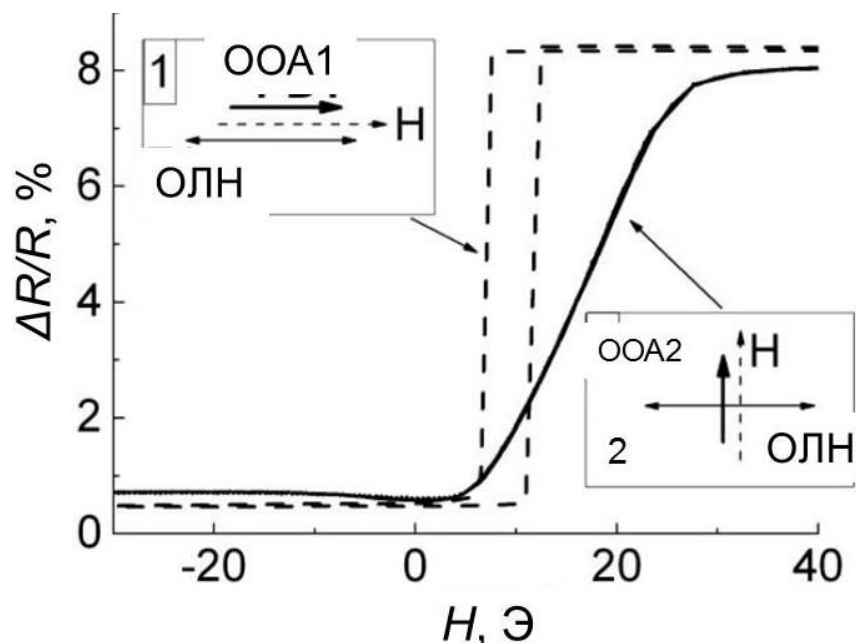


Рисунок 27 - Низкополевые части магниторезистивной кривой для спинового клапана с коллинеарной (пунктирная линия) и скрещенной (линия) конфигурацией осей анизотропии. На вставках 1 и 2 изображены геометрии измерений в случае коллинеарной и скрещенной конфигураций, соответственно [77].

### 1.6.2 Свойства спиновых клапанов с синтетическим ферримагнетиком в свободном слое

Важной задачей при разработке магниточувствительных устройств микроэлектроники является не только повышение магниторезистивной чувствительности и термической стабильности, но и уменьшение геометрических размеров элементов. Для микрообъектов, являющихся конструктивными элементами магниточувствительных сенсоров (полосок, меандров, и др.) магниторезистивная чувствительность, как правило, ниже, чем для макроскопических пленок, что связано с влиянием формы образца на процессы перемагничивания, обусловленное существованием размагничивающих полей [5, 78]. Для линейных датчиков, изготовленных из спинового клапана, уменьшение размера приводит к большим полям насыщения ( $H_{\text{sat}}$ ), что, в свою очередь, уменьшает чувствительность ( $S$ ) [79, 80]. Еще одним важным параметром микросенсоров является интервал полей, в котором реализована линейная зависимость сопротивления от поля. Уменьшение размеров образца приводит к изменению сдвига низкополевой петли гистерезиса  $H_J$  [81]. В случае макроскопических размеров пленки спинового клапана поле, в котором происходит резкое изменение магнитосопротивления, как правило, отлично от нулевого поля. Для микрообъектов при определенной ширине плоскости  $w$  возможен переход к нечетной зависимости магнитосопротивления относительно значения  $R(H=0)$ . В этом случае магнитосопротивление датчика будет изменяться даже при слабых отклонениях измеряемого поля от  $H = 0$ .

Для управления величиной  $H_J$  в свободном слое спинового клапана используют синтетический ферримагнетик [82]: два ферромагнитных слоя связаны через тонкую прослойку Ru с уменьшенной эффективной толщиной ( $t_{\text{eff}}$ ):

$$t_{\text{eff}} = (M_1 t_1 - M_2 t_2) / M_{\text{eff}}, \quad (15)$$

где  $M_1(t_1)$  и  $M_2(t_2)$  соответствуют толщине намагниченности насыщения нижнего и верхнего магнитных слоев СФ,  $M_{\text{eff}}$  является эффективной намагниченностью насыщения всего слоя СФ. Поскольку  $M_{\text{eff}}$  мало, происходит уменьшение поля рассеяния, создаваемого свободным слоем, то  $H_{\text{sat}}$  снижается, а линейный диапазон датчиков может быть настроен выбором толщин двух ферромагнитных слоев.

Чтобы получить большое значение магнитосопротивления спинового клапана и высокую магниторезистивную чувствительность, в работе [4] было предложено использовать в составе свободного слоя синтетический ферримагнетик для уменьшения эффективной толщины при сохранении физически большой толщины этого слоя. На рисунке 28 показана зависимость максимального магнитосопротивления спинового клапана PtMn/Co/Ru/Co/NiFe(ФМ2)/Ru/NiFe(ФМ1) от эффективной толщины свободного слоя  $t_{\text{eff}}$ . Толщина свободного слоя

определялась как разность толщин двух ферромагнитных слоев, связанных через Ru в СФ Co/NiFe/Ru/NiFe. Толщина слоя Co составляла 3 Å, толщина соседнего слоя NiFe (ФМ2) фиксировалась и составляла 33 Å. Величина  $t_{eff}$  варьировалась путем изменения толщины другого слоя NiFe (ФМ1), при сохранении соотношения  $t_{ФМ2} > t_{ФМ1}$ . Из рисунка видно, что для спиновых клапанов с СФ максимальное значение магнитосопротивления остается 8% при толщине  $t_{eff}$  меньше, чем 10 Å.

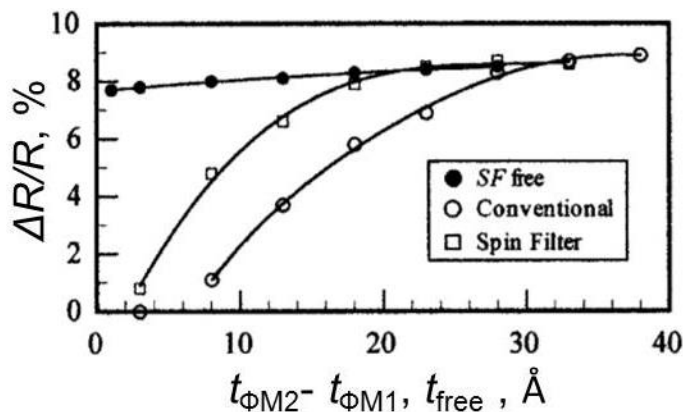


Рисунок 28 - Зависимость магнитосопротивления от эффективной толщины свободного слоя  $t_{ФМ2} - t_{ФМ1}, t_{free}$  в различных структурах спинового клапана [4].

В работе [83] также было показано, что использование СФ в составе свободного слоя спинового клапана позволяет повысить магниторезистивную чувствительность объектов микронных размеров, изготовленных из них, благодаря уменьшенному суммарному магнитному моменту свободного слоя.

В работах [83, 84] изучены магнитные и магнитотранспортные свойства оптимизированных спиновых клапанов, предназначенных для практических приложений. По сравнению с обычными спиновыми клапанами, структуры с САФ в закреплённом слое и СФ в свободном слое демонстрируют стабильность магнитных свойств в более широком температурном диапазоне. В частности, в диапазоне ниже 500 нм датчики демонстрируют значительный прирост чувствительности от 1.4%/Э при ширине микрообъекта  $h = 90$  нм до 4.6%/Э при  $h = 500$  нм.

## 1.7 Использование слоев редкоземельных металлов в спиновых клапанах

Магнитные пленки, содержащие редкоземельные  $4f$ -металлы (РЗМ) и переходные  $3d$  металлы (ПМ), активно стали изучаться в 80-х прошлого века [8, 9, 85] и вызывают интерес в настоящее время [86]. Они использовались при разработках новых материалов для термомагнитной записи информации [87]. Такие пленки могут быть композиционными,

состоящими из слоев  $4f$ - и  $3d$ - элементов, которые также могут использоваться как составная часть спиновых клапанов.

В первых работах [8, 9] в пленках было установлено наличие межслойного обменного взаимодействия между атомами РЗМ и ПМ. В пленках состава Fe-Gd и Fe-Co магнитные моменты слоев Fe и Co образуют с магнитными моментами слоев Gd со- или противонаправленную структуры. Такая структура представляет собой подобие ферримагнетика, в котором роль магнитных подрешеток играют магнитные моменты слоев металлов. Спонтанная намагниченность многослойных пленок РЗМ/ПМ формируется в соответствии с общими принципами ферримагнетизма, но локализация обменного взаимодействия в интерфейсной области приводит к высокой чувствительности спонтанной намагниченности к геометрическим, структурным и композиционным характеристикам многослойных плёнок. При этом до конца не ясны особенности перемагничивания многослойных РЗМ/ПМ плёнок, условия возникновения неколлинеарной структуры. Интерес представляет состояние магнитной компенсации ферримагнетиков - равенства магнитных моментов слоев РЗМ и ПМ при определённой температуре ( $T_{\text{comp}}$ ), которое проявляется в виде минимума на зависимости  $M(T)$ . Реализовать магнитную компенсацию в многослойных плёнках РЗМ/ПМ возможно меняя соотношение толщины слоев, в аморфных пленках - неограниченным взаимным перемешиванием компонентов [8, 88].

Магнитное упорядочение в РЗМ обусловлено дальнедействующим косвенным обменным взаимодействием, осуществляющимся через электроны проводимости. Поэтому их магнитные свойства в большой степени зависят от структурного состояния соответствующих реальных объектов [10]. С практической точки зрения при изучении особенностей магнетизма плёнок РЗМ выбираются слоистые структуры, содержащие сильномагнитные металлы, обладающие высокими температурами магнитного упорядочения ( $T_c$ ) – Gd, Tb, Dy. Из них гадолиний имеет наибольшую температуру Кюри ( $T_c=293$  К). Кроме того, вышеуказанные металлы сильно отличаются по величине магнитной анизотропии. Сферичность электронной оболочки ионов Gd приводит к низкой кристаллической магнитной анизотропии [10].

Для многослойных структур Gd/Fe [89] и Gd/Co [90] показано, что на границе слоев возникает антиферромагнитное обменное взаимодействие.

В работе [92] исследовались многослойные  $\text{Co}/[(\text{GdCo})/\text{Co}]_4$  и однослойные GdCo пленки. Изменение соотношения площадей Gd и Co в мозаичной мишени позволяло варьировать состав двухкомпонентной пленки. Показано наличие у структуры  $\text{Co}/(\text{GdCo})$  состояния магнитной компенсации. В структуре на границе слоёв существует ферромагнитное обменное взаимодействие между атомами Co соседних слоёв и антиферромагнитное обменное взаимодействие между Gd и Co внутри слоя GdCo. При температурах ниже  $T_{\text{comp}}$  в образце

будет преобладать суммарный магнитный момент слоёв GdCo, и во внешнем магнитном поле вдоль направления поля будут выстроены магнитные моменты этих слоёв. Выше  $T_{\text{comp}}$  доминирующим становится суммарный момент слоёв Co, их моменты выстраиваются вдоль направления внешнего магнитного поля. Величина  $T_{\text{comp}}$  зависит от соотношения слоёв Co и GdCo, например, для многослойной структуры с  $t_{\text{GdCo}} = 24$  нм  $M(T)$  обращается в ноль при  $T_{\text{comp}} = 265$  К.

Спиновые клапаны на основе ферромагнитных пленок РЗМ – ПМ исследованы в меньшей степени, чем спиновые клапаны, со слоями переходных металлов (Fe, Co, Ni) или их сплавов [11, 12]. Высокоанизотропные редкоземельные элементы Dy и Tb используются в качестве закрепленного слоя, обладающего большой коэрцитивной силой [92, 93]. Пленки GdCo и GdFe отличаются гораздо меньшей коэрцитивной силой, поэтому, как правило, служат свободным слоем в спиновом клапане [94]. Вблизи состояния магнитной компенсации суммарный магнитный момент пленки также стремится к нулю, а коэрцитивная сила этих пленок может возрастать до сотен эрстед, тогда слои GdCo и GdFe могут выступать в качестве закрепленного слоя в спиновом клапане [95, 96].

Из работ [97, 98] известно, что величина магнитосопротивления в спиновых клапанах со слоями РЗМ-ПМ составляет лишь десятые доли процента. Одна из причин этого состоит в том, что  $4f$ -электроны, отвечающие за магнетизм редкоземельных атомов, принадлежат внутренним электронным оболочкам и практически не участвуют в спин-зависимом рассеянии электронов проводимости. Поэтому рассеяние электронов проводимости на атомах РЗМ лишь снижает вероятность спин-зависимого рассеяния, которое в ферромагнитных слоях обеспечивает подрешетка ПМ [99]. Кроме того, длина свободного пробега в РЗМ-пленках составляет примерно 1 нм [100]. Таким образом, объем ферромагнитного слоя, участвующий в формировании магниторезистивного эффекта, гораздо меньше, чем в слоях ПМ. В работе [101] рассматривается возможность взаимной диффузии на границе слоистой структуры GdCo/Cu, что может привести к резкому снижению температуры Кюри сплава GdCoCu вблизи медной прослойки.

В работе [96] предложен эффективный способ повышения магнитосопротивления в пленках РЗМ-ПМ: введение дополнительного тонкого слоя Co между слоями Cu и GdCo, подобно тому, как это было сделано в спиновых клапанах FeNi/Co/Cu/Co/FeNi/FeMn [11]. Благодаря обменному взаимодействию между слоем GdCo и дополнительным слоем Co двухслойная структура GdCo/Co перемагничивается как единое целое. Авторы отмечают, что варьирование толщины этого слоя Co позволяет изменять знак магнитосопротивления и величину коэрцитивной силы двухслойной ферромагнитной системы GdCo/Co. На рисунке 29 представлена схема, иллюстрирующая механизм смены знака магниторезистивного эффекта

при увеличении  $t_{\text{add}}$ . Наиболее близко к состоянию магнитной компенсации структура GdCo/Co при комнатной температуре находится при  $t_{\text{add}} = 2$  нм. Об этом свидетельствовали слабый сигнал от закрепленного слоя Gd–Co/Co на магнитометрической петле гистерезиса и его заметно выросшее значение  $H_c$ . Таким образом, авторы отмечают, что изменяя  $t_{\text{add}}$ , можно управлять величиной гистерезиса закрепленного слоя спинового клапана.

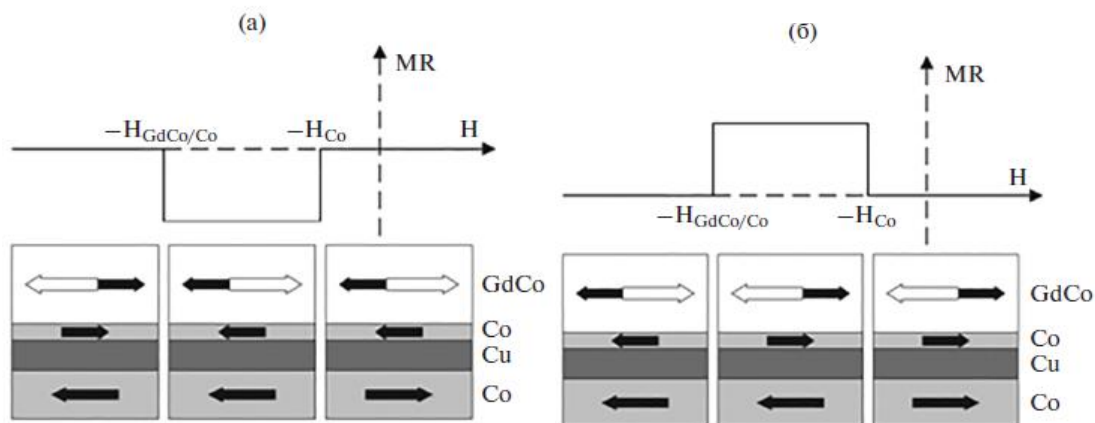


Рисунок 29 - Схематическое изображение смены знака магнитосопротивления при изменении толщины слоя Co в структуре GdCo/Co(t)/Cu/Co:  $t \leq 1$  нм (а),  $t \geq 2$  нм (б) [96].

На рисунке 30 представлены температурные зависимости намагниченностей для трех структур со слоем GdCo [96]. Зависимость  $M(T)$  плёнки  $\text{Gd}_{23}\text{Co}_{77}$  подтвердила её ферромагнитный характер (кривая 1), температура магнитной компенсации составила  $T_{\text{comp}} = 433$  К. Тот факт, что  $T_{\text{comp}}$  превышает комнатную температуру, означает, что в результирующем магнитном моменте образца при комнатной температуре над магнитным моментом подрешётки Co превалирует магнитный момент подрешётки Gd, вектор которого выстраивается по направлению внешнего магнитного поля. Кривая 2, соответствует  $M(T)$  образца GdCo(35нм)/Co(7нм), для которого  $T_{\text{comp}}$  находится ниже комнатной температуры. Это означает, что при комнатной температуре суммарный магнитный момент этого образца определяется моментом кобальтовой подсистемы, направление которого совпадает с направлением прикладываемого к образцу внешнего магнитного поля. Кривая 3 соответствует  $M(T)$  для Gd-Co(35нм)/Co(7нм)/Cu(4нм)/Co(7нм): из-за наличия свободного слоя Co магнитный момент всей структуры не обращается в нуль при температуре компенсации закреплённого слоя GdCo(35нм)/Co(7 нм).

Использование прослоек гадолиния в составе многослойных наноструктур позволяет синтезировать материалы, сочетающие магнитную и температурную чувствительность. Например, в работе [102] для «псевдо» спинового клапана GdCo(35нм)/Co(7нм)/Cu(4нм)/Co(7нм), была предложена концепция термочувствительного спинового клапана,

основанная на экспериментально полученных зависимостях  $H_c(T)$  закрепленного GdCo/Co и свободного Co слоев. В начальном положении спиновый клапан «закрыт»: электрическое сопротивление структуры максимально, а магнитные моменты свободного и закрепленного слоёв антипараллельны друг другу. После этого при фиксированном внешнем поле переключения ( $H_{sw}$ ) образец нагревался, и измерялась его температурная зависимость сопротивления  $R(T)$ . На рисунке 31 показаны зависимости  $R(T)$ , измеренные при разных значениях поля  $H_{sw}$ . Видно, что происходит резкое изменение сопротивления образца при температуре, при которой  $H_c$  закреплённого слоя становится равным  $H_{sw}$ . Это уменьшение сопротивления обусловлено тем, что при перемагничивании закреплённого слоя моменты слоев Co, разделённых Cu, снова выстраиваются параллельно друг другу. И спиновый клапан «открывается», что может происходить при разной температуре, которая задаётся выбором величины внешнего поля  $H_{sw}$ . Для данного клапана температурный интервал, в котором  $H_c$  композитного ферромагнитного слоя заметно превосходит  $H_c$  свободного слоя Co, и стабильно наблюдается скачок сопротивления, составляет примерно 100 К. Границы этого интервала могут быть сдвинуты путём изменения «эффективного состава» слоя GdCo/Co, то есть за счёт изменения состава слоя GdCo или толщины слоя Co [103].

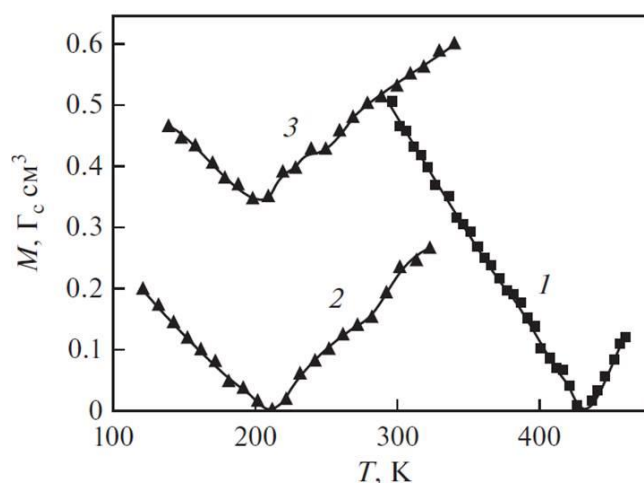


Рисунок 30 - Температурные зависимости намагниченности пленок: (1) GdCo(35 нм); (2) GdCo(35нм)/Co(7нм); (3) GdCo(35нм)/Co(7нм)/Cu(4нм)/Co(7нм) [96].

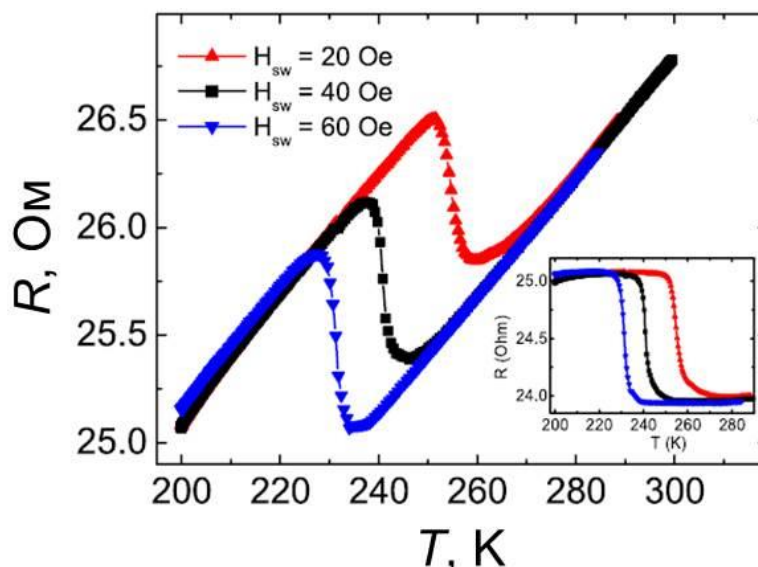


Рисунок 31 - Температурные зависимости сопротивления структуры  $\text{GdCo}(35\text{nm})/\text{Co}(7\text{nm})/\text{Cu}(4\text{nm})/\text{Co}(7\text{nm})$ , измеренные в разных фиксированных полях. Вставка: скорректированные зависимости  $R(T)$  с учетом нормальной температурной зависимости сопротивления металлической многослойной структуры [102].

## 1.8 Влияние кристаллической структуры на свойства спиновых клапанов

### 1.8.1 Микроструктура в спиновых клапанах

Различия в способах получения многослойных наноструктур и материала слоев обуславливают некоторые особенности в их микроструктуре, которые в последующем отражаются на их физических свойствах. Многослойные структуры, в том числе спиновые клапаны, изготавливаются различными методами, отличающимися скоростью формирования слоистой структуры, величинами рабочего давления газа и базового давления остаточных газов и, следовательно, энергией и угловым распределением атомов, осаждающихся на подложку (магнетронное, радиочастотное, ионно-лучевое напыление, молекулярно-лучевая эпитаксия).

Оптимальная микроструктура для спиновых клапанов способствует увеличению длины свободного пробега для электронов с одним направлением спина; сильному рассеянию внутри ферромагнитных слоев и на интерфейсах для электронов с направлением спина, противоположным локальной намагниченности. Выполнение этих условий при выбранных эффективных магнитных и немагнитных материалах будет способствовать повышению магниторезистивного эффекта. Присутствие дефектов (вакансии, дислокации, межзеренные границы) внутри слоев уменьшает длину свободного пробега электронов. Структура интерфейсов так же влияет на длину свободного пробега электронов и определяет доминирующий тип межслойного взаимодействия (Неелевское или обменное взаимодействие).



Увеличению длины свободного пробега электронов способствуют материалы слоев с близкими параметрами кристаллической решетки. В результате согласования решеток рост структуры происходит с малым количеством дефектов. Например, ГЦК-решетку имеет сплав  $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ , сплавы системы  $\text{Fe} - \text{Ni} - \text{Co}$ , а также  $\text{Cu}$ .

Из многочисленных исследований известно, что структурные и магнитные свойства нанослоев гадолиния отличаются от объемных образцов и определяются как размерным фактором, так и особенностями структурного состояния слоёв. В частности, в тонких слоях гадолиния было обнаружено формирование не только ГПУ, но и ГЦК структурных фаз. Сообщается, что на промежуточном слое Ta формируется: ГЦК-фаза Gd в [103-106]; ОЦК-фаза Gd [107]; в начале роста формируется ГЦК-фаза, а при дальнейшем росте Gd переходит в ГПУ фазу [108]. В пленке гадолиния, напыленной на буферный слой Cr, было замечено зарождение сразу двух кристаллических фаз - ГПУ и ГЦК [109]. На кристаллическую структуру влияет не только буферный слой, но и температура напыления. В пленках Gd, изготовленных при температуре 350°C, ГПУ структура преобладает [10, 110]. Важно, что эти структурные особенности тонких пленок гадолиния приводят также к изменению магнитных свойств. Намагниченность ГЦК фазы меньше (~ 175 Гс при 60 К), чем у ГПУ фазы (~ 640 Гс при 60 К) [108, 111], а температура Кюри ГЦК Gd значительно выше 300 К [110].

### 1.8.2 Текстура в спиновых клапанах

Текстура - это преимущественная ориентация зерен/атомов в кристаллических решетках в поликристалле, приводящая к анизотропии свойств материалов. Качественно вид текстуры определяется характером расположения решетки отдельных кристаллитов в поликристаллическом материале относительно внешних осей образца. Выделяют аксиальную, плоскостную и полную текстуры. В наших образцах присутствует только аксиальная текстура, характеризующаяся наличием оси текстуры, которая может быть сонаправлена с каким-то кристаллографическим направлением решетки.

В спиновых клапанах на основе ГЦК-материалов формирование текстуры  $\langle 111 \rangle$  является предпочтительным и при использовании подходящего буферного слоя реализуется когерентный рост слоев и столбчатая структура зерен (межзеренная граница проходит сквозь всю слоистую структуру – рисунок 32) [112-114]. Сформировать текстуру можно с помощью выбора соответствующего материала буферного слоя (Ta, NiFeCr) оптимальной толщины [113, 114]; используя композитный свободный слой, содержащий дополнительный слой из магнитомягкого материала (NiFe) [115]; используя послеростовое ионное травление [116]; напыляя буферный слой Ta при пониженном давлении рабочего газа [117].

Известно, что текстура  $\langle 111 \rangle$  позволяет существенно уменьшить ширину петли гистерезиса перемагничивания свободного слоя [115, 118-120]. Так, в [121] установлено, что коэрцитивная сила при перемагничивании пленки  $N_{80}iFe_{20}$ , напыленной на слой Ta, значительно меньше, чем при перемагничивании той же пленки, напыленной на слой Cr, и не обладающей совершенной текстурой. Корреляция между текстурой  $\langle 111 \rangle$  и гистерезисом объясняется отсутствием локальных флуктуаций магнитной кристаллической анизотропии в плоскости пленки, если в слое ферромагнетика сформирована идеальная текстура  $\langle 111 \rangle$  с осью, перпендикулярной плоскости пленки.

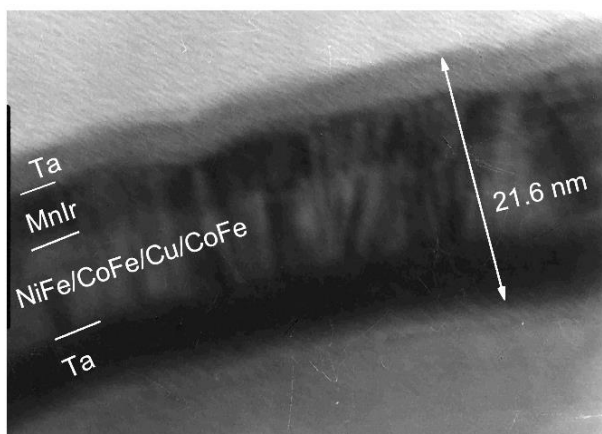


Рисунок 32 - Поперечное сечение слоев спинового клапана

Ta(50)/NiFe(30)/CoFe(20)/Cu(26)/CoFe(20)/MnIr(50)/Ta(20), толщины слоев указаны в Å [122].

Формирование текстуры  $\langle 111 \rangle$  в спиновых клапанах на основе ГЦК-материалов приводит к уменьшению количества дефектов кристаллической структуры и, следовательно, к увеличению значения максимального магнитосопротивления [1]. При формировании текстуры  $\langle 111 \rangle$  в спиновых клапанах на основе ГЦК-антиферромагнетиков, например,  $Fe_{50}Mn_{50}$ , увеличивается поле обменного сдвига [123]. Кроме того, с возрастанием совершенства текстуры  $\langle 111 \rangle$  увеличивается шероховатость межслойных границ, что, объясняет увеличение межслойного взаимодействия [124, 125].

Для количественной оценки степени совершенства текстуры  $\langle 111 \rangle$  используется величина угла рассеяния текстуры  $\gamma$ , экспериментально определяемая как полная ширина на полувысоте кривой качания ( $\omega$ -скан) вокруг рентгеновского брегговского пика  $\langle 111 \rangle$ .

## 1.9 Выводы к Главе 1

На основе анализа материала, представленного в литературном обзоре, можно сформулировать следующие выводы.

- Спиновые клапаны с синтетическими антиферромагнетиками обладают более высокой магниторезистивной чувствительностью и температурной стабильностью в сравнении со спиновыми клапанами без САФ, поэтому их характеристики наиболее приемлемы для использования в микросенсорах.

- Различные типы магнитной анизотропии в спиновых клапанах оказывают существенное влияние на их магнитные и магнитотранспортные свойства. Воздействие на однонаправленную магнитную анизотропию приводит к изменениям в механизмах перемагничивания спиновых клапанов, что позволяет управлять их гистерезисом.

- Для спиновых клапанов с синтетическим антиферромагнетиком имеется ряд особенностей воздействия на однонаправленную магнитную анизотропию, которые связаны с переходом синтетического антиферромагнетика в спин-флоп состояние. Эти особенности и, в частности, их применение для изменения магнитной анизотропии в микрообъектах на основе спиновых клапанов с САФ, являются малоизученными.

- Антиферромагнитный сплав  $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$  является простым в изготовлении и наиболее доступным. Данный антиферромагнетик обладает невысокой температурой Нееля ( $T_N = 217 \text{ }^\circ\text{C}$ ), однако при использовании его в спиновых клапанах совместно с синтетическим антиферромагнетиком можно повысить интервал рабочих температур вплоть до  $130 \text{ }^\circ\text{C}$ . Имеется весьма ограниченное число опубликованных работ, в которых исследуются свойства спиновых клапанов и микрообъектов на их основе, в которых используются синтетический антиферромагнетик и сплав  $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ .

- На данный момент слабо изучены особенности перемагничивания многослойных пленок, сочетающих элементы переходных и редкоземельных металлов. Использование в составе свободного слоя совместно с  $3-d$  металлом, например, Gd, обладающего большим магнитным моментом на атом и сильным температурным изменением намагниченности, позволит исследовать особенности транспортных свойств спиновых клапанов, в которых перемагничивание свободного слоя может происходить при изменении температуры.

- Возможность целенаправленного изменения свойств спиновых клапанов путем оптимизации технологии их получения, выбором композиции и использованием специальной термомагнитной обработки позволяет получать магниточувствительные материалы, сочетающие большую величину магнитосопротивления, слабый гистерезис и высокую магниторезистивную чувствительность, что является одной из задач настоящих исследований.

Перечисленные выводы были использованы в настоящей работе для формулировки конкретных задач исследований, перечисленных во введении.

## 2 МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Спиновые клапаны являются искусственными, синтезируемыми материалами, и потому тщательная отработка методики приготовления экспериментальных образцов является необходимым условием для проведения дальнейших исследований физических закономерностей. Зависимости основных характеристик спинового клапана (величины ГМС, поля межслойного взаимодействия, ширины низкополевой петли гистерезиса) от толщин магнитных и немагнитных слоев, в настоящее время исследованы и представлены, например, в публикациях [14, 36, 126]. Особенность изготовления наноструктур состоит в том, что характеристики материала задаются не только их композицией, но также определяются технологическими особенностями их получения с использованием конкретной напылительной системы. Характер основных зависимостей отражает закономерности физических процессов, происходящих в спиновом клапане, и, при стабильной работе напылительной системы, не зависит от технологических особенностей оборудования. Однако количественные значения характеристик спинового клапана могут быть существенно улучшены выбором оптимальных, именно для данной напылительной системы, условий приготовления – давления рабочего газа, температуры и шероховатости подложки, мощности магнетронного разряда, режима ионной очистки поверхности, предваряющей процесс напыления и др. Получение закономерных, подтвержденных литературными данными, зависимостей характеристик спинового клапана от толщин слоев является важным этапом, необходимым для обеспечения повторяемости результатов и изготовления образцов, позволяющих изучать их физические свойства и целенаправленно изменять функциональные характеристики.

### 2.1 Выбор объектов исследования

Объекты исследования - металлические спиновые клапаны с антиферромагнитным сплавом  $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$  в качестве закрепляющего слоя. Закрепленный слой представлял собой трехслойную структуру  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Ru}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ , называемую синтетическим антиферромагнетиком. В качестве немагнитного слоя использовалась медь. Свободный слой в исследуемых спиновых клапанах имел три варианта состава:

1) композитный слой  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ ; использование дополнительной прослойки  $\text{NiFe}$  способствует формированию текстуры  $\langle 111 \rangle$  и уменьшению ширины низкополевой петли гистерезиса [115];

2) синтетический ферромагнетик  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Ru}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ ;

3) синтетический ферромагнетик  $\text{Gd}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ .

В качестве буферного слоя использовался тантал. Согласно [118], слой тантала толщиной более 40 Å способствует формированию текстуры <111> в напыляемых на него материалах с ГЦК структурой.

В структурном отношении основные материалы, образующих композицию спиновых клапанов, а именно, Ta, FeMn, NiFe, CoFe, Cu, обладают ГЦК кристаллографической структурой и близкими параметрами кристаллической решетки, что важно для формирования столбчатой структуры, в которой межзеренные границы проходят сквозь все слои поликристаллической многослойной пленки.

## 2.2 Методика магнетронного напыления многослойных наноструктур

Лабораторная технология приготовления многослойных магнитных наноструктур включает ряд операций, использующих различное оборудование. К основным технологическим операциям относятся:

- проверка химического состава исходных магнетронных мишеней;
- определение скорости напыления каждого материала при рабочих режимах;
- определение шероховатости поверхности подложек;
- напыление многослойной наноструктуры по программе, контролирующей технологические параметры и время напыления каждого слоя.

Исследования локального химического состава магнетронных мишеней проводились с помощью сканирующего электронного микроскопа FEI Inspect F, оснащенного энергодисперсионным спектрометром EDAX (рисунок 33 (а)). Точность определения методом сканирующей электронной микроскопии компонентов сплавов составляет  $\pm 0.2\%$ . На рисунке 33 (б) в качестве примера показаны результаты определения химического состава мишени номинальной композиции –  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ . Видно, что в пределах нескольких десятых долей атомных процентов содержание компонентов совпадает с их номинальными значениями.

Для бесконтактного определения шероховатости подложек и измерения скорости напыления каждого материала путем измерения высоты «ступеньки» использовался оптический профилометр-интерферометр белого света Zygo NewView 7300 (рисунок 34 (а)). Изображение рельефа поверхности на экране монитора формируется в процессе анализа и компьютерной обработки интерференционной картины, полученной при сложении световых волн, отраженных исследуемой поверхностью и размещенной внутри объектива тестовой гладкой пластиной. Построчное сканирование измеряемой поверхности позволяет получить профиль шероховатости, объемное изображение, а также карту поверхности, где высота каждой точки соотносена с определенным цветом – от синего до красного. В комплекте прибора имеется

набор сменных объективов, с латеральным увеличением от  $\times 1$  до  $\times 100$ . Особенностью профилометра является то, что, при сравнительно небольшом латеральном увеличении, разрешение вдоль нормали к анализируемой поверхности достигает  $1 - 2 \text{ \AA}$ , что позволяет при измерениях проводить усреднение по достаточно большой области поверхности. Данные исследования проводились с использованием  $\times 20$  объектива, при этом размеры анализируемой поверхности составляли  $0.35 \text{ мм} \times 0.26 \text{ мм}$ .

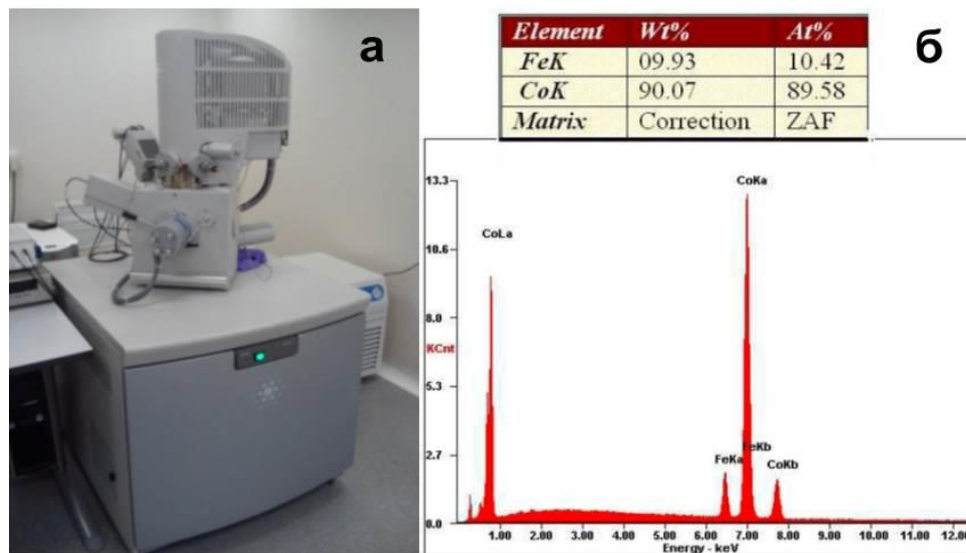


Рисунок 33 - Растровый электронный микроскоп FEI Inspect F (а); результаты исследования химического состава мишени из сплава  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  (б).

Определение скорости напыления каждого материала производилось на приготовленных вспомогательных двухслойных пленках, «ступеньках». Для минимизации ошибки измерения высоты, вызванной различием оптических свойств пленки и подложки, каждый материал напылялся дважды. На первом этапе подложка покрывалась слоем выбранного материала с оценочной толщиной  $t = 500 \div 600 \text{ \AA}$ . Затем на поверхность полученной пленки перманентным фломастером наносилась линия, и на пленку с проведенной линией напылялся второй слой. Слой, напыленный поверх проведенной фломастером линии, удалялся с помощью этилового спирта. В результате на поверхности пленки получалась канавка с вертикальными стенками и одинаковым по оптическим свойствам материалом её нижней и верхней части.

Для измерения высоты ступеньки использовалось приложение программного обеспечения профилометра, которое позволяет исключить из области измерения границу ступеньки, что минимизирует вклад краевых эффектов в ошибку измерения. Высота ступеньки определяется как разность уровней между двумя областями, одна из которых находится в нижней, а другая – в верхней части ступеньки. При определении уровня усреднение проводится по всей площади измеряемой области (рисунок 34 (б)). По измеренной высоте «ступеньки» и

известному времени напыления рассчитывалась скорость напыления выбранного материала. При установке в камеру металлов мишеней другой толщины измерение скоростей напыления проводилось заново. В таблице 1 показаны результаты измерения скоростей напыления для использованных материалов при заданной мощности магнетронов 100 Вт и рабочем давлении аргона 0.1 Па.

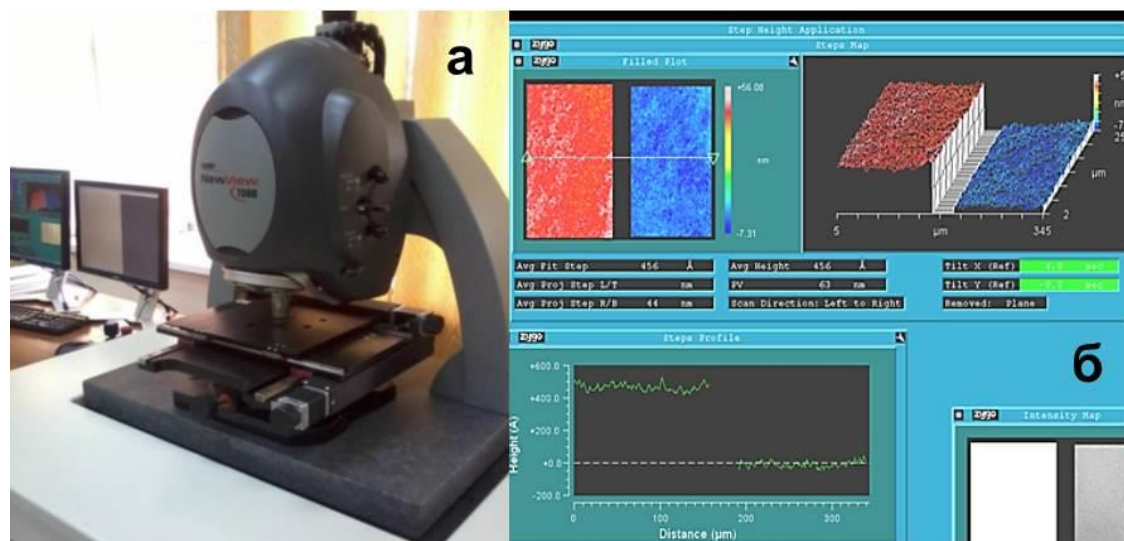


Рисунок 34 - Оптический профилометр-интерферометр белого света Zygo NewView7300 (а); результаты измерения высоты ступеньки для материала  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  (б).

Таблица 1 - Измеренные скорости напыления для некоторых металлов и сплавов.

Материал мишени	$\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$	$\text{Ni}_{20}\text{Fe}_{80}$	Cu	Ta	$\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$	Ru	Gd
Скорость напыления $V, \text{Å/мин}$	27.0	31.4	65	24.4	34.6	30	60

Найденные скорости позволяют рассчитать время напыления каждого слоя, входящего в состав наноструктуры, и составить программу изготовления конкретного многослойного образца.

Для напыления наноструктур использовались следующие виды подложек:

- стекло толщиной 0.19 – 0.25 мм размерами  $25 \times 25 \text{ мм}^2$  (фирма-изготовитель Corning, США, тип Cover Glass).
- круглые пластины монокристаллического кремния ориентации (100), диаметром 50 мм.

Для аттестации подложек с помощью профилометра определялись следующие параметры шероховатости: линейное отклонение –  $R_a$  и среднеквадратичное отклонение – rms.

Среднее значение шероховатости для стекла составляет  $R_a = 2 \div 3 \text{ \AA}$ ,  $r_{ms} = 3 \div 4 \text{ \AA}$  и для монокристаллического кремния -  $R_a = 6 \div 7 \text{ \AA}$ ,  $r_{ms} = 7 \div 9 \text{ \AA}$ .

Очистка поверхности монокристаллических кремниевых подложек производилась методом обратного магнетронного распыления в камере загрузки в течение двух минут. Очистка поверхности стеклянных подложек включала следующие операции:

- промывку в дистиллированной воде;
- выдержку пластины в ацетоне (ОСЧ) - 5 мин;
- повторную промывку в ацетоне при температуре  $40 \text{ }^\circ\text{C}$  с использованием ультразвуковой ванны – 10 мин;
- промывку в струе медицинского спирта или спирта двойной перегонки с последующей ручной протиркой поверхности подложки однонаправленным движением безворсовой салфетки.

Последняя операция применялась непосредственно перед установкой подложки в камеру загрузки магнетронной установки. После откачки камеры загрузки до давления  $P = 6 \times 10^{-5} \text{ Па}$  поверхность подложки очищалась методом обратного распыления с помощью магнетрона переменного тока в камере загрузки.

Спиновые клапаны изготавливались методом магнетронного напыления на постоянном токе с помощью высоковакуумной напылительной магнетронной установки MPS-4000-C6 (Ulvac) (рисунок 35). Установка состоит из трех вакуумных камер: 1) камера загрузки, оснащенная радиочастотным магнетроном для очистки поверхности подложек методом обратного распыления; 2) камера напыления диэлектриков, оснащенная радиочастотным магнетроном; 3) камера напыления металлов содержит шесть магнетронных источников на постоянном токе. Напыление производится в атмосфере особо чистого аргона. Подложка при напылении вращается для обеспечения одинаковой толщины пленки по всей поверхности подложки. Мишени, используемые в камере напыления металлов, представляют собой диски диаметром 50 мм. Толщина мишени зависит от ее материала. Мишени из ферромагнитных сплавов (CoFe, NiFe, и др.) имеют толщину не более 1.5 – 2.0 мм. При большей толщине мишеней из магнитного материала конфигурация магнитного поля вблизи мишени изменяется, и возникновение магнетронного разряда происходит нестабильно. Толщина немагнитных мишеней составляет от 2 до 4 мм. Для крепления мишеней используются специальные держатели, в которых кольцевые полосы из меди чередуются с кольцами из магнитного материала. На держатель при помощи расплавленного индия крепится мишень. Держатель с мишенью устанавливается на верхнюю часть магнетрона в камере напыления металлов. На фотографии внутренней части камеры напыления металлов (рисунок 36 (а)) видны колпаки из нержавеющей стали, покрывающие установленные держатели с мишенями (рисунок 36 (б)).



Колпак является анодом при формировании магнетронного разряда, катодом является мишень. В верхней части фотографии виден столик в виде кольца для держателя с подложкой.

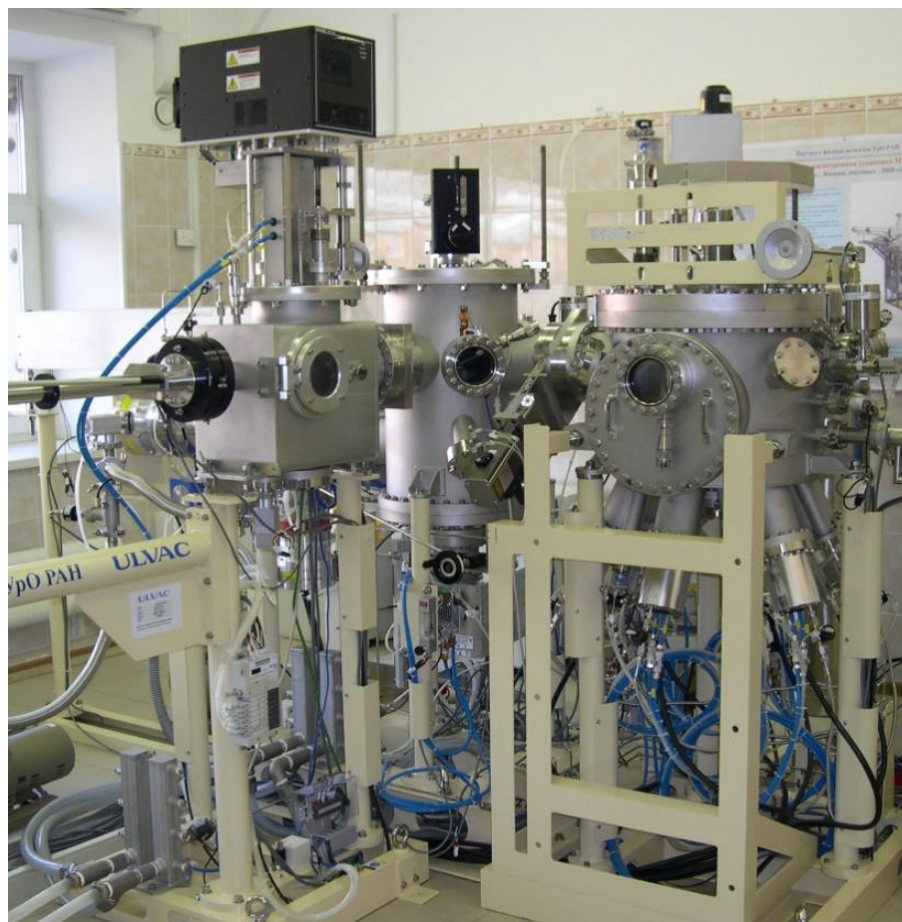


Рисунок 35 - Высоковакуумная магнетронная напылительная система MPS-4000-C6.



Рисунок 36 - Внутренняя часть камеры напыления металлов (а); мишень, прикрепленная к держателю и не покрытая колпаком (б).

При магнетронном напылении используется плазма тлеющего разряда в аргоне при давлении 0.1 Па. В области разряда создано магнитное поле, которое концентрирует плазму на мишени-катоде. Перед началом процесса в камере создается вакуум (давление остаточных газов

составляет порядка  $10^{-7}$  Па). Между катодом (мишенью из распыляемого материала) и анодом (большим и малым колпаками над мишенью) прикладывается постоянное напряжение, величина которого превышает потенциал ионизации и напряжения пробоя, поэтому с катода эмитируются электроны. После этого в камеру напускается аргон. Траектории движения электронов располагаются между местами входа и выхода силовых линий магнитного поля. В этих местах и локализуется интенсивное образование плазмы и протекание процессов распыления. Образующиеся ионы аргона бомбардируют мишень и выбивают из нее атомы (рисунок 37).

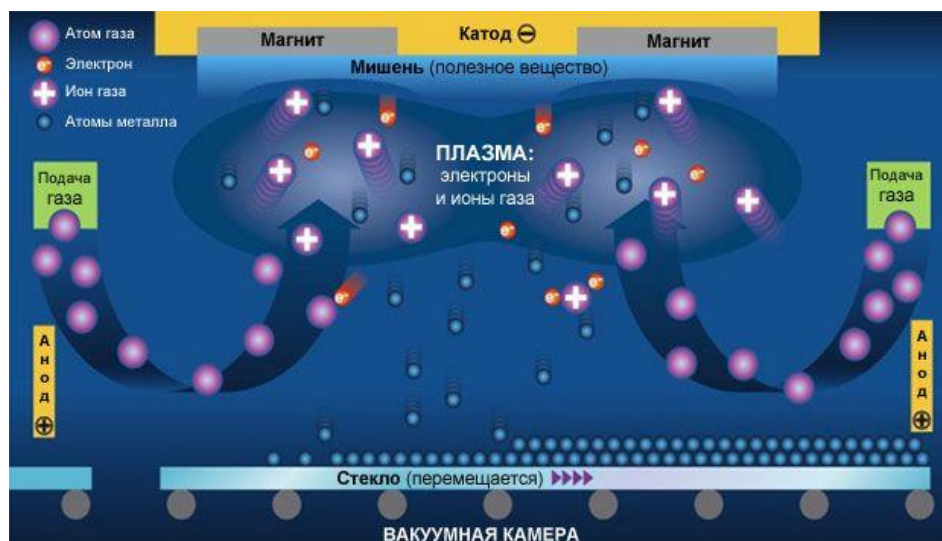


Рисунок 37 - Схематическое изображение процесса магнетронного распыления [127].

Процесс напыления многослойной наноструктуры контролировался составленной программой, которая задает последовательность напыления слоев, время напыления каждого слоя, время запуска в камеру газообразного аргона, мощность магнетронов, давление аргона, температуру подложки, скорость вращения подложки. Толщины всех магнитных и немагнитных слоев варьировались для изучения зависимостей магниторезистивных свойств спинового клапана от толщины каждого слоя с целью оптимизации функциональных характеристик спиновых клапанов и получения образцов с нужными для последующих экспериментов характеристиками.

Основные технологические параметры напыления наноструктур:

- мощность магнетронов – 100 Вт;
- давление аргона – 0.1 Па;
- чистота аргона – 99.998 %;
- частота вращения подложки – 8 об./мин.;
- напряженность магнитного поля в плоскости подложки – 80 Э;
- температура подложки во время напыления –  $(23 \pm 5)$  °С;

- остаточное давление газов в камере напыления –  $3 \times 10^{-7}$  Па;
- температура подложки во время напыления – (20 – 450) °С.

### **2.3 Измерение магнитных и магниторезистивных свойств многослойных наноструктур**

Результаты измерений магнитных и магниторезистивных свойств спиновых клапанов, проведенные при комнатной температуре, получены, в основном, с использованием разработанного автоматизированного вибрационного магнитометра АВМ-1 (рисунок 38). Метод вибрационной магнитометрии основан на измерении амплитуды переменного сигнала с детектирующих катушек, который наводится в них магнитным моментом вибрирующего в магнитном поле образца. При постоянной частоте и амплитуде вибрации образца амплитуда сигнала, идущего от детектирующих катушек, пропорциональна магнитному моменту образца. Для получения магнитных характеристик исследуемых образцов в системных единицах измерения используется эталонный образец с известными магнитными характеристиками. Данное оборудование позволяет проводить исследования только при комнатной температуре. Магнитометр АВМ-1 предназначен для измерений магнитной анизотропии, магнитного момента, намагниченности и электросопротивления различных материалов при изменении напряженности внешнего магнитного поля. В зависимости от типа держателя, можно исследовать свойства массивных и пленочных образцов. Держатель образцов для проведения измерений магнитосопротивления пленочных образцов, использует 4-х контактный метод: электрические контакты с пленкой обеспечиваются 4-мя упругими прижимными иголками из фосфористой бронзы, располагающимися последовательно на расстоянии друг от друга в порядке: 1.5; 4; 1.5 мм. К иголкам прижимается пленка, напыленная на подложку. Автоматизация установки АВМ- 1 позволяет проводить измерения (за исключением измерения анизотропии) в автоматическом режиме в соответствии с заданной программой.



Рисунок 38 - Автоматизированный вибрационный магнитометр АВМ-1.

Составные части магнитометра: динамик – вибратор, детектирующие катушки, вольтметр АВМ-4306; 2 вольтметра HP 34401A, цифровой синхронный детектор SR830 (Stanford research systems), ЦАП (12 бит); датчик Холла, стабилизатор тока для датчика Холла, водоохлаждаемый радиатор детектирующих катушек, импульсный блок питания электромагнита TDK-Lambda GEN 150-66, компьютер и интерфейсный блок для связи приборов с компьютером. Технические характеристики магнитометра АВМ-1:

- пределы измерения магнитного момента:  $10^{-8} - 10^{-1} \text{ А} \cdot \text{м}^2$ ;
- форма и размеры образцов:  
намагниченность - пластины  $5 \times 5 \times 1 \text{ мм}^3$   
магнитосопротивление -  $2 \times 8 \text{ мм}^2$ ;
- максимальная напряженность магнитного поля:  $\pm 1600 \text{ кА/м}$  ( $\pm 20 \text{ кЭ}$ );
- погрешность измерения магнитного момента: 3%;
- погрешность определения абсолютной величины сопротивления  $\pm 5\%$ ,  
относительной величины сопротивления – 0.05%;
- чувствительность  $10^{-5} \text{ эме}$ ;
- масса исследуемого ферромагнитного материала: от  $1 \times 10^{-6} \text{ г}$  до 50 мг;
- возможность поворота образца на  $360^0$  в магнитном поле, направленном в плоскости пленки, что позволяет исследовать магнитную анизотропию пленок.

### 2.3.1 Измерение намагниченности

Отличительными особенностями исследования магнитных характеристик спиновых клапанов являются: а) малое количество магнитного материала в наноструктуре, что делает необходимым использование высокочувствительного измерительного оборудования; б) резкое

изменение намагниченности в области слабых магнитных полей, напряженностью от нескольких эрстед до десятков эрстед, что накладывает ограничения на использование стандартного оборудования, например, сквид-магнитометра MPMS (Quantum Design), в котором наличие остаточного магнитного поля сверхпроводящего соленоида не позволяет проводить точные измерения характеристик в области слабых магнитных полей ( $\pm 5$  Э).

Для проведения измерений намагниченности используются плоские пленочные образцы размерами  $5 \times 5 \times 0.5$  мм<sup>3</sup>. После помещения держателя с образцом в установку запускается программа измерений зависимости  $U_{\text{образец}}(H)$ , соответствующая поставленной задаче и характеристикам образца. Далее по той же программе измеряется зависимость  $U_{\text{подложка}}(H)$  для подложки без пленки, имеющей массу близкую к массе образца. Тогда истинная полевая зависимость сигнала от магнитной пленки  $U_{\text{пленка}}(H) = U_{\text{образец}}(H) - U_{\text{подложка}}(H)$ . Для пересчета уровня измеренного сигнала  $U$  в единицах (В) в величину намагниченности  $M$  в системных единицах (эме/г $\times$ см<sup>3</sup> или Гс) использовалась формула удельной намагниченности:

$$\sigma(H) = \sigma_0 \frac{M_{\text{эталон}} U_{\text{пленка}}(H)}{U_{\text{эталон}} M_{\text{пленка}}} = k \times U_{\text{пленка}}(H), \quad (16)$$

где  $k$ -коэффициент для пересчета удельной намагниченности образца из В в Гс,  $\sigma_0 = 56$  Гс $\times$ см<sup>3</sup>/г,  $M_{\text{эталон}} = 13.9$  мг,  $U_{\text{эталон}}$  величины намагниченности насыщения, массы и выходного сигнала в состоянии магнитного насыщения эталонного образца – шарика никеля. Масса пленки рассчитывалась по формуле:

$$M_{\text{пленка}} = S \times t_{\text{пленки}}, \quad (17)$$

где  $S$  – площадь образца (см<sup>2</sup>),  $t$  – суммарная толщина ферромагнитных слоев (см).

На рисунке 39 показана полевая зависимость намагниченности спинового клапана. Перед измерением данной кривой было определено направление оси легкого намагничивания в плоскости пленки. Для этого была измерена угловая зависимость намагниченности в магнитном поле, превышающем ширину петли гистерезиса перемагничивания свободного слоя. На кривой намагничивания, измеренной вдоль оси легкого намагничивания, присутствуют две петли гистерезиса, относящиеся к перемагничиванию: свободного слоя - в слабых магнитных полях и закрепленного слоя – в полях напряженностью в сотни эрстед. Каждой петле магнитного гистерезиса соответствует своя петля гистерезиса магнитосопротивления с такой же шириной и наклоном, поэтому измерение гистерезисных свойств спиновых клапанов проводилось в основном по результатам измерения их магнитосопротивления.

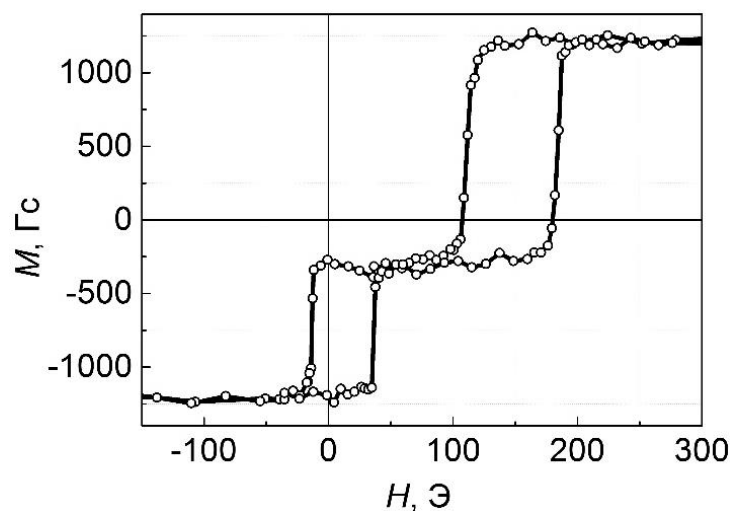


Рисунок 39 - Кривая намагничивания для спинового клапана SiSiO<sub>2</sub>//Ta(20)/Gd(50)/CoFe(40)/Cu(32)/CoFe(40)/FeMn(150)/Ta(50), толщины слоев указаны в Å.

### 2.3.2 Измерение магнитосопротивления

Для измерения полевой зависимости магнитосопротивления образец прямоугольной формы с размерами 2×8 мм<sup>2</sup> вырезается таким образом, чтобы направление, в котором прикладывалось магнитное поле во время приготовления наноструктуры в магнетронной установке, было параллельно меньшей стороне образца. Магнитное поле при измерении направлено в плоскости пленки и перпендикулярно направлению протекания тока. Так как образец можно вращать вокруг нормали к плоскости пленки, это позволяет изменять угол между приложенным при измерениях внешним магнитным полем и основными осями анизотропии спинового клапана.

Типичная полевая зависимость магнитосопротивления одного из приготовленных спиновых клапанов показана на рисунке 40. Магнитосопротивление определено как

$$\Delta R/R_s(H) = [(R(H) - R_s)/R_s] \times 100\% \quad (18)$$

где  $R(H)$  – сопротивление образца в магнитном поле,  $R_s$  – сопротивление в поле магнитного насыщения. Для пересчета удельного электросопротивления образца (Ом×см) необходимо измерить ширину полоски образца  $h$  (см), расстояние между потенциальными контактами  $\ell$  (см), и определить суммарную толщину проводящей пленки  $t$  (см):

$$\rho = R \frac{h t}{l} \quad (19)$$

где  $R$  – сопротивление пленки (Ом). При определении абсолютной величины сопротивления пленочных образцов ошибка измерений обусловлена не столько ограничением точности измерительного прибора, сколько погрешностью определения геометрических характеристик

образца: формой контактов, неровностью краев пленки, обусловленной процедурой резки, ошибкой определения различными методами суммарной толщины проводящей пленки.

В процессе измерения намагниченности и магнитосопротивления не учитывалось и не компенсировалось магнитное поле Земли. Влияние магнитного поля Земли, присутствие остаточной намагниченности сердечника электромагнита, точность учета сдвига вольт-амперной характеристики датчика Холла в измерительной установке – все эти факторы приводят к абсолютной погрешности 1-2 Э.

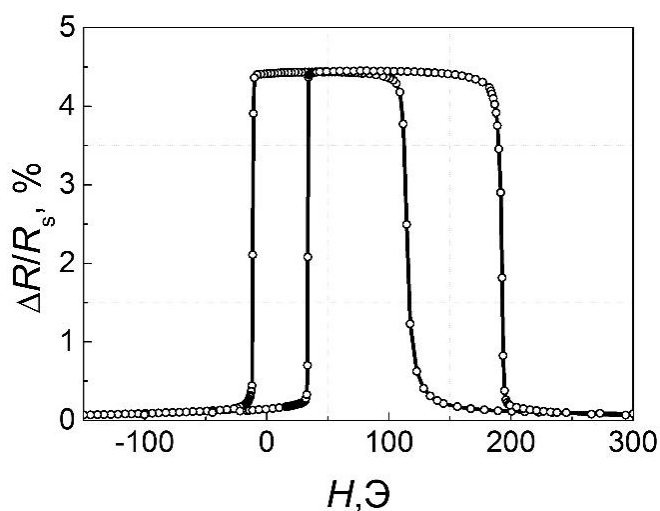


Рисунок 40 - Полевая зависимость магнитосопротивления для спинового клапана  $\text{SiSiO}_2/\text{Ta}(20)/\text{Gd}(50)/\text{CoFe}(40)/\text{Cu}(32)/\text{CoFe}(40)/\text{FeMn}(150)/\text{Ta}(50)$ , толщины слоев в Å.

#### 2.4 Измерение магнитотранспортных свойств спиновых клапанов при различных температурах и вакуумный отжиг в магнитном поле

Для проведения измерений магниторезистивных свойств спиновых клапанов при различных температурах, была сконструирована и автоматизирована установка RTF-1 на базе магнита В-М10 и криостата фирмы Bruker (рисунок 41). В состав установки RTF-1 также входят: сухой откачной пост на базе турбомолекулярного насоса Agilent Technologies MiniTASK AG81 с вакуумным датчиком Varian FRG-700, температурный контроллер Lake Shore 336, импульсный блок питания электромагнита TDK-Lambda GEN 150-66, чиллер LabTech Smart H150-3000 для охлаждения магнита, компьютер и интерфейсный блок для связи приборов с компьютером, вставка с нагревательным элементом для крепления образца. Программа позволяет управлять напряженностью магнитного поля, направлением магнитного поля, температурой образца и уровнем подачи хладагента в криостат.



Рисунок 41 - Установка RTF-1 для измерения магнитосопротивления спиновых клапанов при различных температурах.

Основные характеристики установки RTF-1:

- напряженность магнитного поля –  $\pm 21$  кЭ;
- минимальный шаг изменения магнитного поля –  $0.5$  Э;
- диапазон температур образца при использовании жидкого азота –  $(85\text{--}470)$  К;
- диапазон температур образца при использовании жидкого гелия –  $(20\text{--}370)$  К;
- точность поддержания заданной температуры в различных температурных диапазонах – от  $\pm 0.2$  К до  $\pm 0.005$  К.

С помощью реализованной в установке возможности поворота образца в магнитном поле и использования высоких температур до  $200$  °С обеспечивается важная функция проведения термомагнитной обработки образца *in-situ* и целенаправленного изменения направление оси однонаправленной анизотропии, что было использовано для решения задач по уменьшению гистерезиса в различных спиновых клапанах.

После напыления во всех образцах первоначально формировалась параллельная конфигурация осей: ОЛН || ООА. При помощи термомагнитной обработки на данной установке в образцах была сформирована неколлинеарная или скрещенная конфигурация осей: ООА $\perp$ ОЛН. В работе применялось два способа достижения данной цели, отличающихся величиной и направлением приложенного при обработке поля. Образец нагревали в вакууме до температуры  $180$  °С в течение 10 минут: 1) в поле напряженностью  $9$  кЭ, приложенном в



плоскости пленки перпендикулярно ОЛН; 2) в поле напряженностью равном или близком к спин-флоп состоянию синтетического антиферромагнетика, приложенном параллельно ОЛН. Затем образец охлаждали в поле до комнатной температуры.

## 2.5 Методы синтеза микрообъектов

Микрообъекты (полоски и меандры) изготавливали из пленки спинового клапана при помощи оптической (фото-) литографии на установке MJB4 (SUSS MicroTec) (рисунок 42) и при помощи электронно-лучевой литографии с использованием растрового электронного микроскопа Inspect F (FEI). В процессе литографии микрообъекты формировали так, чтобы ОЛН была направлена вдоль полосы.

Литография проводилась в два этапа:

- создание микрообъектов,
- формирование контактных площадок для дальнейших измерений.

Для проведения исследований свойств спиновых клапанов были изготовлены несколько серий образцов, отличающихся по геометрическим параметрам объектов:

- полоски шириной  $w = 20 \div 100$  мкм и длиной 7.5 мм;
- микрополоски  $w = 4 \div 80$  мкм и длиной 60 мкм;
- меандры с шириной полос  $2 \div 10$  мкм, длиной полосы 60 мкм и прямоугольным изгибом;
- меандры с шириной полос 10 мкм, длиной полос 80 и 120 мкм и закругленным изгибом шириной 30 мкм и 5 мкм.

Полоски разной ширины изготовлены в едином технологическом цикле.

### 2.5.1 Электронно-лучевая литография

Первоначальная подготовка образцов включала в себя:

- очистку пленки в изопропиловом спирте и сушку;
- нанесение на пленку спинового клапана позитивного электронного резиста РММА 495К 11А с помощью центрифуги SM-180-ВТ (Sawatec) в автоматическом режиме.

В результате на образцах был получен слой резиста толщиной 1 мкм. После сушки резиста на температурном столике HP-150 (Sawatec) при температуре 170 °С в течение 10 минут образцы готовы к экспонированию.

Экспонирование электронного резиста производилось по шаблонам, созданным в программе LayoutEditor. Проявка резиста проводилась в растворе MIBK/изопропиловый спирт (1:3), после чего образцы промывались в изопропиловом спирте и сушились на центрифуге. Далее проводилось ионное травление резиста в атмосфере аргона на установке PlasmaPro NGP 80 RIE (Oxford Instruments), после которого резист снимался в подогретом диметилформамиде. Образцы снова промывались в изопропиловом спирте и сушились на центрифуге.

### 2.5.2 Контактная фотолитография

Первоначальная подготовка образцов спинового клапана:

- очистка поверхности от загрязнений - промывка в этиловом спирте, далее в кипящем изопропиловом спирте, сушка на центрифуге в ручном режиме;
- прогрев на температурном столике при  $100^{\circ}\text{C}$  10 минут для удаления с поверхности паров воды, что в свою очередь улучшает адгезию;
- нанесение позитивного фоторезиста марки ФП 9120-1 центрифугированием в автоматическом режиме и сушка при комнатной температуре 20 - 30 минут, а затем на термостоле при температуре  $95^{\circ}\text{C}$  в течении 30 минут.

Процедура экспонирования проводилась в режиме контакта «soft» с использованием пленочных шаблонов на стекле, т.е. пластина с пленкой приводится в контакт с шаблоном (маской) и закрепляется на патроне вакуумом. В этом режиме экспозиции MJB4 может достичь разрешения 2.0 мкм. Для образцов с предварительной электронной литографией требовалось совмещение с элементами литографии. Необходимый этап проявления проводился в буферном проявителе УПФ-1Б, разбавленном деионизованной водой в соотношении (1:5), в течение 40 – 50 секунд. Контроль за процессом проявления проводился визуально. Далее образец подвергался дополнительной сушке (задубливанию) на термостоле:  $T=95^{\circ}\text{C}$  – 5 минут,  $T=95^{\circ}\text{C} \rightarrow 125^{\circ}\text{C}$  – 25 минут. Далее осуществлялось ионное травление в атмосфере аргона, после которого оставшийся фоторезист снимался в подогретом диметилформамиде.

Контактные площадки из слоя меди толщиной 240 нм размерами 1 мм × 1 мм были сформированы при помощи оптической литографии и процедуры “lift-off” (взрыв).

Чистка и сушка образца проводились стандартным способом в кипящем изопропиловом спирте и выдержкой на термостоле. Нанесение фоторезиста осуществлялось при тех же режимах центрифуги, но с меньшей скоростью, поэтому фоторезист ложился более толстым слоем. Предшествующая засветке образца сушка проводилась в тех же условиях.



Рисунок 42 - Установка MJB4 (SUSS MicroTec).

При экспонировании проводилась обязательное совмещение микрообъектов с контактными площадками, время экспонирования было увеличено вследствие более толстого слоя фоторезиста. Раствор для проявления использовался тот же, время проявления увеличено. Температура и время и второй сушки составили  $T=95^{\circ}\text{C}$  – 10 минут. Далее с помощью технологической магнетронной установки PVD 75 проводилось напыление медного слоя толщиной порядка  $1000 \text{ \AA}$ . Процедура «взрыва» выполнялась следующим образом: образец в ацетоне помещался в ультразвуковую ванну с подогревом до  $35^{\circ}\text{C}$  при этом фоторезист с медным слоем, находящимся сверху него, в данной среде снимался, а слой меди, соприкасающийся с поверхностью микрообъекта, оставался.

## 2.6 Методы исследования структурных свойств

Структурное состояние тонких пленок характеризуется наличием определенного порядка (или беспорядка) в расположении атомов на расстояниях, сравнимых с межатомными расстояниями, (атомная структура), а также размерами, формой и расположением образований большего масштаба (микроструктура) (т.е. кристаллиты, межкристаллитные границы, композиционные и другие пространственно оформленные неоднородности). При относительно большой толщине ( $> 10 \text{ нм}$ ) структурное состояние пленок, прежде всего, зависит от способа и температурного режима напыления.

В данной работе исследования кристаллической структуры, слоистой структуры и степени совершенства слоев и интерфейсов проводились методами рентгеновской дифрактометрии ( $\theta - 2\theta$  скан) при помощи дифрактометра ДРОН-3М в излучении Co-K $_{\alpha 1}$  и дифрактометра PANalytical Empyrean в излучении Cu-K $_{\alpha 1}$ , а также просвечивающей электронной микроскопии на электронных микроскопах Tescan G2-30 Twin (FEI, Голландия) и JEM-200CX (JEOL Ltd, Япония). Образцы для просвечивающей электронной микроскопии были приготовлены при помощи предварительного механического утонения со стороны подложки и последующего ионного травления в атмосфере аргона на установке Low Angle Ion Milling & Polishing System (Fischione Instruments).

### 2.6.1 Метод рентгеновской дифрактометрии

Исследования микроструктуры, текстуры и совершенства слоев и интерфейсов проводились методами рентгеновской дифракции ( $2\theta$  – и  $\omega$  – сканы) и рентгеновской рефлектометрии. Рентгеноструктурный анализ основан на получении и анализе дифракционной картины, возникающей в результате интерференции рентгеновских лучей, рассеянных электронами атомов облучаемого объекта. Если рентгеновские лучи попадают на упорядоченную систему атомов, то волны, рассеянные различными атомами такой системы и распространяющиеся в одном определенном направлении, интерферируют между собой. Каждый кристалл является упорядоченной системой атомов или совокупностью атомных плоскостей. Таким образом, от кристалла любого вещества может быть получена характерная для него рентгеновская дифракционная картина. При углах падения, удовлетворяющих условию Вульфа-Брегга:

$$\sin \theta_B = \frac{n\lambda}{2d} \quad (20)$$

происходит образование дифракционной волны большой интенсивности. Здесь  $\lambda$  - длина волны излучения,  $d$  – межплоскостное расстояние. Согласно условию Вульфа-Брегга, дифракционные максимумы получаются только при определенных направлениях и межплоскостных расстояниях.

Для количественной оценки степени совершенства текстуры измеряли угол рассеяния текстуры  $\gamma$ . Величина  $\gamma$  является средним углом отклонения ориентировки части кристаллитов от преимущественной ориентации и экспериментально определяется как полная ширина на полувысоте (FWHM) кривой качания ( $\omega$ -скан) вокруг рентгеновского брегговского пика. Ввиду близких значений параметров решетки используемых материалов (Ni $_{80}$ Fe $_{20}$ , Cu, Co $_{90}$ Fe $_{10}$ ), на дифрактограммах наблюдался единый пик (111). Для получения кривой качания счетчик

дифрактометра устанавливался в положение брегговского угла  $2\theta_B$  для плоскостей (111), параллельных поверхности пленки. Далее при неподвижном счетчике образец поворачивали вокруг вертикальной оси гониометра, выводя в отражающее положение те плоскости {111}, которые лежат наклонно к поверхности пленки. Зафиксированное при данных измерениях распределение интенсивности называется кривой качания.

### 2.6.2 Методика просвечивающей электронной микроскопии

Метод электронно-микроскопических исследований в данной работе является дополняющим к рентгеноструктурному анализу. Основными задачами этих исследований являются: а) определение независимым экспериментальным методом наличие текстуры  $\langle 111 \rangle$  в слоях многослойного образца, и б) определение размеров кристаллических зерен, если таковые имеются в образце, тип кристаллической структуры в зернах (ГЦК, ОЦК).

Результаты электронно-микроскопических исследований получаются из рассмотрения процессов рассеяния при прохождении пучка электронов сквозь образец. Упругое рассеяние дает дифракционную картину. Если рассеивающие центры во всем образце расположены упорядоченно, т.е. образец является монокристаллом, такое рассеяние когерентно и дает точечную дифракционную картину, если же образец представляет собой поликристалл, - то дифракционную картину в виде колец. Когда прошедший и рассеянный пучки, при сохранении своих амплитуд и фаз, с помощью электронной оптики сведены в изображение, то в этом случае можно получить непосредственное разрешение (фазовый контраст) плоскостей решетки, на которых происходит дифракция, или изображение отдельных атомов. Дифракционные картины с кольцами могут оказаться полезными для определения присутствия аксиальной текстуры в пленке. Если ориентация зерен в структуре не полностью произвольна, на дифракционной картине появятся не все отражения [128]. Например, поликристалл с ГЦК-решеткой обладает выраженной  $\langle 111 \rangle$  – ориентацией кристаллитов, тогда на дифракционной картине кольца  $\langle 111 \rangle$ ,  $\langle 200 \rangle$  и  $\langle 311 \rangle$  будут отсутствовать или интенсивность их будет слабее.

Данный тип исследований проводился в центре коллективного пользования ИФМ УрО РАН.

### 3 ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ СПИНОВОГО КЛАПАНА С СИНТЕТИЧЕСКИМ ФЕРРИМАГНЕТИКОМ CoFe/Gd

#### 3.1 Постановка задачи и выбор образцов для исследования

Редкоземельный металл Gd обладает большим магнитным моментом на атом и сильным температурным изменением намагниченности [105, 129]. Известно, что структурные и магнитные свойства нанослоев гадолиния отличаются от свойств объемных материалов. В частности, в тонких слоях гадолиния было обнаружено формирование разных структурных фаз - не только гексагональной плотноупакованной (ГПУ), но и гранцентрированной кубической (ГЦК). В работах [104-106] сообщалось, что ГЦК-фаза формируется на слое Ta. С другой стороны, в работе [107] сообщалось о формировании объемной кубической фазы (ОЦК) Gd. Важно, что магнитные свойства пленки Gd различны для структурных фаз: при 60 К намагниченность ГЦК фазы меньше (~ 175 Гс), чем у ГПУ фазы (~ 640 Гс) [108, 110, 111]. Уменьшение Gd до наноразмеров также оказывает влияние на температуру Кюри [130]. Также температура Кюри зависит от баланса между ГЦК и ГПУ фазами в пленке [110].

Идея использования магнитных свойств Gd в псевдо-спиновом клапане GdCo/Co/Cu/Co была предложена в работе [102] для создания термочувствительных наноструктур. Ранее в многослойных структурах Gd/Fe [89] и Gd/Co [90] выявлено антиферромагнитное обменное взаимодействие. В пределах соответствующего температурного интервала сплав GdCo и двухслойная структура Gd/(Fe, Co) ведут себя как синтетический ферримагнетик, в котором намагниченности слоев Gd и переходного металла являются антипараллельными и связаны обменным взаимодействием.

В представленной работе мы предлагаем ввести слой Gd в обычный спиновый клапан и, таким образом, использовать двухслойную структуру Gd/CoFe в качестве свободного слоя, что позволит исследовать особенности транспортных свойств спиновых клапанов, в которых перемагничивание свободного слоя может происходить при изменении температуры. Особое внимание уделим микроструктуре слоя Gd.

Исходя из состава обычного спинового клапана Ta/Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>/Cu/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>/Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub>/Ta [115], мы заменили слой Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> слоем Gd. Толщины слоев в наноструктурах были выбраны так, чтобы магниторезистивная кривая имела характерную для спинового клапана близкую к прямоугольной форму при наибольшем магнитосопротивлении. Спиновые клапаны

Ta(50)/Gd( $t_{\text{Gd}}$ )/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>(40)/Cu(32)/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>(40)/Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub>(150)/Ta(50) с верхним расположением антиферромагнетика FeMn, обменно-связанной структурой Gd/CoFe в свободном слое и танталом в качестве буферного и защитного слоя были изготовлены на подложках из покрытого слоем SiO<sub>2</sub> монокристаллического кремния. Здесь и далее толщины слоев указаны в ангстремах в скобках после символа химического элемента. Толщина слоя Gd варьировалась и составляла  $t_{\text{Gd}} = 0, 30, 50, 100, 150, 200$  и  $300 \text{ \AA}$ . Напыление проводили в магнитном поле  $80 \text{ Э}$ , приложенном в плоскости пленки. Полевые и температурные зависимости сопротивления измерены в интервале температур  $80 - 293 \text{ К}$ .

### 3.2 Полевые зависимости намагниченности и магнитосопротивления спиновых клапанов с прослойкой гадолиния

При комнатной температуре были измерены полевые зависимости намагниченности и магнитосопротивления. Направление магнитного поля при измерениях эсовпадало с направлением поля при напылении. Если приложенное магнитное поле изменяется в пределах, не превышающих поля обменного взаимодействия на границе слоев Gd/CoFe, то магнитные моменты Gd и CoFe противоположны и при перемагничивании спинового клапана поворачиваются как единое целое. На рисунке 43 показаны зависимости  $M(H)$  для спиновых клапанов с  $t_{\text{Gd}} = 0, 30$  и  $150$ . Кривые намагничивания, полученные для образцов с  $t_{\text{Gd}} = 30, 50, 100$  и  $150 \text{ \AA}$ , близки друг к другу. Форма всех зависимостей типична для обычного спинового клапана: наблюдаются две петли перемагничивания. Намагниченность свободного и закрепленного слоев оценивались, соответственно, как высота низкополевой и высокополевой петель гистерезиса. Для всех спиновых клапанов, значения намагниченности закрепленного слоя близки, потому что его материал и толщина одинаковы для всех образцов. Значения намагниченности свободного слоя для образцов с  $t_{\text{Gd}} = 30, 50, 100$  и  $150 \text{ \AA}$  почти равны друг другу, а для образца без Gd было получено наибольшее значение. Причина этого различия заключается в существовании антиферромагнитного межслойного взаимодействия. Согласно [91, 92, 131], слой Gd является парамагнитным при  $300 \text{ К}$ , за исключением тонкой области вблизи границы слоев Gd и переходного металла, которая остается полностью намагниченной. По-видимому, такая область существует вблизи интерфейса Gd/CoFe, так как в нашем случае, величина намагниченности свободного слоя не зависит от толщины Gd (рисунок 43). Антипараллельная ориентация магнитных моментов Gd и CoFe объясняет, почему намагниченность свободного слоя для спиновых клапанов со слоем гадолиния ниже, чем для образца с  $t_{\text{Gd}} = 0$ .

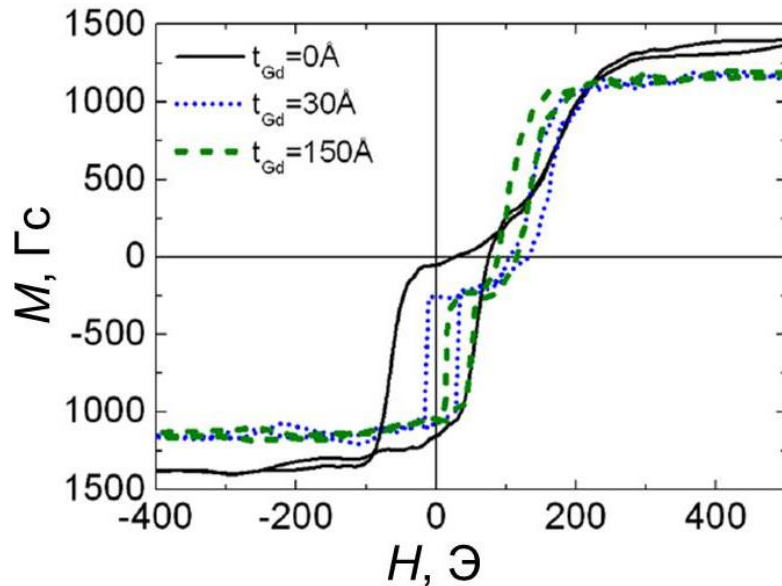


Рисунок 43 - Полевые зависимости намагниченности, измеренные при комнатной температуре, для образцов с  $t_{\text{Gd}}=0, 30$  и  $150 \text{ \AA}$  (сплошные, пунктирная и штриховая линии, соответственно).

Магниторезистивные кривые при комнатной температуре для всех образцов имеют характерную для спиновых клапанов прямоугольную форму, причем величина максимального магнитосопротивления тем меньше, чем толще слой гадолия. На рисунке 44 показаны полевые зависимости магнитосопротивления, для спиновых клапанов с  $t_{\text{Gd}}=30, 50, 100$  и  $150 \text{ \AA}$ . При изменении толщины слоя Gd от 30 до 150  $\text{\AA}$ , сдвиг от  $H=0$  низкополевой петли гистерезиса (величина  $H_{\text{J}}$ ) увеличивается с 8.8 до 28.5 Э, а высокополевой петли (величина  $H_{\text{ex}}$ ) уменьшается с 159 до 121 Э. Сдвиги этих петель из положения  $H=0$  равны значениям  $H_{\text{J}}$  и  $H_{\text{ex}}$ , полученным при измерении  $M(H)$ .

Исходя из сдвига низкополевой петли, мы предполагаем, что чем толще слой Gd, тем больше межслойная шероховатость во всех следующих верхних слоях наноструктуры. Возрастающая шероховатость приводит к дипольному взаимодействию между свободным и закрепленным слоями в спиновом клапане, следовательно,  $H_{\text{J}}$  возрастает. С другой стороны, шероховатость интерфейса CoFe/FeMn приводит к уменьшению обменного взаимодействия и уменьшения значения  $H_{\text{ex}}$ .

Все магниторезистивные кривые имеют плато, при котором величина магнитосопротивления  $\Delta R/R_s$  достигает своего максимума. Из рисунка 44 видно, что для образцов с  $t_{\text{Gd}}=30$  и  $50 \text{ \AA}$  значение  $(\Delta R/R_s)_{\text{max}}$  больше, чем для образцов с  $t_{\text{Gd}}=100$  и  $150 \text{ \AA}$ . Возможная причина заключается в том, что, начиная с толщины слоя 100  $\text{\AA}$ , гадолиний образует ГПУ структуру с собственным электрическим сопротивлением и спин-независимым рассеянием электронов проводимости.



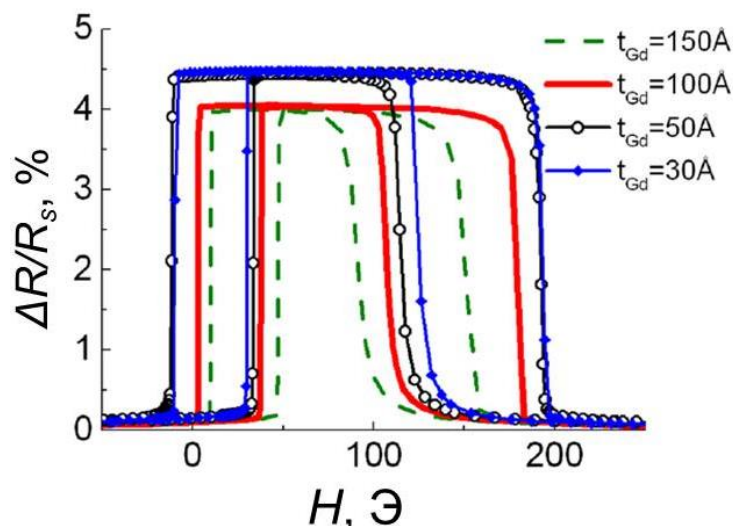


Рисунок 44 - Полевые зависимости магнитосопротивления, измеренные при комнатной температуре для спиновых клапанов с  $t_{\text{Gd}} = 30, 50, 100$  и  $150 \text{ \AA}$  (сплошные и пустые символы, сплошная и пунктирная линии, соответственно).

### 3.3 Полевые зависимости магнитосопротивления при разных температурах и температурные зависимости сопротивления спиновых клапанов с прослойкой Gd

В определенном температурном интервале при понижении температуры, начиная с комнатной, вид магниторезистивных кривых для спиновых клапанов с Gd инвертируется. Инверсия формы магниторезистивной кривой происходит из-за того, что в обменно-связанной паре Gd/CoFe магнитный момент гадолиния превалирует над магнитным моментом CoFe. Для спин-зависимого рассеяния электронов, которое определяет величину магнитосопротивления, существенным является угол между магнитными моментами закрепленного и свободного слоя CoFe, входящего в структуру Gd/CoFe. Направление и величина магнитного момента Gd в этом случае определяют лишь ориентацию пары Gd/CoFe по отношению к приложенному полю. Сопротивление минимально, если моменты CoFe в свободном и закрепленном слое сонаправлены и максимально, если они противоположны [1].

На рисунке 45 показаны полевые зависимости магнитосопротивления для образца с  $t_{\text{Gd}} = 100 \text{ \AA}$ , измеренные в начале (163 К) и конце (143 К) температурного интервала, в котором происходит инверсия формы магниторезистивной кривой. При понижении температуры, начиная с комнатной (293 К), величина максимального магнитосопротивления и вид магниторезистивной кривой не меняется. Но при понижении температуры от  $T = 163 \text{ К}$  (1) к  $T = 143 \text{ К}$  (2) вид зависимости  $(\Delta R/R_s)(H)$  резко меняется. В этом температурном диапазоне значение  $(\Delta R/R_s)_{\text{max}}$  резко падает, поля насыщения значительно увеличивается ( $> 15 \text{ кЭ}$ ), и появляются два новых максимума в положительных и отрицательных полях (кривые (1) и (2) на

рисунке 45 (а) и (б)). Магниторезистивная кривая, переворачивается по отношению к начальному виду.

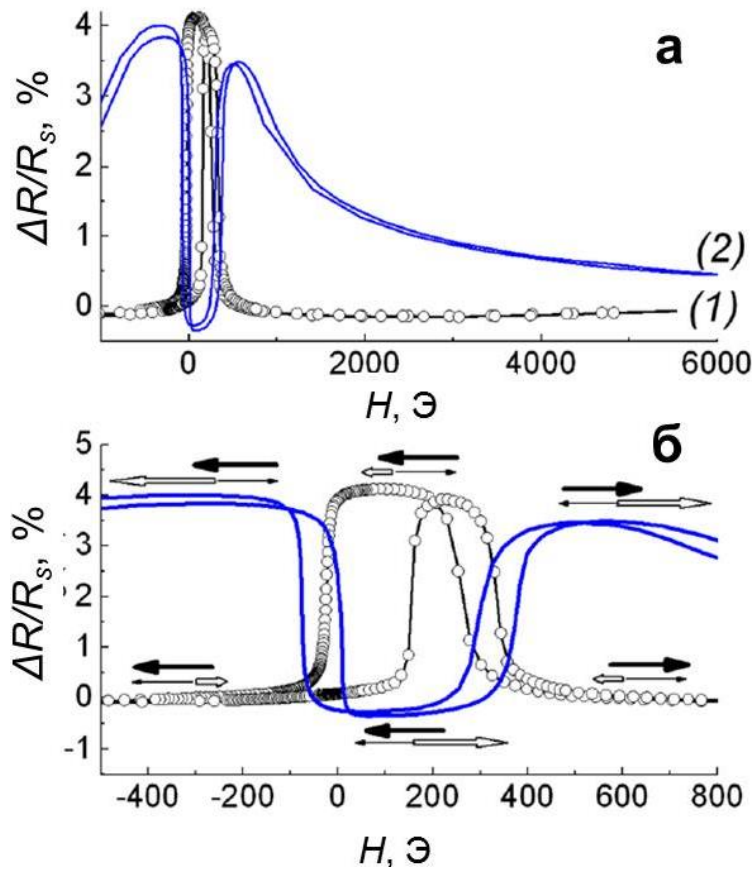


Рисунок 45 - Полевые зависимости магнитосопротивления для спинового клапана с  $t_{\text{Gd}} = 100 \text{ \AA}$  при 163 К (открытые символы, (1)) и 143К (сплошная линия, (2)) (а). Низкополевые части  $(\Delta R/R_s)(H)$ . Направления векторов намагниченностей закрепленного слоя CoFe, CoFe и Gd в составе свободного слоя показаны схематично толстыми, тонкими и пустыми стрелками, соответственно (б).

Наблюдаемые изменения могут быть объяснены следующим образом. Предположим, что магнитные моменты свободного слоя CoFe/Gd и закрепленного слоя CoFe выполняют когерентные вращения. Принимая во внимание, что магнитные моменты Gd не влияют на магнитосопротивление [132] предположим, что значение  $\Delta R/R_s$  зависит от взаимной ориентации намагниченностей свободного и закрепленного слоев CoFe и не зависит от намагниченности слоя Gd. Магнитные моменты слоев Gd и CoFe в свободном слое антиферромагнитно связаны. На рисунке 45 (б) ориентации моментов слоев CoFe и Gd при температурах 163 и 143К показаны схематично. Начиная с  $T=293 \text{ К}$  и до  $T=163 \text{ К}$  магнитный момент Gd меньше магнитного момента CoFe в свободном слое; в ориентации обменной пары CoFe/Gd относительно приложенного поля преобладает магнитный момент слоя CoFe. Таким образом, поведение магнитосопротивления такое же, как для обычного спинового клапана без слоя Gd,

то есть магнитные моменты свободного и закрепленного слоев являются антипараллельными, если  $H_J < H < H_{ex}$  и магнитосопротивление является максимальным. Во всех других областях, ориентации магнитных моментов параллельны как приложенному полю, так и друг другу. Магнитный момент Gd возрастает по мере того, как температура уменьшается и становится равным магнитному моменту CoFe при температуре компенсации ( $T_{comp}$ ) синтетического ферримагнетика. В этом случае общая сумма магнитного момента обменной пары CoFe/Gd близка к нулю и ориентации магнитных моментов CoFe и Gd относительно приложенного магнитного поля не зависят от напряженности поля. Таким образом, значение  $(\Delta R/R_s)_{max}$  близко к нулю при температуре компенсации (рисунок 46). С дальнейшим уменьшением температуры, магнитный момент слоя Gd превышает магнитный момент CoFe. В этом случае ориентация магнитных моментов пары CoFe/Gd контролируется Gd. Поэтому при температуре 143 К (рисунок 45 (б)) магнитные моменты CoFe в свободном и закрепленном слоях параллельны друг другу, если  $H_J < H < H_{ex}$ , и, следовательно, магнитосопротивление минимально. Когда  $H$  превышает  $H_{ex}$ , магнитный момент закрепленного слоя поворачивается параллельно  $H$  и антипараллельно магнитному моменту свободного слоя, что означает, что  $(\Delta R/R_s)$  увеличивается. С другой стороны, когда  $H$  падает до  $H_J$ , а затем становится отрицательным, магнитный момент слоя Gd поворачивается параллельно  $H$ . Таким образом, магнитные моменты слоев CoFe становятся антипараллельными, что означает, что  $(\Delta R/R_s)$  снова растет. Максимальное значение  $(\Delta R/R_s)$  достигает 4.5%.

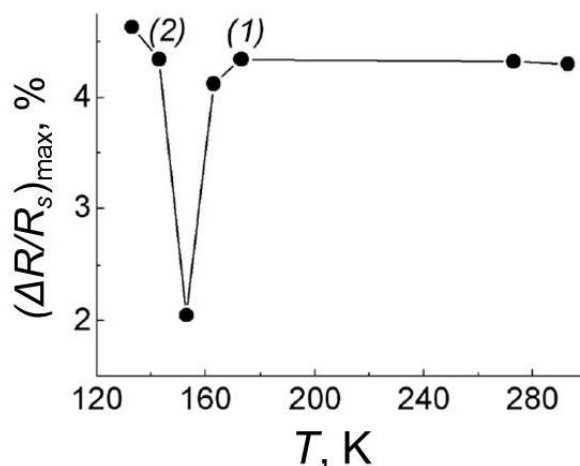


Рисунок 46 - Температурная зависимость эффекта ГМС- для спинового клапана с  $t_{Gd} = 100 \text{ \AA}$ . Точки (1) и (2) относятся к кривым (1) и (2) на рисунке 45 (а).

В фиксированном магнитном поле (200 и 500 Э) были измерены температурные зависимости сопротивления спиновых клапанов. В этих полях изменение температуры приводит к изменению магнитного состояния спинового клапана и значения магнитосопротивления значительно различаются. Вектора намагниченностей слоев в связанной

паре CoFe/Gd поворачиваются на  $180^\circ$ , и происходит переключение двухслойной структуры CoFe/Gd из ситуации, когда магнитный момент слоя Gd сонаправлен магнитному полю, к ситуации, когда магнитный момент CoFe сонаправлен магнитному полю. На рисунке 47 показана зависимость  $R(T)$  для спинового клапана, содержащего слой гадолиния толщиной  $100 \text{ \AA}$ , измеренная в магнитном поле  $200 \text{ Э}$  при понижении и последующем повышении температуры. Видно, что кроме обычной линейной зависимости  $R(T)$  наблюдается происходящее в определенном температурном интервале резкое понижение, а затем, при росте температуры, такое же резкое повышение сопротивления, которое обусловлено изменением упорядочения магнитных моментов слоев в спиновом клапане. Индуцированные температурой изменения в магнитном порядке проявляются как изменение сопротивления с некоторым температурным гистерезисом.

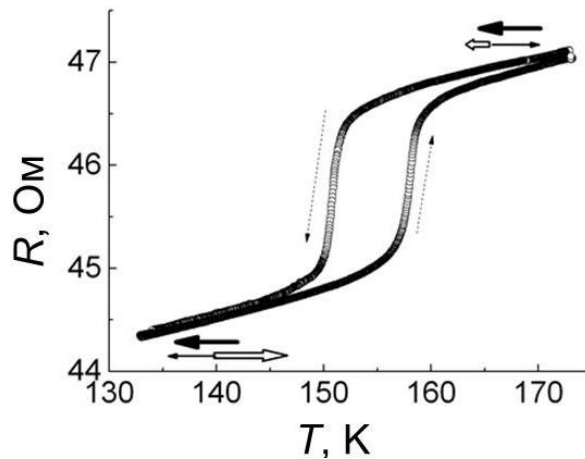


Рисунок 47 - Температурная зависимость сопротивления спинового клапана с  $t_{\text{Gd}} = 100 \text{ \AA}$ , измеренная в фиксированном магнитном поле  $200 \text{ Э}$ .

Для спиновых клапанов с разной толщиной слоя гадолиния петля на зависимости  $R(T)$  наблюдалась в разных температурных интервалах. Можно проследить следующую тенденцию: чем больше толщина слоя Gd, тем больше температура такого изменения в магнитном порядке. На рисунке 47 показаны петли температурного гистерезиса сопротивления, полученные для образцов с разными толщинами слоя гадолиния, перестроенные с вычетом обычной линейной температурной зависимости и нормированные на минимальное за весь цикл изменение сопротивление. По положению середины петель (рисунок 48) можно судить об изменении температуры компенсации ( $T_{\text{comp}}$ ) синтетического ферримагнетика Gd/CoFe. На рисунке 49 построена зависимость температуры компенсации, от толщины слоя гадолиния в спиновом клапане (рисунок 49). Определенная таким образом величина  $T_{\text{comp}}$  будет равна температуре компенсации, только если магнитные моменты гадолиния и CoFe не выходят из плоскости пленки. В данном случае мы оценили температуру  $T_{\text{comp}}$ , при которой проекции магнитных

моментов гадолия и CoFe на плоскость пленки равны по величине и противоположны по знаку, то есть проекция суммарной намагниченности пары Gd/CoFe на плоскость пленки равна нулю.

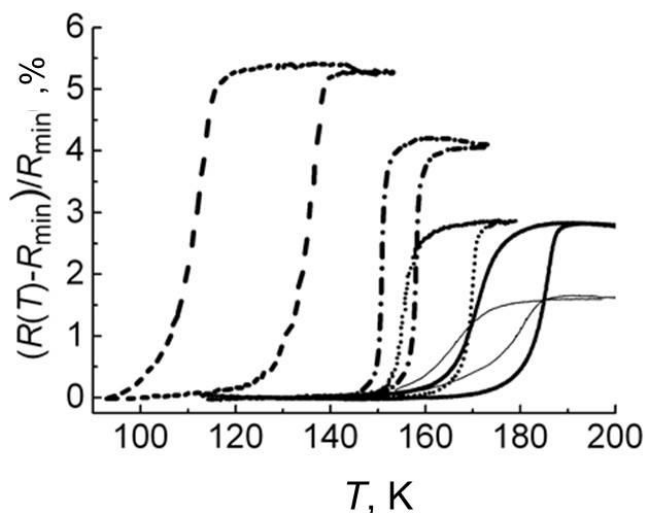


Рисунок 48 - Петли температурного гистерезиса сопротивления, измеренные в фиксированном магнитном поле 200 Э для спиновых клапанов с толщинами слоя гадолия 50 Å (штриховая линия), 100 Å (штрихпунктирная линия), 150 Å (пунктирная линия), 200 Å (жирная линия) и 300 Å (тонкая линия). Кривые перестроены с вычетом линейной температурной зависимости и нормированы на минимальное за весь цикл сопротивление.

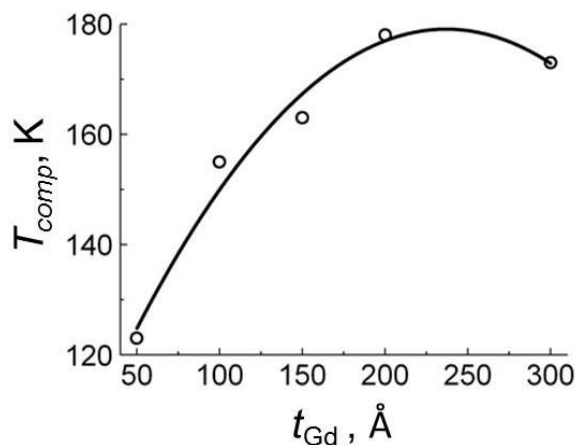


Рисунок 49 - Зависимость температуры, при которой проекция намагниченности пары Gd/CoFe на плоскость пленки равна нулю, от толщины слоя гадолия.

Как видно из рисунков 48 и 49, изменение  $t_{\text{Gd}}$  от 50 до 200 Å приводит к возрастанию величины  $T_{\text{comp}}$ . Однако, при увеличении толщины слоя гадолия от 200 до 300 Å,  $T_{\text{comp}}$  не возрастает, а наоборот имеет тенденцию к понижению. По-видимому, характер зависимости намагниченности слоя гадолия от  $t_{\text{Gd}}$  в данном диапазоне толщин сложнее, чем просто линейное возрастание. Можно предположить, что при увеличении толщины пленки гадолия происходят изменения в ее кристаллической структуре.

### 3.4 Исследование микроструктуры слоя гадолиния в спиновом клапане

Исследования микроструктуры спиновых клапанов были проведены методами рентгеновской дифрактометрии, а также просвечивающей электронной микроскопии.

По результатам исследований методом просвечивающей электронной микроскопии для спиновых клапанов на дифракционной картине получены кольца Френеля для Ta (110), CoFe, Cu (111), ГЦК Gd (222), ГПУ Gd (0004) и CoFe, Cu (220) - все кольца сплошные. Кольцо Gd было самым ярким и двойным: ГЦК Gd (222) и ГПУ Gd (0004). Интенсивности колец в дифракционной картине типичны для случайно ориентированной микроструктуры. Таким образом, сделан вывод, что пленка имеет поликристаллический состав.

На рисунке 50 показаны характерные электронограммы, полученные для образцов с толщиной слоя гадолиния 50 и 100 Å. На обеих электронограммах видно размытое кольцо, принадлежащее оксиду кремния, а также (111), (200), (220) и (311) дебаевские кольца от ГЦК структуры Cu, CoFe, FeMn. Эти кольца общие для Cu, CoFe, FeMn, так как данные материалы имеют одинаковую кристаллическую структуру и близкие значения параметра решетки. Отличие электронограмм, полученных от образцов с толщинами  $t_{\text{Gd}} = 50$  и  $100$  Å, состоит в следующем. При  $t_{\text{Gd}} = 100$  Å на электронограмме присутствуют кольца 1 и 2 (рисунок 50 (б)), которые принадлежат исключительно гадолинию с ГПУ структурой, а при  $t_{\text{Gd}} = 50$  Å этих рефлексов нет (рисунок 50 (а)). С другой стороны, только при  $t_{\text{Gd}} = 50$  Å на электронограмме имеется слабое кольцо 5, которое принадлежит исключительно гадолинию с ГЦК структурой. Это кольцо является отражением (220) от ГЦК решетки гадолиния. Появление такого рефлекса на электронограмме свидетельствует не только о наличии кубической фазы в слое Gd, но также о формировании в ней текстуры  $\langle 111 \rangle$ , ось которой нормальна к плоскости пленки. На темнопольном изображении, полученном в рефлексе (220) ГЦК гадолиния (рисунок 51) в виде светлых участков, видны кристаллиты, в которых сформировалась ГЦК структура, и ось (111) направлена перпендикулярно плоскости пленки. Кроме светлых участков на изображении присутствуют и слабо светящиеся области. Их появление вызвано тем, что на электронограмме рядом со слабым кольцом (220) от ГЦК-Gd присутствует яркое кольцо (111) Cu, CoFe, FeMn, которое при съемке темнопольного изображения рефлексе (220) гадолиния слабо высвечивает зерна многослойной структуры CoFe/Cu/CoFe/FeMn.

Отметим, что на образце с  $t_{\text{Gd}} = 50$  Å было несколько участков, электронограммы для которых были подобны показанной на рисунке 50 (б). Иными словами, при  $t_{\text{Gd}} = 50$  Å имеются отдельные участки пленки, в которых формируется ГПУ структура.

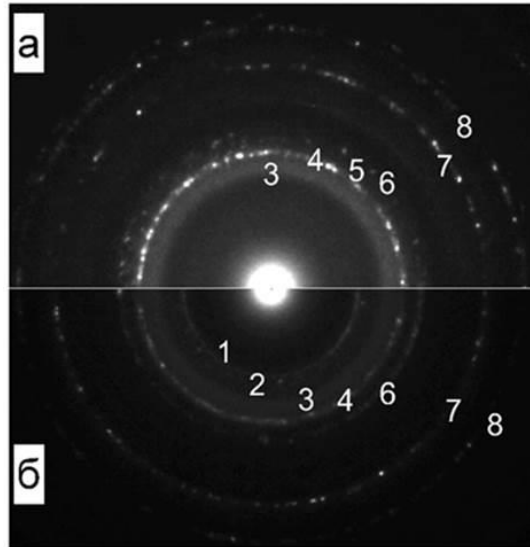


Рисунок 50 - Электронограммы спиновых клапанов с толщинами  $t_{\text{Gd}} = 50 \text{ \AA}$  (а) и  $t_{\text{Gd}} = 100 \text{ \AA}$  (б). Цифрами обозначены дебаевские кольца от семейств плоскостей: 1 –  $\text{Gd}(10^{-10})$ ; 2 –  $\text{Gd}(0002)$ ; 3 –  $\text{SiO}_2(200)$ ; 4 –  $\text{Cu}$ ,  $\text{CoFe}$ ,  $\text{FeMn}(111)$ ,  $\text{Gd}(10^{-12})$ ; 5 – ГЦК  $\text{Gd}(220)$ ; 6 –  $\text{Cu}$ ,  $\text{CoFe}$ ,  $\text{FeMn}(200)$ ,  $\text{Gd}(11^{-20})$ ; 7 –  $\text{Cu}$ ,  $\text{CoFe}(220)$ ; 8 –  $\text{Cu}$ ,  $\text{CoFe}(311)$ .

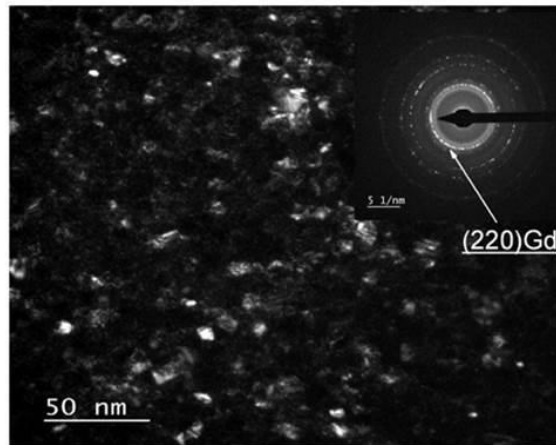


Рисунок 51 - Темнопольное изображение, полученное в рефлексе  $(220)$  ГЦК гадолиния от спинового клапана с толщиной  $t_{\text{Gd}} = 50 \text{ \AA}$ .

На рисунке 52 (а) и (б) показаны соответствующие электронограммам на рисунке 50 (а) и (б) прямые изображения высокого разрешения. Видно, что на изображении, полученном от образца с толщиной слоя гадолиния  $100 \text{ \AA}$  (рисунок 52 (б)), присутствуют области, в которых получено прямое разрешение проекций атомных плоскостей на плоскость изображения, которые выглядят как тонкие прямые параллельные линии (например, в правом нижнем углу рисунка). Интенсивность изображения, или расстояние между проекциями атомных плоскостей, меняется с периодом  $d = 3.14 \text{ \AA}$ , равным расстоянию между атомными плоскостями  $(10-10)$  Gd. Следует отметить, что при измерении углов между изображениями атомных

плоскостей были получены характерные для ГПУ решетки величины  $60$  и  $120^{\circ}$ . Эти данные свидетельствуют о том, что в слое Gd толщиной  $100 \text{ \AA}$  происходит формирование ГПУ структуры с осью  $[0001]$  перпендикулярной плоскости пленки. На изображении для образца с толщиной слоя гадолиния  $50 \text{ \AA}$  (рисунок 52 (а)) нет прямого изображения атомных плоскостей. Этот результат является закономерным, так как кольца  $(10-10)$  Gd на электронограмме нет (рисунок 50 (а)). На изображении (рисунок 52 (а)) имеются линии муара, полученные в результате непрямого разрешения решетки. Такие картины муара часто возникают на изображениях многослойных пленок из-за дифракции на перекрывающихся кристаллических решетках отдельных слоев. В данном случае муар появляется из-за того, что имеет место когерентный рост многослойной структуры внутри кристаллических зерен, причем перпендикулярные плоскости пленки границы кристаллитов проходят сквозь слои. Подобные особенности микроструктуры в спиновых клапанах были показаны ранее в работах [122, 133]. Для образца с толщиной слоя гадолиния  $300 \text{ \AA}$  были получены электронограммы и прямые изображения высокого разрешения, подобные полученным при  $t_{\text{Gd}} = 100 \text{ \AA}$  и показанным на рисунках 50 (б) и 52 (б).

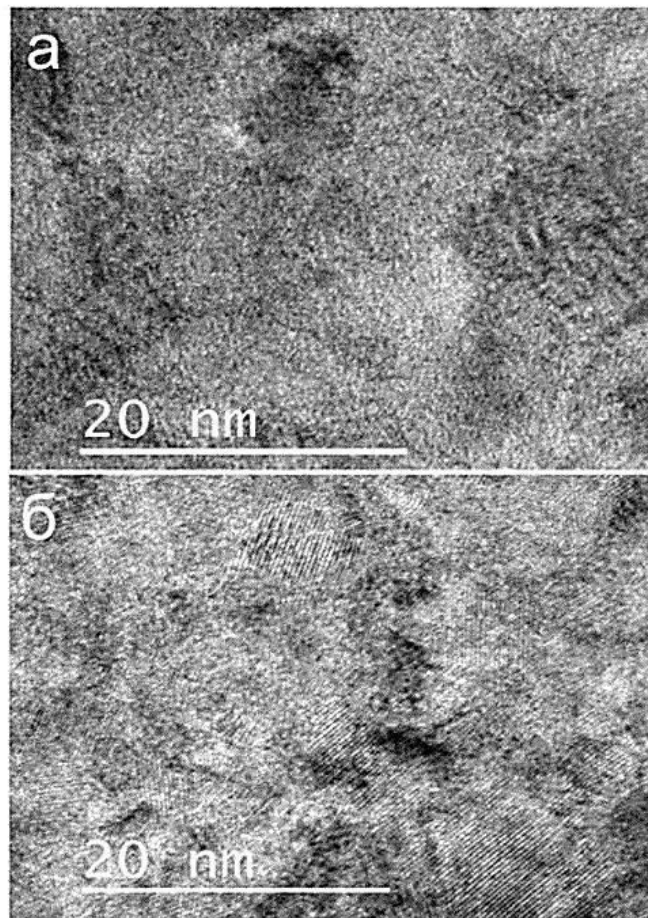


Рисунок 52 - Изображения высокого разрешения для спиновых клапанов с  $t_{\text{Gd}} = 50 \text{ \AA}$  (а) и  $t_{\text{Gd}} = 100 \text{ \AA}$  (б), полученные в рефлексе  $(10-10)$  Gd.



Таким образом, результаты дифракции электронов и характерные прямые изображения атомных плоскостей показали присутствие преимущественно ГЦК структуру в пленке гадолиния толщиной 50 Å и преимущественно ГПУ структуру при  $t_{\text{Gd}} = 100$  Å и 300 Å.

Ниже приведены результаты рентгеновских исследований микроструктуры спиновых клапанов, содержащих и не содержащих прослойку гадолиния в свободном слое (рисунок 53). При  $t_{\text{Gd}} = 0$  в слоях CoFe/Cu/CoFe/FeMn формируется совершенная текстура  $\langle 111 \rangle$ , и на дифрактограмме имеется один интенсивный пик (111), общий для CoFe, Cu и FeMn. Появление слоя гадолиния приводит к возникновению на дифрактограмме пика, близкого по положению к (0002) Gd, а также к деградации текстуры  $\langle 111 \rangle$ , заметной по резкому уменьшению интенсивности пика (111) CoFe, Cu, FeMn. При увеличении  $t_{\text{Gd}}$  пик (111) CoFe, Cu, FeMn практически исчезает, а интенсивность соответствующего гадолинию пика увеличивается.

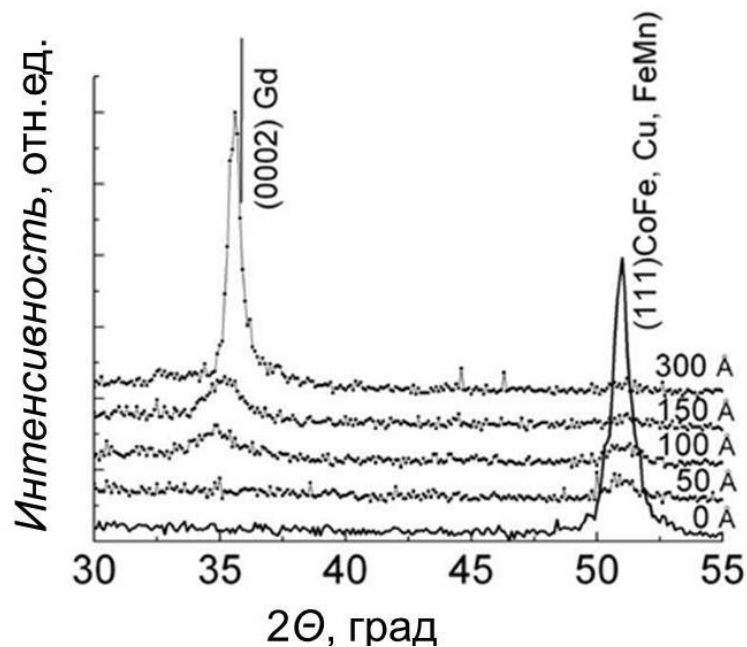


Рисунок 53 - Дифрактограммы спиновых клапанов с прослойкой Gd, полученные в излучении Co Kα. Толщины слоев гадолиния указаны в правой части рисунка.

Результаты исследования микроструктуры методом GIXRD показаны на рисунке 54. Все кривые имеют пик Ta (110) и совместный пик CoFe и Cu (111). Индексы Миллера показаны в скобках. Пик для CoFe и Cu общий, поскольку параметры решетки ГЦК структур близки друг к другу. Маленький пик ГПУ Gd (0002) и ГЦК Gd (111) характерен для образца с  $t_{\text{Gd}} = 100 \text{ \AA}$  и становится явным для  $t_{\text{Gd}} = 150 \text{ \AA}$ , для образца с  $t_{\text{Gd}} = 50 \text{ \AA}$  такого пика нет. В последнем случае слой гадолиния, по-видимому, слишком тонкий, чтобы сформировать кристаллическую структуру.

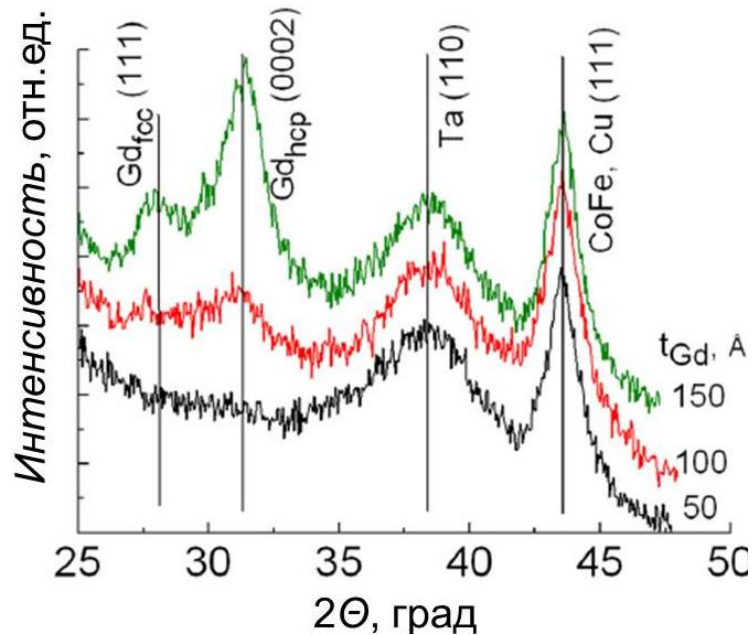


Рисунок 54 - Дифрактограммы, измеренные методом GIXRD, для спиновых клапанов с  $t_{\text{Gd}} = 50, 100$  и  $150 \text{ \AA}$ .

На рисунке 55 показаны дифрактограммы, для спиновых клапанов с толщиной прослойки гадолиния 50, 100, 150 и 300  $\text{\AA}$ , измеренные в интервале углов, в котором наблюдались пики от гадолиния (рисунок 54). При толщине  $t_{\text{Gd}} = 300 \text{ \AA}$  на дифрактограмме присутствуют отдельные пики, как от ГПУ, так и от ГЦК структуры с параметром ГЦК решетки  $a = 5.31 \text{ \AA}$ . При меньших толщинах слоя гадолиния рефлексы (111) ГЦК и (0002) ГПУ видны как единый пик. При увеличении  $t_{\text{Gd}}$  от 50 до 150  $\text{\AA}$  наблюдается незначительное смещение этого пика в сторону больших углов  $2\theta$ . На всех дифрактограммах имеется запрещенный пик (200) Si от подложки – пластины монокристаллического кремния. Данный пик служит удобным ориентиром и, поэтому, можно предположить, что смещение общего пика в сторону положения рефлекса (0002) ГПУ говорит о том, что при увеличении толщины пленки Gd соотношение между ГПУ и ГЦК фазами гадолиния меняется в сторону увеличения количества гексагональной фазы. При толщинах 50 – 150  $\text{\AA}$  пик от этих двух фаз виден как

единый. Для образца с толщиной  $t_{\text{Gd}} = 300 \text{ \AA}$  пики гексагональной решетки разрешились отдельно от пиков кубической.

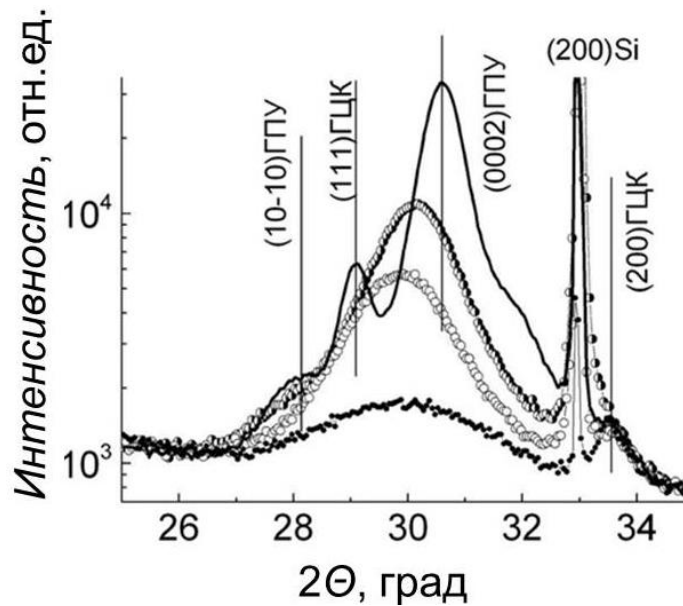


Рисунок 55 - Дифрактограммы спиновых клапанов, с  $t_{\text{Gd}} 50 \text{ \AA}$  (темные символы),  $100 \text{ \AA}$  (светлые символы),  $150 \text{ \AA}$  (наполовину темные символы), и  $300 \text{ \AA}$  (линия), полученные в излучении  $\text{Cu K}\alpha$ .

Итак, по результатам структурных исследований, в пленке гадолиния, растущей на буферном слое Ta в условиях магнетронного напыления при комнатной температуре, изначально формируются и кубическая, и гексагональная фазы, распределенные некоторым образом в плоскости пленки. Подобное зарождение сразу двух кристаллических фаз (ГПУ и ГЦК) было замечено ранее [111] для гадолиния, напыленного при комнатной температуре на буферный слой Cr. В нашем случае, по крайней мере, до толщины  $t_{\text{Gd}} = 150 \text{ \AA}$ , не наблюдается полноценного разделения кубической и гексагональной фаз. Интенсивность отдельного пика (111) ГЦК, измеренного для  $t_{\text{Gd}} = 300 \text{ \AA}$ , позволяет предположить, что рост кубической фазы происходит вплоть до толщины слоя гадолиния  $150 \text{ \AA} < t_{\text{Gd}} \leq 300 \text{ \AA}$ . Подчеркнем, что именно в данном интервале толщин формируется также и полноценная ГПУ фаза гадолиния с характерным, определенным по дифрактограммам (рисунок 55), параметром решетки  $c = 5.78 \text{ \AA}$ . Пик (0002) ГПУ является самым интенсивным на дифрактограмме. Ширина на полувысоте кривой качания ( $\omega$ -скан) вокруг данного пика составляет 6.4 градуса. Таким образом, в пленке гадолиния толщиной  $300 \text{ \AA}$  присутствует аксиальная текстура  $\langle 0002 \rangle$ , ось которой перпендикулярна плоскости пленки.

Так как слой Gd, напыленный в буферный слой Ta, содержит обе кристаллические фазы (ГПУ и ГЦК), можно заключить, что температура Кюри для слоя Gd будет ниже, чем объемного

Gd. Это связано не только с влиянием конечного размера, а также из-за появления ГЦК-фазы. Таким образом, при комнатной температуре слой Gd может быть парамагнитным для всех толщин - от 30 до 150 Å.

### 3.5 Структура, анизотропия и магнитные свойства слоя гадолиния

Структурные изменения, которые происходят в слое гадолиния по мере увеличения его толщины, позволяют предположить, что и магнитные свойства слоев гадолиния разной толщины различны. В первую очередь это касается магнитокристаллической анизотропии. Пока микроструктура пленки представлена неразделенными ГЦК и ГПУ фазами, сложно сказать что-либо о преобладающем направлении осей легкого намагничивания отдельных кристаллитов. Ситуация меняется, когда, начиная с определенной толщины, в пленке формируется выделенная неискаженная ГПУ фаза гадолиния и текстура  $\langle 0002 \rangle$ . Для объемного гадолиния направление  $[0001]$  является осью легкого намагничивания. Тогда, начиная с определенной толщины слоев гадолиния, оси легкого намагничивания отдельных кристаллитов перпендикулярны плоскости поликристаллической пленки. То есть при толщине  $t_{\text{Gd}} \leq 150 \text{ \AA}$  в слое гадолиния сформированы два вида магнитной анизотропии: 1) наведенная при напылении в магнитном поле одноосная анизотропия, ОЛН которой лежит в плоскости пленки и 2) анизотропия формы, когда размагничивающие поля препятствуют выходу магнитных моментов из плоскости пленки. При увеличении толщины слоя гадолиния, например, при толщине  $t_{\text{Gd}} = 300 \text{ \AA}$ , становится значимым вклад от еще одного вида анизотропии: 3) магнитокристаллической, ОЛН которой отклонена от плоскости пленки. Появление вблизи температуры компенсации перпендикулярной магнитной анизотропии наблюдали и ранее, например, в многослойных периодических структурах Gd/Fe<sub>90</sub>Co<sub>10</sub> при толщинах слоев порядка 1 – 1.6 нм [134]. Однако, в нашем случае речь не идет о тонких слоях в периодической структуре и соотношении интерфейсной и объемной анизотропии. Наоборот, только начиная с определенной толщины (200 – 300 Å) и благодаря магнитокристаллической анизотропии появляется возможность отклонения магнитного момента гадолиния от плоскости пленки. При этом проекция его на плоскость пленки уменьшается. В результате проекция суммарного магнитного момента пары Gd/CoFe на плоскость пленки станет равна нулю при более низкой температуре. Данное предположение объясняет характер показанной на рисунке 49 зависимости величины  $T_{\text{comp}}$  от толщины слоя гадолиния в спиновом клапане. С увеличением толщины слоя гадолиния  $T_{\text{comp}}$  возрастает до тех пор, пока в пленке не формируется выделенная ГПУ фаза гадолиния, текстура  $\langle 0002 \rangle$  и ярко выраженная магнитокристаллическая анизотропия. При этом появляется компонента магнитной анизотропии с отклоненной от

плоскости пленки осью легкого намагничивания. Эти изменения кристаллической и магнитной структуры являются причиной того, что при дальнейшем увеличении толщины гадолиния  $T_{\text{comp}}$  не повышается. В частности, для образцов с толщинами  $t_{\text{Gd}} = 200$  и  $300 \text{ \AA}$  были получены примерно одинаковые величины  $T_{\text{comp}}$  (рисунок 49).

### 3.6 Выводы к главе 3

Проведенные исследования показали, что спиновые клапаны композиции  $\text{Ta}(50\text{\AA})/\text{Gd}(t_{\text{Gd}})/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(40\text{\AA})/\text{Cu}(32\text{\AA})/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(40\text{\AA})/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}(150\text{\AA})/\text{Ta}(50\text{\AA})$  демонстрируют температурные изменения в магнитном упорядочении, которые сопровождаются переключением между состояниями с низким и высоким сопротивлением спинового клапана при нагревании или охлаждении и без каких-либо изменений в приложенном магнитном поле. Значение относительного изменения сопротивления достигает 5.3%. Переключение происходит с некоторым температурным гистерезисом. Диапазон температур, при котором происходит переключение, зависит от температуры компенсации синтетического ферримагнетика Gd/CoFe и, следовательно, может контролироваться толщиной слоя Gd. Температура компенсации синтетического ферримагнетика Gd/CoFe уменьшается с понижением  $t_{\text{Gd}}$ .

Исследования микроструктуры спиновых клапанов с прослойкой гадолиния, выращенной на буферном слое Ta при комнатной температуре, показали, что в начале роста происходит формирование как ГЦК, так и ГПУ фаз гадолиния, которые некоторым образом распределены в плоскости пленки, причем обе кристаллические решетки (ГЦК и ГПУ) искажены. При увеличении толщины слоя соотношение между количеством фаз изменяется в сторону увеличения гексагональной и уменьшения кубической фазы. При толщине слоя более 150 и менее 300  $\text{\AA}$  происходит формирование неискаженных ГЦК и ГПУ структур, причем в гексагональной фазе формируется аксиальная текстура  $\langle 0002 \rangle$  с осью перпендикулярной плоскости пленки.

Результаты, изложенные в данной главе, опубликованы в работах [135, 136].

## 4 ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ СПИНОВОГО КЛАПАНА С СИНТЕТИЧЕСКИМИ ФЕРРИМАГНЕТИКАМИ $\text{CoFe/Ru/CoFe}$ и $\text{NiFe/Ru/NiFe}$

### 4.1 Постановка задачи и выбор образцов для исследования

Синтетический ферримагнетик, представляющий из себя трехслойную структуру, в которой два ферромагнитных слоя связаны обменным взаимодействием через слой Ru, предложен в качестве замены ферромагнитного свободного слоя в спиновом клапане [2]. В такой комбинации сохраняется большая физическая толщина свободного слоя при уменьшении ее эффективной магнитной толщины, за счет антипараллельного упорядочения намагниченностей ферромагнитных слоев в трехслойной структуре.

В качестве закрепленного слоя спинового клапана также была предложена трехслойная структура с сильной антиферромагнитной связью (САФ), заставляющей два ферромагнитных слоя, разделенных слоем Ru, находиться в антипараллельной конфигурации [62]. Антиферромагнитная связь сохраняется в большом температурном диапазоне и уменьшает взаимную магнитостатическую связь между свободным и закрепленным слоями в спиновом клапане. Если один из ферромагнитных слоев САФ связан обменом со слоем антиферромагнетика, то направление антипараллельной оси будет зафиксировано и, таким образом, будет затруднен переворот намагниченности при воздействии внешнего поля [69].

В двойных спиновых клапанах с САФ имеются два антиферромагнитных слоя и две обменно-связанные трехслойные структуры и, поэтому возможно формирование двух различных осей однонаправленной анизотропии. Их взаимное расположение является важным фактором, определяющим магнитные свойства спинового клапана. Однако, по нашим сведениям, эта тема практически не представлена в имеющихся научных публикациях.

По сравнению с обычными, спиновые клапаны с САФ и СФ обладают температурной стабильностью [73] и более высокой магниторезистивной чувствительностью [83], поэтому их характеристики наиболее приемлемы для использования в микросенсорах [79]. Отметим, что важным параметром микросенсоров является интервал полей, в котором реализована линейная зависимость сопротивления от поля – положение низкополевой петли гистерезиса; а в аналоговых приложениях микроэлектроники требуются структуры с практически отсутствующим гистерезисом на полевой зависимости сопротивления.

Эффективным способом ослабления гистерезиса в спиновых клапанах является формирование взаимно перпендикулярного расположения ООА закрепленного слоя (или

направления пиннинга) и ОЛН свободного слоя [20], что, к сожалению, сопровождается существенным снижением чувствительности. Принимая во внимание, что САФ может находиться в спин-флоп фазе [7], в спиновом клапане с САФ можно изменить ориентацию ООА по отношению к ОЛН, используя термомагнитную обработку (ТМО) в магнитном поле, соответствующем спин-флоп состоянию САФ.

Конкретными задачами данного этапа исследований являлись:

- определение температурных зависимостей важных для практического использования свойств спиновых клапанов с САФ композиции  $\text{Ta/Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Ru}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}/\text{Ta}$ ;
- исследование закономерностей формирования неколлинеарного расположения осей анизотропии в спиновом клапане и в двойном спиновом клапане в процессе ТМО, учитывая особенности САФ;
- исследование особенностей изменения гистерезиса и магниторезистивной чувствительности в зависимости от режимов ТМО в спиновых клапанах с САФ;
- исследование зависимости сдвига низкополевой петли гистерезиса и магниторезистивной чувствительности от толщины слоя Ru для спиновых клапанов, содержащих обменно-связанную структуру в свободном слое  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Ru}(t_{\text{Ru}})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ .

Образцы спиновых клапанов были приготовлены методом магнетронного напыления в магнитном поле на подложках из стекла. Исследование проведено на образцах миллиметровых размеров. Толщины слоев в структуре  $\text{CoFe}(35\text{\AA})/\text{Ru}(8\text{\AA})/\text{CoFe}(30\text{\AA})/\text{FeMn}(100\text{\AA})$ , соответствующие обменному сдвигу высокополевой петли гистерезиса  $H_{\text{ex}} \approx 1200$  кЭ при комнатной температуре и максимальной рабочей температуре  $125^\circ\text{C}$  при температуре блокировки  $T_b = 140^\circ\text{C}$ , были выбраны с учетом результатов, показанных в работе [72]. Далее в тексте и в подписях к рисункам для краткости изложения опустим обозначение единиц толщины каждого слоя (Å).

#### **4.2 Температурные зависимости характеристик спинового клапана с синтетическим антиферромагнетиком**

Согласно литературным данным, температурная стабильность функциональных характеристик спиновых клапанов с САФ в сравнении с наноструктурами на основе обычных антиферромагнетиков улучшаются. Поэтому, в первую очередь, были исследованы свойства спиновых клапанов, содержащих синтетический антиферромагнетик  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Ru}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  в составе закрепленного слоя, с целью получения информации о температурных изменениях характеристик спиновых клапанов из анализа экспериментальных данных.

Для спинового клапана композиции Ta(50)/FeNi(30)/CoFe(35)/Cu(25)/CoFe(35)/Ru(8)/CoFe(30)/FeMn(100)/Ta(20) проведены измерения полевых зависимостей магнитосопротивления при разных температурах. На рисунке 56 показаны магниторезистивные кривые спинового клапана, на рисунке 57 их низкополевые части, измеренные в интервале температур (-100—100)°C. Видно, что характерное для спиновых клапанов плато на полевой зависимости магнитосопротивления сохраняется во всем диапазоне исследованных температур. Низкополевая петля гистерезиса магнитосопротивления имеет форму, близкую к прямоугольной.

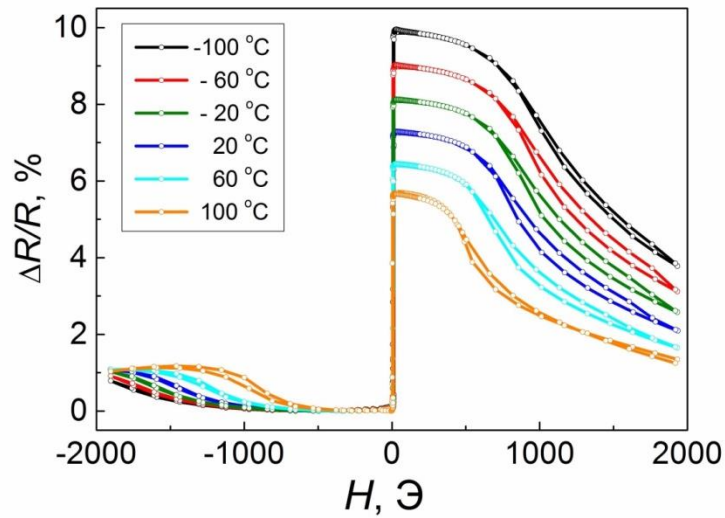


Рисунок 56 - Полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана с САФ, измеренные при различных температурах.

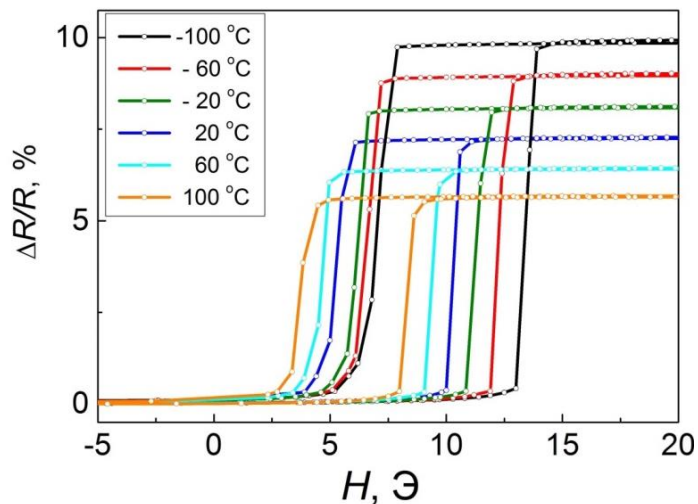


Рисунок 57 - Низкополевые петли гистерезиса магнитосопротивления спинового клапана с САФ, измеренные при различных температурах.

На рисунках 58 - 61 приведены температурные зависимости основных характеристик спинового клапана: максимального магнитосопротивления, гистерезиса перемагничивания свободного и закрепленного слоев, полей межслойного взаимодействия и обменного сдвига,



магниторезистивной чувствительности, соответственно. Для всех параметров наблюдается монотонное изменение характеристик с температурой. Магниторезистивная чувствительность, определенная по восходящей ветви низкополевой петли гистерезиса магнитосопротивления, имеет максимальные значения в пределах (4-10)%/Э для используемого диапазона изменения температуры (рисунок 61).

Отметим, что из проведенных исследований температурных свойств обычных спиновых клапанов на основе антиферромагнетика  $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$  в диапазоне температур (-100 – 100) °С следовало, что поле обменного сдвига уменьшается в 3-4 раза, а с повышением температуры наблюдается рост чувствительности до значений 2-6%/Э.

Из приведенных графиков можно заключить, что исследуемый спиновый клапан демонстрирует при повышении температуры до 100°С незначительное уменьшение величин магнитосопротивления, магниторезистивной чувствительности, обменного сдвига. Такая температурная стабильность свойств спинового клапана с САФ важна для его практического использования.

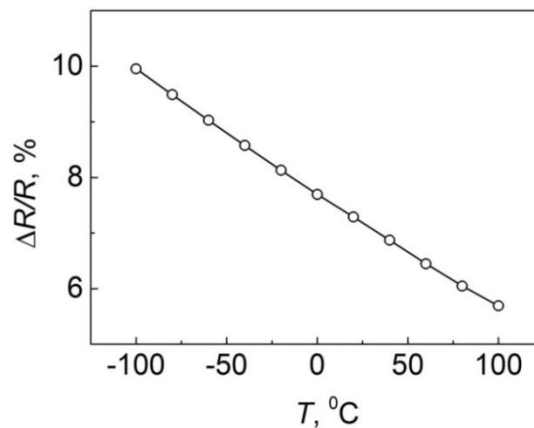


Рисунок 58 - Температурная зависимость максимальной величины магнитосопротивления спинового клапана с САФ.

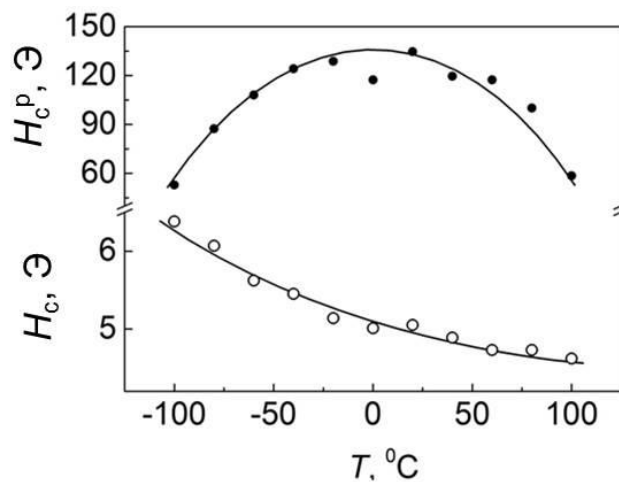


Рисунок 59 - Температурные зависимости ширины низкополевой ( $H_c$ ) и высокополевой ( $H_c^p$ ) петель гистерезиса магнитосопротивления спинового клапана с САФ.

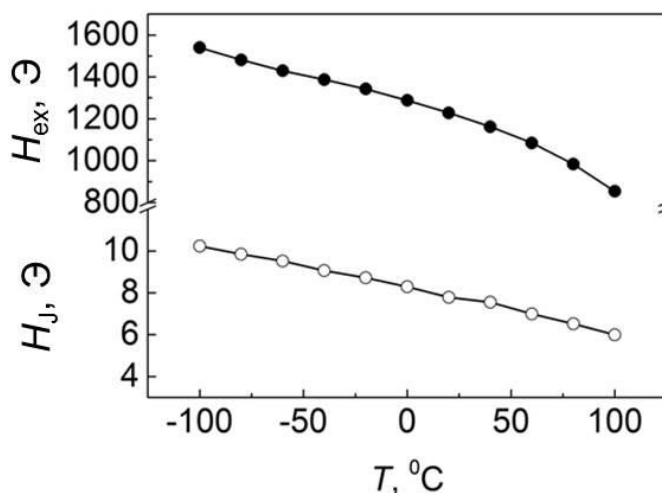


Рисунок 60 - Температурные зависимости полей межслойного взаимодействия ( $H_J$ ) и обменного сдвига ( $H_{ex}$ ) спинового клапана с САФ.

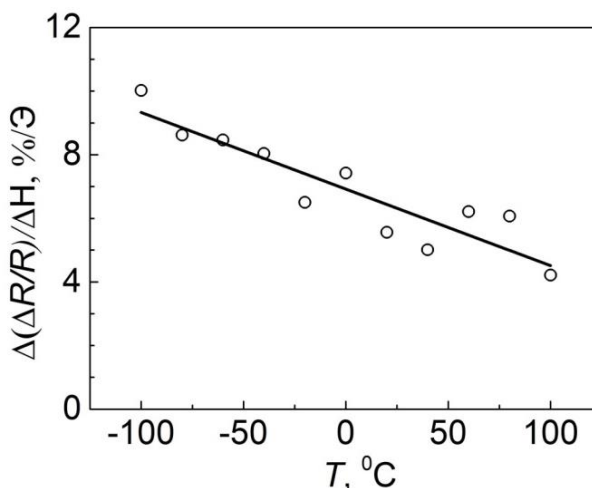


Рисунок 61 - Температурная зависимость магниторезистивной чувствительности спинового клапана с САФ.

#### 4.3 Спин-флоп состояние в синтетическом антиферромагнетике и формирование неколлинеарной конфигурации осей магнитной анизотропии в спиновом клапане

При напылении в магнитном поле в спиновых клапанах формируется коллинеарная конфигурация осей магнитной анизотропии, при которой ОЛН свободного слоя и направление пиннинга в закрепленном слое (ООА) параллельны. При этом перемагничивание свободного слоя происходит в основном за счет необратимых процессов движения доменных стенок, что приводит к неизбежному гистерезису перемагничивания. Формирование взаимно перпендикулярного расположения осей анизотропии позволяет эффективно ослабить гистерезис [20]. Важно отметить, что направление оси легкого намагничивания свободного слоя при различных видах ТМО, проводимой после напыления многослойной структуры,

сохраняется. Поэтому ТМО используют для изменения направления ООА спинового клапана, которая включает: нагрев образца в вакууме и последующее охлаждение в магнитном поле. Температура отжига должна быть выше температуры блокировки, при которой обменное взаимодействие на границе ФМ/АФМ становится слабым, и исчезает однонаправленная анизотропия. При последующем охлаждении в магнитном поле однонаправленная анизотропия формируется вновь. Направление новой ООА совпадает с вектором намагниченности закрепленного ферромагнитного слоя и, следовательно, зависит от величины и направления приложенного при охлаждении магнитного поля.

Для спиновых клапанов с синтетическим антиферромагнетиком имеется ряд особенностей воздействия на однонаправленную магнитную анизотропию, которые связаны с переходом синтетического антиферромагнетика в спин-флоп состояние. При определенной величине приложенного поля  $H_{sf}$  векторы намагниченностей слоев ФМ1 и ФМ2 в САФ отклоняются от направления приложенного поля на угол близкий к  $90^\circ$ , причем из-за антиферромагнитного РККИ-взаимодействия угол между векторами намагниченностей составляет около  $180^\circ$ . При термомагнитной обработке в поле  $H_{sf}$  направление формирующейся ООА совпадает с направлением намагниченности слоя ФМ1 (соседствующего с АФМ) и отклонено от  $H_{sf}$  [137], это свойство САФ используется для формирования скрещенной конфигурации осей анизотропии в спиновых клапанах с САФ [138].

В нашем исследовании в спиновых клапанах композиции Ta/NiFe/CoFe/Cu/CoFe(ФМ2)/Ru/CoFe(ФМ1)/FeMn/Ta при помощи ТМО была сформирована неколлинеарная конфигурация осей анизотропии с целью максимального сужения низкополевой петли гистерезиса с сохранением величины магниторезистивного эффекта. Образцы спиновых клапанов имели следующие толщины слоев: Ta(50)/NiFe(30)/CoFe(35)/Cu( $t_{Cu}$ )/CoFe(35)/Ru(8)/CoFe(30)/FeMn(100)/Ta(20) при  $t_{Cu} = 28$  и  $32 \text{ \AA}$ , полевые зависимости магнитосопротивления которых отличались незначительно.

Изначально все образцы спиновых клапанов с САФ после напыления в поле  $80 \text{ Э}$  имели коллинеарную конфигурацию осей анизотропии (ООА  $\parallel$  ОЛН), но ООА могла быть отклонена от ОЛН на некоторый малый угол ( $1-3^\circ$ ). Для однозначности исследований образцы подвергались ТМО при  $180^\circ \text{C}$  в поле  $9 \text{ кЭ}$ , приложенном параллельно ОЛН. В этом случае энергия магнитного поля превышает энергию РККИ-взаимодействия в САФ, и намагниченности слоев ФМ1 и ФМ2 параллельны друг другу и приложенному полю. Магниторезистивная кривая, измеренная при комнатной температуре после данной ТМО, показана на рисунке 62, на вставке – ее низкополевая часть. Из рисунка видно, что обменный сдвиг высокополевой петли гистерезиса составляет  $H_{ex} \approx 1200 \text{ Э}$ , ширина низкополевой петли гистерезиса равна  $H_c = 7.7 \text{ Э}$ , величина максимального магнитосопротивления  $\Delta R/R_s = 7.5\%$  при

магниторезистивной чувствительности 3.1 %/Э, определенной на участке кривой с резким изменением сопротивления.

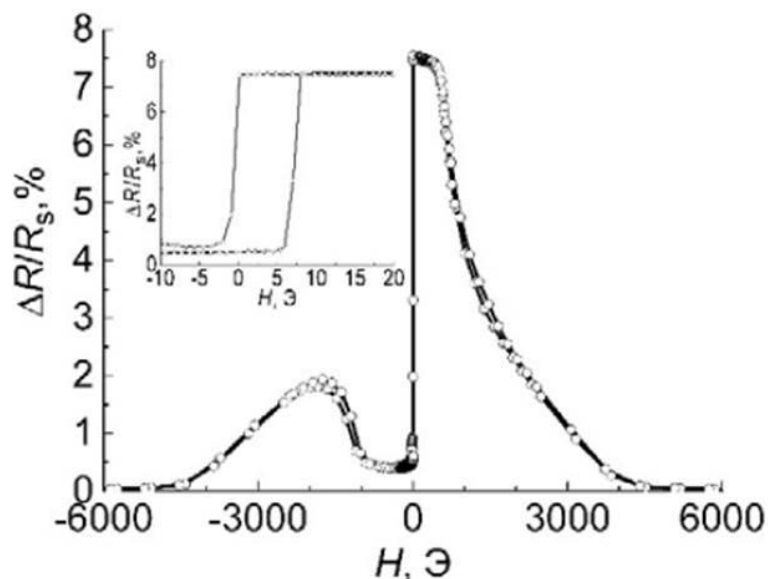


Рисунок 62 - Полевая зависимость магнитосопротивления спинового клапана с  $t_{\text{Cu}} = 28 \text{ \AA}$  и конфигурацией ООА || ОЛН, на вставке - низкополевая часть магниторезистивной кривой.

Для определения величины поля, соответствующего спин-флоп состоянию САФ, была измерена полевая зависимость магнитосопротивления спинового клапана при температуре 180 °С в поле, приложенном параллельно ОЛН. На рисунке 63 показана полученная магниторезистивная кривая, стрелками показаны направления приложенного поля и намагниченностей слоев в САФ. При 180 °С исчезающее обменное взаимодействие на границе между слоями CoFe(ФМ1)/FeMn приводит к тому, что полевая зависимость магнитосопротивления становится симметричной по отношению к  $H = 0$ . Максимумы сопротивления, обусловленные антипараллельной взаимной ориентацией намагниченностей слоев CoFe - ФМ1 и ФМ2, наблюдаются в магнитном поле  $|0.7|$  кЭ. Мы предполагаем, что в данном поле ориентации намагниченностей слоев ФМ1 и ФМ2 противоположны друг другу и отклонены от ОЛН и приложенного магнитного поля на угол близкий к 90°, то есть САФ находится в спин-флоп состоянии. Если данное предположение верно и намагниченность слоя ФМ1 перпендикулярна ОЛН, то последующее охлаждение в поле  $|0.7|$  кЭ спинового клапана приведет к формированию новой ООА, направленной перпендикулярно ОЛН, и, следовательно, скрещенной конфигурации осей анизотропии (ООА  $\perp$  ОЛН).

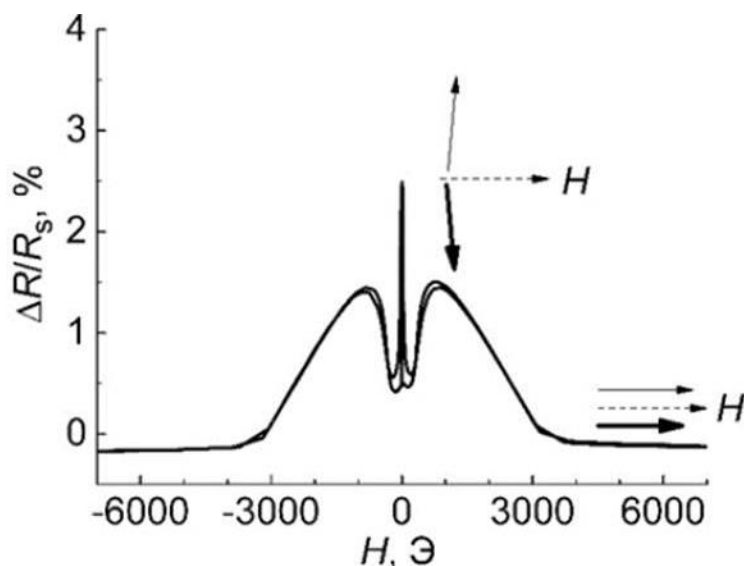


Рисунок 63 - Полевая зависимость магнитосопротивления спинового клапана с  $t_{\text{Cu}}=28 \text{ \AA}$ , измеренная при  $180 \text{ }^\circ\text{C}$ . Толстая и тонкая стрелки показывают схематично направления намагниченностей слоев CoFe - ФМ1 и ФМ2.

На рисунке 64 показана полевая зависимость магнитосопротивления, измеренная при комнатной температуре после ТМО, при которой приложенное при охлаждении поле  $H_{\text{sf}}=0.7 \text{ кЭ}$  было направлено параллельно ОЛН, поле при измерении направлено также вдоль ОЛН. Исходя из формы магниторезистивной кривой, можно предположить, что сформированная ООА отклонена от направления приложенного магнитного поля на угол, близкий к  $90^\circ$ . Для проверки данного предположения образец был повернут на  $90^\circ$  в магнитном поле так, чтобы направление магнитного поля было перпендикулярно ОЛН и параллельно ООА; полевая зависимость магнитосопротивления, измеренная в такой конфигурации, показана на рисунке 65 сплошной линией. На магниторезистивной кривой присутствует две высокополевых петли гистерезиса магнитосопротивления - по одной в отрицательных, и в положительных полях. Поля обменного сдвига этих петель обозначены  $H_{\text{ex1}}$  и  $H_{\text{ex2}}$ . Следовательно, можно предположить, что при данном режиме ТМО в спиновом клапане сформировалось две оси однонаправленной анизотропии, перпендикулярные ОЛН и противоположные друг другу по направлению. Такая ситуация может быть реализована, если приложенное при ТМО поле  $H_{\text{sf}}$  вызвало поворот намагниченности слоя ФМ1 на  $90^\circ$  по отношению к ОЛН. Однако, в одних участках экспериментального образца поворот происходил по часовой стрелке, а в других — против. Таким образом, в образце сформировались отдельные области с взаимно противоположным направлением осей однонаправленной анизотропии ООА1 и ООА2 (левая вставка рисунка 65). Разбиение на такие области привело к закономерному уменьшению

величины максимального магнитосопротивления, по сравнению с данной величиной у спинового клапана с коллинеарной конфигурацией осей анизотропии.

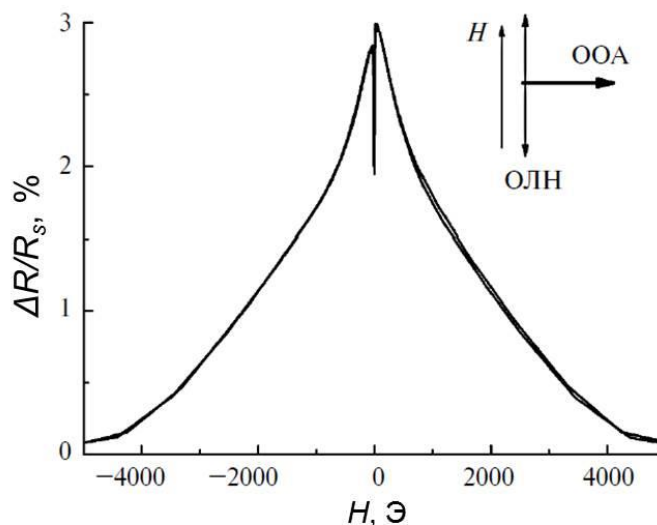


Рисунок 64 - Полевая зависимость магнитосопротивления спинового клапана с  $t_{Cu}=28\text{ \AA}$  после ТМО в поле 0.7 кЭ, полученная в геометрии измерения, представленной на вставке.

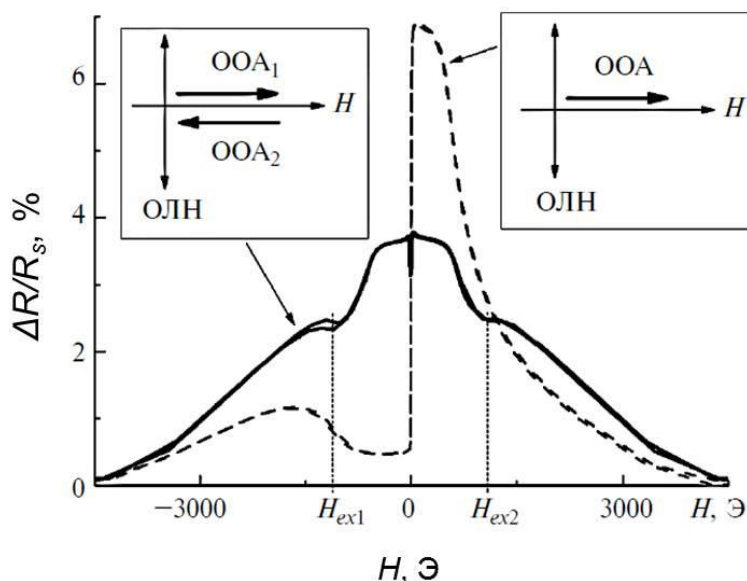


Рисунок 65 - Полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана с  $t_{Cu} = 32\text{ \AA}$  после ТМО в поле параллельном ОЛН (сплошная линия), и с отклонением от ОЛН на  $5^\circ$  (штриховая линия).

Чтобы избежать появления состояния с двумя противоположными направлениями  $OOA_1$  и  $OOA_2$ , перед проведением ТМО образец повернули на малый угол так, чтобы приложенное магнитное поле  $H_{sf}$  было отклонено от ОЛН на  $5^\circ$ . Полевая зависимость магнитосопротивления, полученная после изменения положения образца при ТМО, показана на рисунке 65 штриховой линией. Поле при измерении приложено перпендикулярно ОЛН (правая вставка рисунка 65) и, следовательно, параллельно сформированной ООА. В данном случае на магниторезистивной

кривой присутствует только одна высокополевая петля гистерезиса. Величина максимального магнитосопротивления не уменьшилась по сравнению с исходной, (при коллинеарной конфигурации). Таким образом, по всей площади образца сформировано одно направление оси ООА, причем  $ООА \perp ОЛН$ .

На рисунке 66 штриховой и сплошной линией показаны низкополевые части магниторезистивных кривых для случаев коллинеарной и скрещенной конфигурации осей анизотропии в спиновом клапане. В случае  $ООА \perp ОЛН$  конфигурации перемангничивание свободного слоя происходит практически без гистерезиса, а именно, ширина петли гистерезиса магнитосопротивления составляет около 0.3 Э; в то время как при параллельной конфигурации  $H_c = 7$  Э.

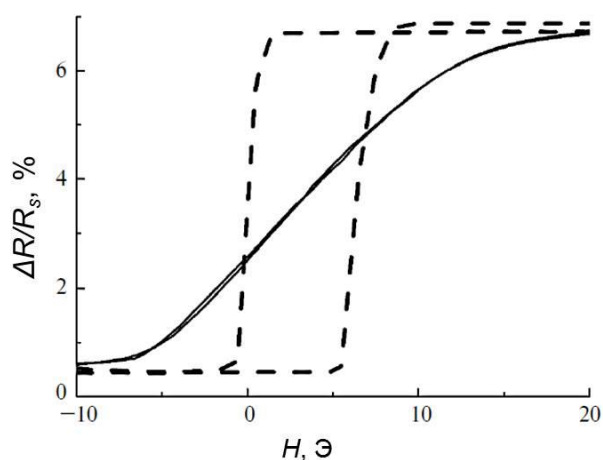


Рисунок 66 - Низкополевые петли гистерезиса магнитосопротивления спинового клапана  $t_{Cu}=32$  Å с конфигурацией  $ООА \parallel ОЛН$  (штриховая линия) и  $ООА \perp ОЛН$  (сплошная линия).

Для обычных спиновых клапанов, без САФ существует другой способ формирования скрещенной ( $ОЛН \perp ООА$ ) конфигурации осей анизотропии – отжиг и охлаждение в магнитном поле, превышающем поле магнитного насыщения и направленном перпендикулярно ОЛН. Для применения такого метода ТМО к спиновым клапанам с САФ энергия приложенного магнитного поля должна превышать обменную энергию межслойного взаимодействия в САФ - в нашем случае мы использовали  $H = 9$  кЭ. Тогда намагниченности слоев ФМ1 и ФМ2 будут направлены вдоль приложенного поля и перпендикулярно ОЛН.

После проведения вышеописанной ТМО ширина низкополевой петли гистерезиса спинового клапана с САФ уменьшилась до 2.5 Э. Как было показано в [6], для спиновых клапанов без САФ увеличение угла между приложенным при измерении магнитным полем и направлением ООА приводит к уменьшению ширины низкополевой петли гистерезиса. В данном случае магнитное поле при измерении отклонили от ООА на  $10^\circ$  для дополнительного уменьшения гистерезиса спинового клапана с САФ. При этом была получена безгистерезисная

полевая зависимость магнитосопротивления -  $H_c = 0.1$  Э, магниторезистивная чувствительность составила  $0.8 \text{ \%}/\text{Э}$  (рисунок 67, сплошная линия). После проведения ТМО в магнитном поле  $H_{sf} = 0.7$  Э, соответствующем спин-флоп состоянию САФ и отклоненном от ОЛН на  $5^\circ$ , получено значение  $H_c = 0.5$  Э, а магниторезистивная чувствительность составила  $0.4 \text{ \%}/\text{Э}$  (рисунок 67, линия со светлыми символами).

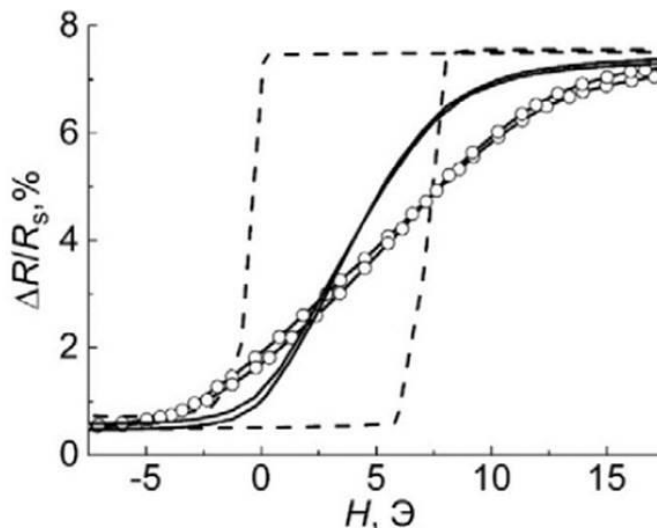


Рисунок 67 - Низкополевые части магниторезистивных кривых для спинового клапана  $t_{Cu} = 28 \text{ \AA}$  с коллинеарной (штриховая линия) и скрещенной конфигурацией осей анизотропии, сформированной ТМО в магнитном поле, приложенном вдоль (светлые символы) и перпендикулярно (линия) ОЛН.

Предположительное объяснение различий в магниторезистивной чувствительности может быть связано с изменением наведенной одноосной магнитной анизотропии, которое происходит при отжиге в магнитном поле, направленном параллельно или перпендикулярно к ОЛН. Для оценки изменения поля наведенной анизотропии  $H_a$ , происходящего в спиновом клапане при ТМО, была изготовлена многослойная структура, содержащая ферромагнитные слои, аналогичные свободному слою спинового клапана:  $Ta50\text{\AA}/NiFe20\text{\AA}/CoFe55\text{\AA}/Ta20\text{\AA}$ . На рисунке 68 показаны петли магнитного гистерезиса для данной структуры, а также способ оценки величины поля наведенной анизотропии  $H_a$  по полученным экспериментальным данным. Петли гистерезиса двух образцов, измеренные в поле, приложенном вдоль оси легкого и трудного намагничивания, получены после отжига при температуре  $180^\circ\text{C}$  в течение 1 часа: (а) - в поле отжига  $H_{sf}$ , приложенном параллельно ОЛН, (б); в поле отжига  $9 \text{ кЭ}$ , приложенном перпендикулярно ОЛН. Поле анизотропии в первом случае составило  $H_a = 11.5$  Э, а во втором  $H_a = 8$  Э. Следовательно, наведенная анизотропия в свободном слое спинового клапана зависит от того, как было приложено магнитное поле при термомагнитной обработке. Величина поля наведенной одноосной анизотропии больше, если поле при ТМО было приложено параллельно



ОЛН, а, значит, спиновые клапаны будут обладать меньшей магниторезистивной чувствительностью.

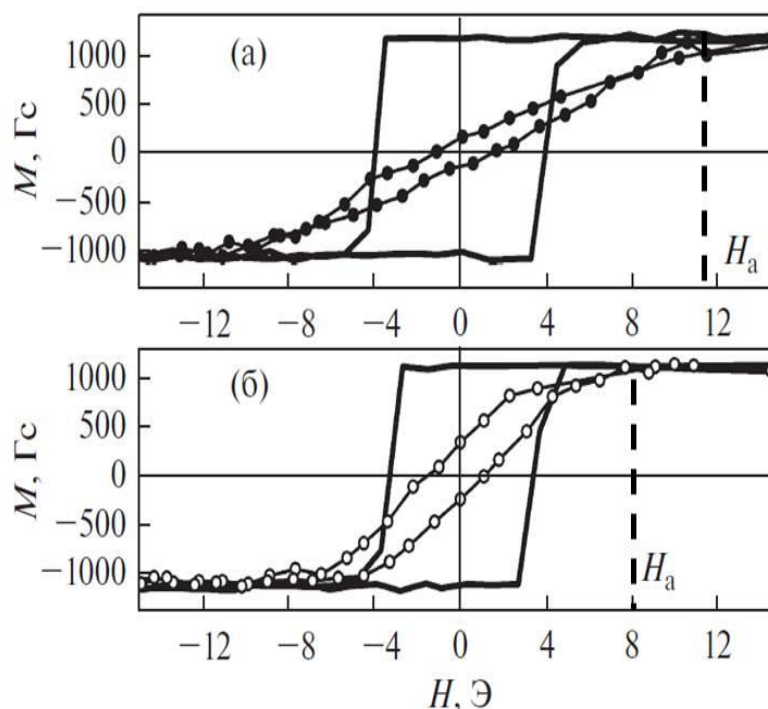


Рисунок 68 - Петли гистерезиса намагниченности свободного слоя спинового клапана, измеренные вдоль (сплошные линии) и перпендикулярно (линии с символами) ОЛН, после ТМО при  $\mathbf{H} \parallel$  ОЛН (а) и  $\mathbf{H} \perp$  ОЛН (б).

По результатам данных исследований сделаны следующие выводы.

Если при термомагнитной обработке спиновых клапанов с САФ магнитное поле, соответствующее спин-флоп состоянию САФ, направлено строго параллельно исходным направлениям ООА и ОЛН, то в спиновом клапане формируются области, в которых реализованы два состояния: 1) намагниченность слоя ФМ1 в САФ, соседнего с АФМ, отклонена от ОЛН на  $90^\circ$ ; 2) намагниченность слоя ФМ1 отклонена от ОЛН на  $90^\circ$  и противоположна по направлению намагниченности ФМ1 в первом состоянии. При этом намагниченность слоя ФМ2 в САФ в обоих случаях направлена противоположно намагниченности слоя ФМ1. А если направление магнитного поля, соответствующего спин-флоп состоянию, отклонено от ОЛН и ООА на малый угол ( $5^\circ$ ), то разбиения на области не наблюдается. В этом случае намагниченность слоя ФМ1 ориентирована одинаково по всей площади образца и отклонена на  $90^\circ$  от ООА. Данное состояние используется для формирования скрещенной конфигурации осей анизотропии в спиновых клапанах с САФ и, тем самым, позволяет эффективно ослабить гистерезис магнитосопротивления.

Скрещенная конфигурация осей анизотропии была сформирована в спиновом клапане с САФ посредством двух разных режимов ТМО, в результате которых спиновые клапаны обладают разной магниторезистивной чувствительностью. При первом режиме ТМО магнитное поле направлено с малым отклонением от ОЛН и синтетический антиферромагнетик находится в спин-флоп состоянии. При втором режиме – магнитное поле направлено перпендикулярно ОЛН и намагниченности слоев в САФ сонаправлены с приложенным магнитным полем. Магниторезистивная чувствительность спиновых клапанов после проведения первого режима отжига ниже в сравнении с чувствительностью, полученной после второго режима отжига, вследствие большей величины поля наведенной анизотропии.

#### **4.4 Закономерности формирования неколлинеарной конфигурации осей магнитной анизотропии в двойных спиновых клапанах с синтетическим антиферромагнетиком**

Двойные спиновые клапаны – более сложная композиция, в которой имеются два антиферромагнитных слоя и две различных оси однонаправленной анизотропии. Если в состав такой структуры включить дополнительно САФ в каждый закрепленный слой, то, посредством ТМО можно управлять направлениями двух ООА. Их взаимное расположение является важным фактором, определяющим магнитные свойства спинового клапана. Цель данных исследований – уменьшение гистерезиса свободного слоя в двойных спиновых клапанах с помощью ТМО с учетом особенностей САФ.

Термомагнитная обработка образцов в поле 9 кЭ был проведена после напыления двойных спиновых клапанов с САФ CoFe/Ru/CoFe композиции Ta/NiFe/FeMn/CoFe/Ru/CoFe/Cu/NiFe/CoFe/Cu/CoFe/Ru/CoFe/FeMn/Ta для формирования взаимного параллельного расположения осей анизотропии  $OOA1 \parallel OOA2 \parallel OLN$ . Оси однонаправленной анизотропии - OOA1 и OOA2 – сформированны обменным взаимодействием с верхним и нижним антиферромагнитным слоем FeMn. Были исследованы три вида двойных спиновых клапанов с САФ, отличающихся толщинами ферромагнитных слоев в САФ. Последовательность чередования слоев и их толщины в Å указаны в таблице 2.

Таблица 2 – Структура слоев двойных спиновых клапанов.

№	Слои наноструктуры и их толщины в Å				
1	Ta60/	CoFe40/Ru8/CoFe45	Cu26/	CoFe45/Ru8/CoFe40	FeMn90/
2	NiFe20/	CoFe20/Ru8/CoFe25	NiFe20/	CoFe25/Ru8/CoFe20	Ta50
3	FeMn90	CoFe40/Ru8/CoFe45	CoFe35/Cu26	CoFe25/Ru8/CoFe20	

В образце № 1 в верхней и в нижней части структуры толщины ферромагнитных слоев в САФ составляют 40 и 45 Å. В образце № 2 толщины тех же слоев равны 20 и 25 Å. Отличие образца № 3 состоит в том, что в нижней части наноструктуры толщины ферромагнитных слоев составляют 40 и 45 Å, а в верхней – 20 и 25 Å. На Рисунке 69 показаны полевые зависимости магнитосопротивления, измеренные после формирования в спиновых клапанах коллинеарной конфигурации  $OOA1 \parallel OOA2 \parallel OLN$ . Максимальное значение магнитосопротивления получено для образца № 3 (сплошная линия). Особенность магниторезистивных кривых для любых спиновых клапанов с САФ - появление слабого максимума на зависимостях  $\Delta R/R_s(H)$  в области отрицательных полей, обусловленного переходом САФ в спин-флоп состояние. Отметим, что для образца № 3 данный максимум является двойным, так как для синтетических антиферромагнетиков  $CoFe(40)/Ru(8)/CoFe(45)$  и  $CoFe(25)/Ru(8)/CoFe(20)$  переход в спин-флоп состояние происходит в разных магнитных полях.

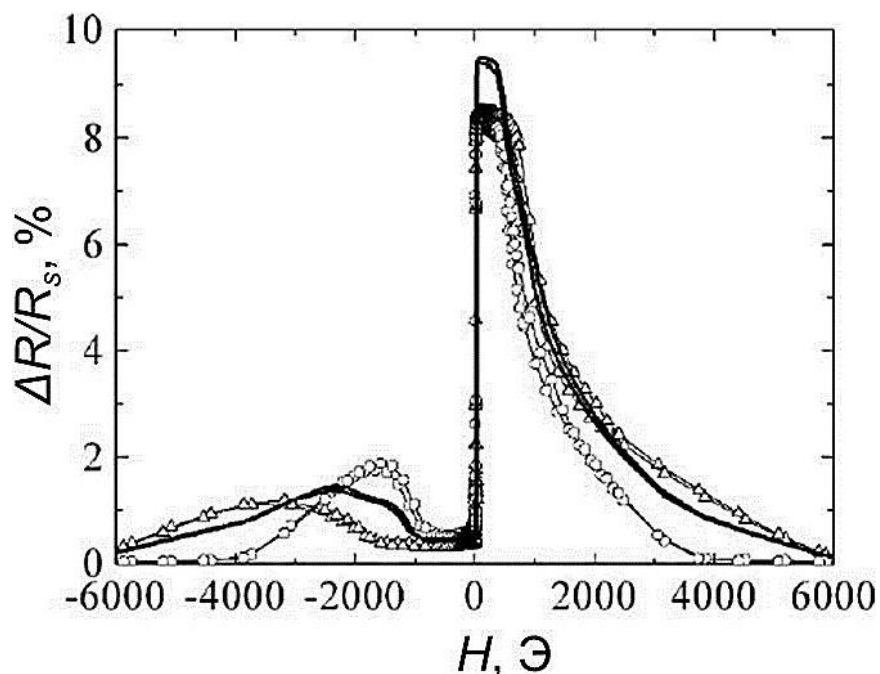


Рисунок 69 - Полевые зависимости магнитосопротивления двойных спиновых клапанов № 1, 2 и 3 с коллинеарной конфигурацией осей (линии с кругами, треугольниками и сплошная линия, соответственно).

Для формирования скрещенной конфигурации осей в двойных спиновых клапанах с САФ использовали два режима термомагнитной обработки: 1) отжиг и последующее охлаждение в поле 9 кЭ, превышающем поле насыщения и приложенном перпендикулярно ОЛН и 2) отжиг и охлаждение в поле  $H_{sf}$ , соответствующем переходу в спин-флоп состояние САФ и приложенном почти параллельно (с отклонением на  $5^\circ$ ) ОЛН. Для краткости будем обозначать эти режимы ТМО следующим образом: 1) ТМО в поле  $\mathbf{H} \perp \text{ОЛН}$  и 2) ТМО в поле  $\mathbf{H}_{sf}$

|| ОЛН. Для оценки величины  $H_{sf}$  полевые зависимости магнитосопротивления были измерены при температуре 180 °С, превышающей температуру блокировки. На рисунке 70 данная зависимость показана для образца № 3. При температуре 180 °С обменное взаимодействие на границе ФМ/АФМ исчезающе мало и, два пологих максимума на магниторезистивной кривой появляются из-за того, что намагниченности ферромагнитных слоев в САФ развернуты в плоскости слоя друг относительно друга на угол 180° и ориентированы вдоль нормали к ОЛН. Таким образом, для образца № 3 имеем  $|H_{sf}| = 1200$  Э. В Таблице 3 указаны значения  $H_c$ , полученные для образцов с коллинеарной и со скрещенной конфигурацией осей анизотропии, сформированной в результате разных режимов ТМО. Видно, что ТМО при  $\mathbf{H} \perp \text{ОЛН}$  приводит к незначительному ослаблению гистерезиса, в то время как после ТМО при  $\mathbf{H}_{sf} \parallel \text{ОЛН}$  ширина низкополевой петли гистерезиса составила менее 1 Э.

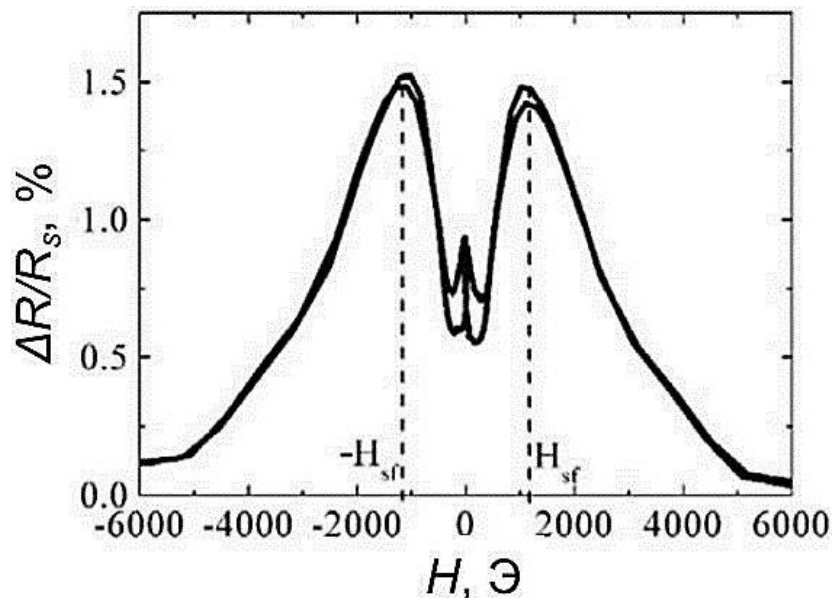


Рисунок 70 - Полевая зависимость магнитосопротивления спинового клапана № 3 при 180 °С.

Максимальная величина магнитосопротивления при минимальной ширине низкополевой петли гистерезиса получена для образца № 3. Причина может заключаться в том, что величина характерного поля  $H_{sf}$ , при котором САФ переходит в спин-флоп состояние, зависит от толщин его ферромагнитных слоев. Тогда при ТМО образца №3 в поле  $H_{sf}$ , приложенном параллельно ОЛН, возможно формирование следующего взаимного расположения осей: ООА1 и ООА2 (для верхнего и нижнего антиферромагнитного слоя) отклонены от нормали к ОЛН в противоположные стороны на малый угол. На рисунке 71 показаны низкополевые части магниторезистивных кривых для образца № 3 с коллинеарной конфигурацией осей анизотропии и после формирования скрещенной конфигурации разными режимами ТМО.

Магниторезистивная чувствительность после обоих режимов ТМО примерно одинакова - 0.25 %/Э.

Таблица 3 – Значения ширины петли перемагничивания свободного слоя спиновых клапанов.

№	Ширина низкополевой петли гистерезиса $H_c$ , Э		
	ООА    ОЛН	ТМО при $\mathbf{H} \perp$ ОЛН	ТМО при $\mathbf{H}_{sf}   $ ОЛН
1	15	11	0.7
2	13	12	0.5
3	11	10	0.1

Таким образом, с помощью описанной выше термомагнитной обработки в поле спин-флоп состояния синтетических ферромагнетиков в двойных спиновых клапанах также достигнута малая величина гистерезиса перемагничивания свободного слоя ( $H_c \leq 0.7$  Э).

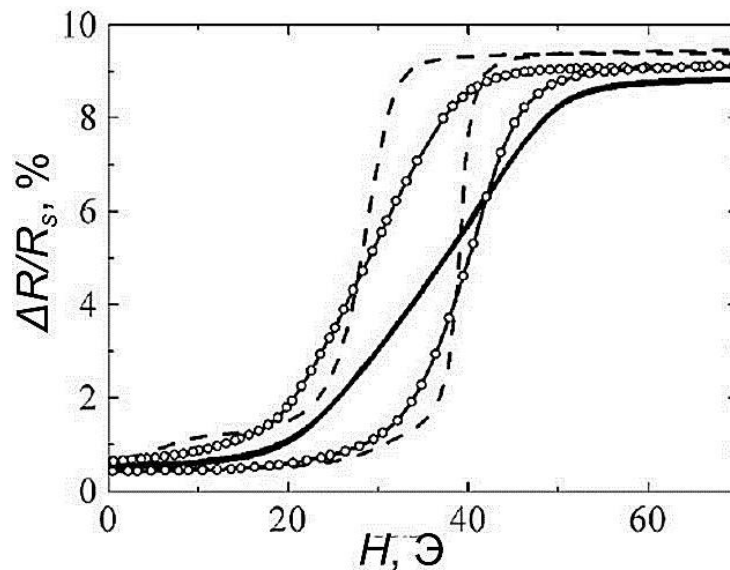


Рисунок 71 - Низкополевые части магниторезистивных кривых образца №3 в случае ООА1 || ООА2 || ОЛН (штриховая линия); после ТМО в поле  $\mathbf{H} \perp$  ОЛН (светлые символы) и после ТМО в поле  $\mathbf{H}_{sf} ||$  ОЛН (линия).

#### 4.5 Исследование корреляции между изменением сдвига, наклона низкополевой петли гистерезиса и толщиной слоя Ru в синтетическом ферромагнетике NiFe/Ru/NiFe

Из рисунков 66, 67, 71 видно, что линейная часть безгистерезисной полевой зависимости магнитосопротивления сдвинута относительно значения поля  $H = 0$ . Отметим, что для ряда практических приложений, например, сенсоров слабых магнитных полей, часто используются

спиновые клапаны с нечетной зависимостью  $\Delta R/R_s(H)$  относительно значения сопротивления в нулевом магнитном поле  $R(H=0)$ , расположенной симметрично относительно значения  $H = 0$ . Для получения таких зависимостей часто используют спиновые клапаны, изготовленные литографическими методами в виде узких полосок с шириной в несколько микрон. Из-за анизотропии формы намагниченность в свободном слое будет направлена при  $H = 0$  вдоль полоски. Если прикладывать магнитное поле вдоль узкой стороны полосы, совпадающей с осью однонаправленной анизотропии, то середина линейного участка на кривой магнитосопротивления будет располагаться вблизи нулевого магнитного поля. Однако при таком подходе наблюдается уменьшение чувствительности материала к магнитному полю в десятки раз [83].

Известны и другие способы уменьшения сдвига низкополевой петли гистерезиса, не приводящие к снижению чувствительности: введение дополнительного второго слоя антиферромагнетика с более высокой температурой Нееля [139]; увеличение толщины медной прослойки [36]; разделение свободного слоя прослойкой немагнитного металла [140]. В случае микрообъектов, изготовленных из спинового клапана, к возрастанию чувствительности также приводит введение в свободный слой синтетического ферримагнетика с прослойкой Ru, толщина которой соответствует антиферромагнитному максимуму обменного взаимодействия [141]. Последний указанный способ был использован в настоящей работе.

На рисунке 72 приведены низкополевые части магниторезистивных кривых для двух спиновых клапанов композиции  $\text{Ta}(50)/(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}(50)/\Phi\text{M}/\text{Cu}(24)/\text{CoFeNi}(35)/\text{Ru}(8)/\text{CoFeNi}(30)/\text{FeMn}(100)/\text{Ta}(50)$ , где свободный ферромагнитный слой ( $\Phi\text{M}$ ) в структуре представляет собой сплав  $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}(35)$  (линия с символами) или синтетический ферримагнетик  $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}(20)/\text{Ru}(12)/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}(35)$  (штриховая линия). Видно, что введение СФ в свободный слой спинового клапана привело к уменьшению величины  $H_J$  с 19 до 13 Э, при сохранении близких значений магнитосопротивления, чувствительности и ширины петли гистерезиса.

В работе также были исследованы свойства спиновых клапанов, содержащих одновременно САФ  $\text{CoFe}/\text{Ru}/\text{CoFe}$  и СФ  $\text{NiFe}/\text{Ru}/\text{NiFe}$ , композиций  $\text{Ta}(50)/\text{NiFe}(30)/\text{Ru}(t_{\text{Ru}})/\text{NiFe}(15)/\text{CoFe}(35)/\text{Cu}(25)/\text{CoFe}(35)/\text{Ru}(8)/\text{CoFe}(30)/\text{FeMn}(100)/\text{Ta}(20)$  (первая серия) и  $\text{Ta}(50)/\text{NiFe}(25)/\text{Ru}(t_{\text{Ru}})/\text{NiFe}(35)/\text{CoFe}(35)/\text{Cu}(28)/\text{CoFe}(35)/\text{Ru}(8)/\text{CoFe}(30)/\text{FeMn}(100)/\text{Ta}(50)$  (вторая серия). В данных спиновых клапанах варьировалась толщина прослойки Ru в свободном слое ( $t_{\text{Ru}}=8, 10, 11, 12, 14 \text{ \AA}$ ), с целью уменьшения сдвига низкополевой петли гистерезиса при сохранении величины магниторезистивной чувствительности.

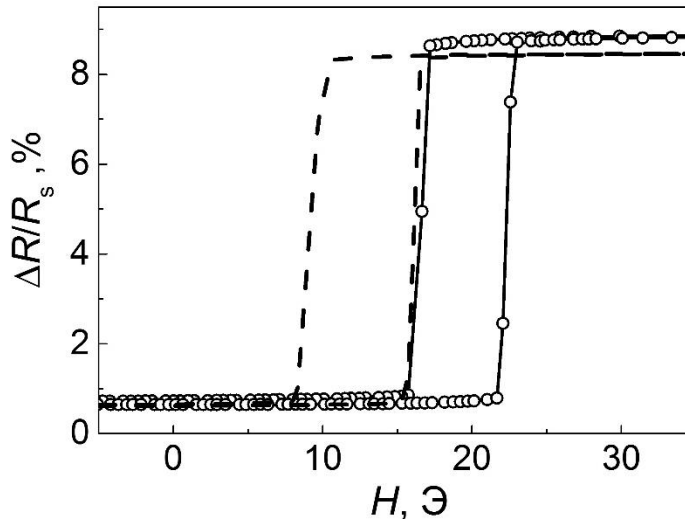


Рисунок 72 - Низкополевые части магниторезистивных кривых для спинового клапана содержащего (пунктирная линия) и не содержащего (линия с символами) СФ в свободном слое.

Полевые зависимости магнитосопротивления спиновых клапанов с толщиной прослойки Ru 8 и 12 Å и с коллинеарным расположением осей анизотропии (ООА || ОЛН) изображены на рисунке 73. Кривая, показанная на рисунке сплошной линией, является типичной для серии спиновых клапанов с толщиной рутения  $t_{\text{Ru}} = 11, 12$  и  $14$  Å. Характерной особенностью  $\Delta R/R_s(H)$  зависимостей, полученных для образцов с толщиной слоя рутения  $t_{\text{Ru}} = 8$  и  $10$  Å является наличие дополнительных пиков, которые проявляются в полях  $-2100$  и  $2100$  Э при  $t_{\text{Ru}} = 8$  Å (пунктирная линия на рисунке 73) и в полях  $-600$  и  $600$  Э при  $t_{\text{Ru}} = 10$  Å. Можно предположить, что эти дополнительные пики появляются при изменении упорядочения намагниченностей ферромагнитных слоев в обменно-связанной структуре NiFe/Ru/NiFe. Величина характерного поля, в котором появляются дополнительные пики, зависит от того, насколько сильно антиферромагнитное обменное взаимодействие через прослойку Ru. При  $t_{\text{Ru}} = 8$  Å это взаимодействие является более сильным и, дополнительные пики наблюдаются в больших полях.

Известно, что максимум антиферромагнитного взаимодействия наблюдается при толщинах Ru 8–10 Å. Затем при увеличении толщины слоя рутения происходит ослабление взаимодействия и антиферромагнитный обмен переходит в ферромагнитный, максимум которого наблюдается при  $t_{\text{Ru}}$  близкой к 12 Å. Дальнейшее увеличение толщины немагнитной прослойки приводит к обратному переходу от ферромагнитного к антиферромагнитному обменному взаимодействию [45], [142].

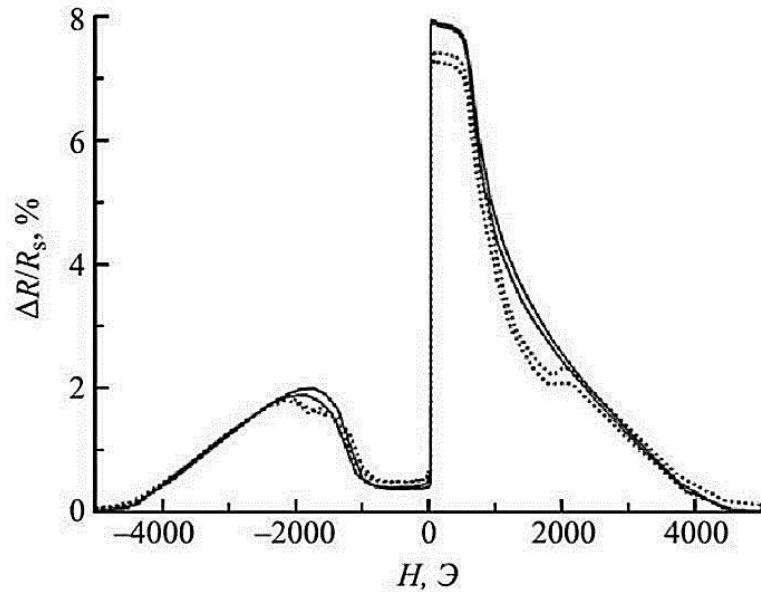


Рисунок 73 - Полевые зависимости магнитосопротивления спиновых клапанов (№1) с  $t_{\text{Ru}} = 8 \text{ \AA}$  (пунктирная линия) и  $t_{\text{Ru}} = 12 \text{ \AA}$  (сплошная линия).

На рисунке 74 показаны низкополевые части магниторезистивных кривых спиновых клапанов с конфигурацией ООА || ОЛН и разными толщинами слоя Ru в свободном слое: в верхней части рисунка представлены полевые зависимости магнитосопротивления для  $t_{\text{Ru}} = 11, 12$  и  $14 \text{ \AA}$ , а в нижней части для  $t_{\text{Ru}} = 8$  и  $10 \text{ \AA}$ . Видно, что при  $t_{\text{Ru}} = 8$  и  $10 \text{ \AA}$  сдвиг петель гистерезиса от  $H = 0$  больше, чем при  $t_{\text{Ru}} = 11, 12$  и  $14 \text{ \AA}$ . А именно,  $H_J$  составляет  $10.1\text{--}10.5 \text{ \AA}$  для кривых в верхней половине рисунка и  $H_J = 17.4$  и  $18.3 \text{ \AA}$  – в нижней. Наблюдаемое различие в положении низкополевой петли связано с тем, что при толщинах Ru  $8$  и  $10 \text{ \AA}$  в NiFe/Ru/NiFe имеется антиферромагнитное обменное взаимодействие, а при толщине Ru  $11, 12, 14 \text{ \AA}$  – ферромагнитное. Изменение магнитного упорядочения в структуре ФМ1/Ru/ФМ2 с антиферромагнитного на ферромагнитное приводит к увеличению эффективного магнитного момента структуры. При уменьшении положительного магнитного поля вблизи  $H = 0$  межслойное взаимодействие поворачивает намагниченность слоя ФМ2 сонаправленно с намагниченностью слоя ФМ1 и противоположно направлению приложенного поля. В таком случае, чем больше суммарный магнитный момент структуры ФМ1/Ru/ФМ2, тем в меньшем поле произойдет поворот намагниченности, и, таким образом, тем меньше будет сдвиг низкополевой петли гистерезиса.



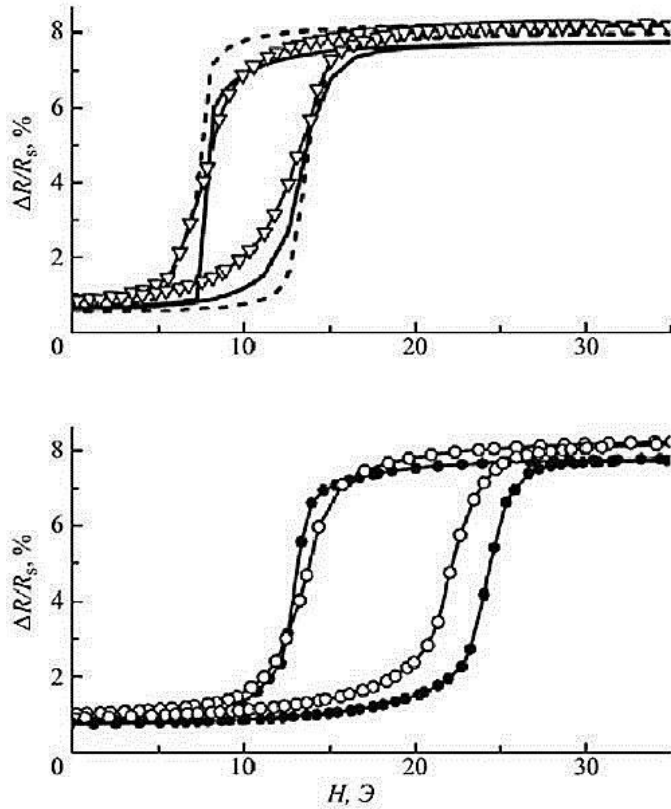


Рисунок 74 - Низкополевые части магниторезистивных кривых для спиновых клапанов (№1) с  $t_{Ru}$ : 11 Å (штриховая линия), 12 Å (сплошная линия) и 14 Å (линия с треугольниками) для верхнего графика; 8 Å (линия и светлые круги) и 10 Å (линия и темные круги) для нижнего графика.

Приведенные выше полевые зависимости магнитосопротивления измерены для спиновых клапанов с коллинеарным взаимным расположением осей анизотропии, и поэтому во всех случаях при перемагничивании свободного слоя присутствует значительный гистерезис. При этом наблюдается следующая тенденция. Средняя величина  $H_c$  для магниторезистивных кривых в верхней части рисунка 74 меньше, чем для кривых на нижней половине рисунка.

Для уменьшения ширины низкополевой петли гистерезиса в спиновых клапанах была сформирована ООА⊥ОЛН конфигурация магнитной анизотропии посредством ТМО в поле, превышающем поле магнитного насыщения  $H \geq H_{sat}$ , приложенном перпендикулярно ОЛН. После формирования взаимно перпендикулярного расположения ООА и ОЛН для всех спиновых клапанов, имеющих разные толщины слоя Ru, было получено значительное ослабление гистерезиса до  $H_c = (1-3)$  Э. При этом зависимость сдвига низкополевой петли гистерезиса ( $H_f$ ) из  $H=0$  от толщины прослойки Ru стала более заметной. На рисунке 75 показаны низкополевые части магниторезистивных кривых для спиновых клапанов с  $t_{Ru} = 8, 11$  и 14 Å. Видно, что по-прежнему минимальному сдвигу низкополевой петли гистерезиса соответствует толщина  $t_{Ru} = 14$  Å и ферромагнитное обменное взаимодействие слоев в СФ, максимальному сдвигу

соответствует  $t_{Ru} = 8 \text{ \AA}$  и антиферромагнитное обменное взаимодействие. Та же тенденция прослеживается и на рисунке 76, где приведены зависимости значений  $H_J$  и магниторезистивной чувствительности спинового клапана от толщины слоя рутения. Важно заметить, что в данном случае уменьшение сдвига низкополевой петли гистерезиса не сопровождается каким-либо снижением магниторезистивной чувствительности. Напротив, при увеличении толщины Ru и уменьшении  $H_J$  магниторезистивная чувствительность возрастает.

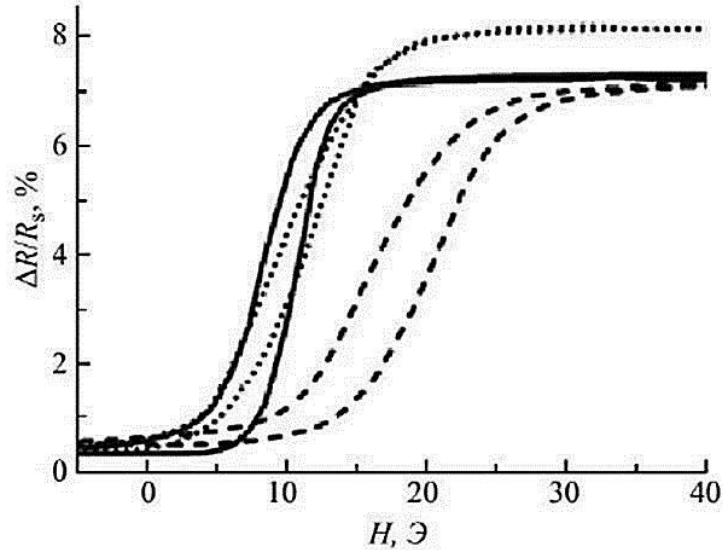


Рисунок 75 - Низкополевые части магниторезистивных кривых для спиновых клапанов (№1) с  $t_{Ru}$ : 8 Å (штриховая), 11 Å (пунктирная) и 14 Å (сплошная линии).

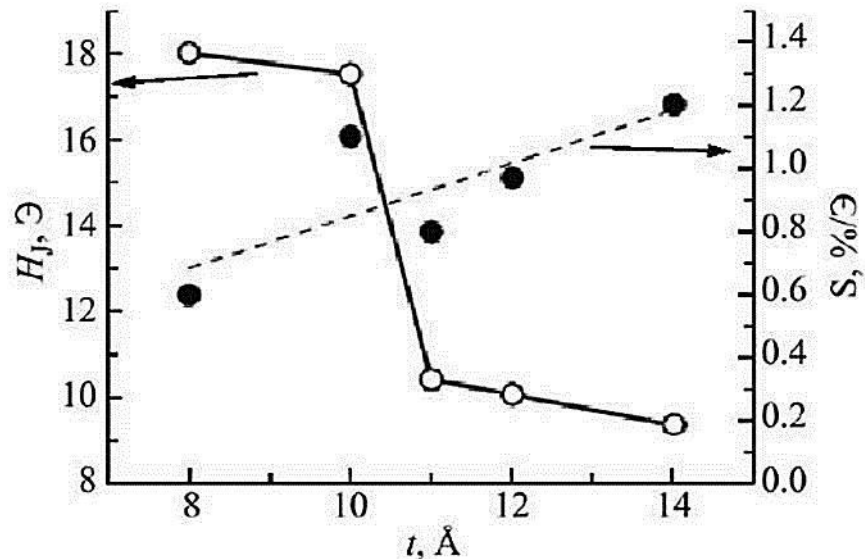


Рисунок 76 - Зависимость значений поля межслойного взаимодействия (светлые символы) и магниторезистивной чувствительности (темные символы) от  $t_{Ru}$  в СФ спинового клапана (№1) с ООА  $\perp$  ОЛН конфигурацией.

Для спиновых клапанов второй серии с разной толщиной слоя Ru в свободном слое были проведены измерения полевых зависимостей магнитосопротивления и намагниченности. На рисунке 77 показана зависимость сдвига низкополевой петли гистерезиса  $H_J$  от толщины слоя рутения в свободном слое для серии спиновых клапанов с ООА||ОЛН. Отметим, что величина максимального магнитосопротивления спиновых клапанов была примерно одинаковой (7.5–8%), независимо от толщины прослойки рутения. Видно, что при изменении толщины слоя Ru от 7 до 12 Å происходит уменьшение сдвига низкополевой петли, а при дальнейшем увеличении  $t_{Ru}$  от 12 до 16 Å величина  $H_J$  возрастает. По-видимому, происходящее при этом изменение упорядочения намагниченностей разделенных рутением слоев приводит к соответствующим изменениям суммарного магнитного момента свободного слоя и, как результат, интервала полей, в котором происходит перемагничивание свободного слоя.

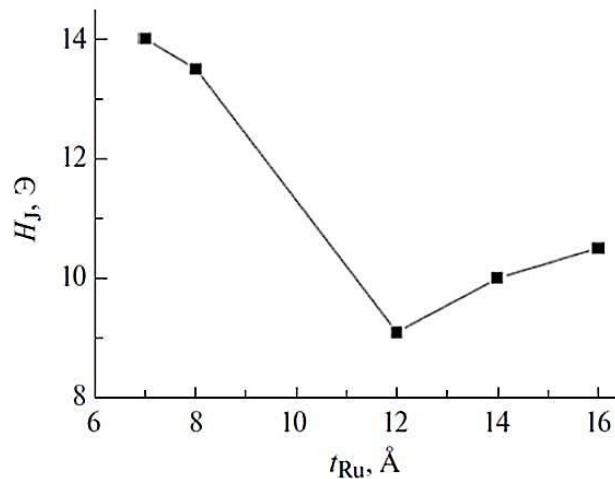


Рисунок 77 - Зависимость сдвига низкополевой петли гистерезиса от  $t_{Ru}$  в свободном слое спиновых клапанов (№2).

На рисунках 78 и 79 представлены низкополевые петли гистерезиса магнитосопротивления и намагниченности, измеренные для спиновых клапанов с  $t_{Ru} = 7$  и 12 Å. Из сравнения этих графиков видно, что положения центра петель гистерезиса магнитосопротивления и намагниченности, соответствующих одинаковой толщине слоя Ru, совпадают. Важно отметить, что высота петель гистерезиса намагниченности для образцов с  $t_{Ru} = 7$  и 12 Å неодинакова. Это объясняется тем, что в малых полях в случае антиферромагнитного обменного взаимодействия ( $t_{Ru} = 7$  Å) намагниченности разделенных рутением частей свободного слоя антипараллельны и, суммарная намагниченность свободного слоя меньше, чем в случае ферромагнитного упорядочения намагниченностей ( $t_{Ru} = 12$  Å). Отметим, что в свободном слое спинового клапана NiFe(25)/Ru( $t_{Ru}$ )/NiFe(35)/CoFe(35) суммарный магнитный момент слоев NiFe(35)/CoFe(35) существенно больше магнитного момента слоя NiFe(25). Причина состоит не только в различии толщин этих слоев, но и в том,

что для сплава  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  удельная намагниченность насыщения составляет  $165 \text{ Гс} \times \text{см}^3/\text{г}$ , а для  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  –  $98 \text{ Гс} \times \text{см}^3/\text{г}$  [143]. Поэтому при изменении ориентации намагниченностей слоев  $\text{NiFe}(35)/\text{CoFe}(35)$  и  $\text{NiFe}(25)$  с параллельной на антипараллельную происходит лишь незначительное изменение высоты петли гистерезиса.

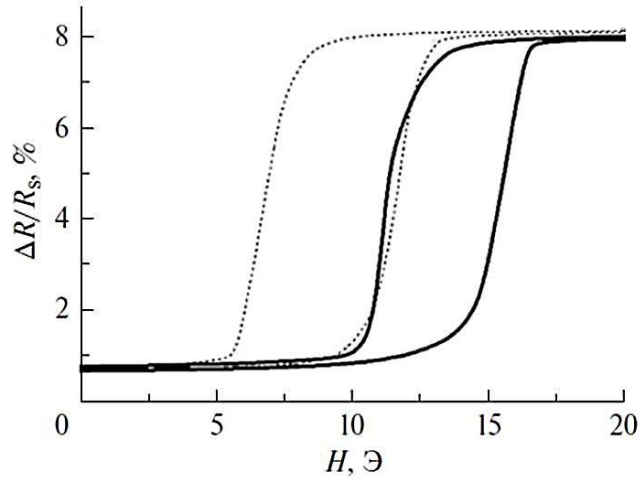


Рисунок 78 - Низкополевые части магниторезистивных кривых для спиновых клапанов (№2) с толщинами  $t_{\text{Ru}} = 7$  и  $12 \text{ \AA}$  в свободном слое (сплошная и штриховая линии соответственно).

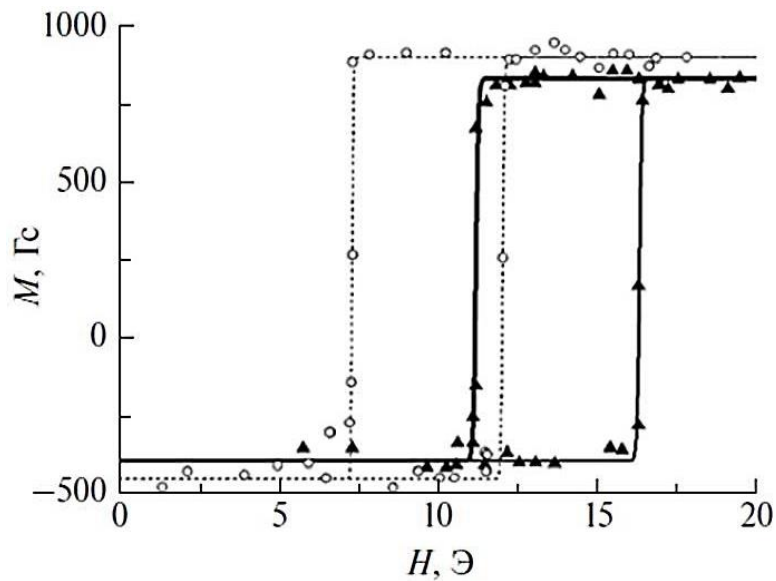


Рисунок 79 - Низкополевые части полевых зависимостей намагниченности для спиновых клапанов (№2) с толщинами  $t_{\text{Ru}} = 7$  и  $12 \text{ \AA}$  в свободном слое (темные и светлые символы, соответственно).

Таким образом, показано, что введение синтетического ферромагнетика  $\text{NiFe}/\text{Ru}/\text{NiFe}$  в состав свободного слоя спиновых клапанов с САФ позволяет управлять сдвигом низкополевой петли гистерезиса путем варьирования толщины прослойки рутения. Увеличение толщины

прослойки Ru в свободном слое приводит к увеличению магниторезистивной чувствительности спинового клапана.

#### 4.6 Выводы к главе 4

Показано, что спиновые клапаны с СФ в свободном слое и САФ в закрепленном слое демонстрируют температурную стабильность таких характеристик как величина максимального магнитосопротивления, магниторезистивной чувствительности, поля обменного сдвига при повышении температуры до 100°C.

Нагрев при температуре, превышающей температуру блокировки, и последующее охлаждение в поле  $H_{sf}$ , соответствующем спин-флоп состоянию САФ, и приложенном параллельно ОЛН, формируют в спиновых клапанах и двойных спиновых клапанах с САФ скрещенную конфигурацию осей магнитной анизотропии, при которой происходит существенное ослабление гистерезиса перемагничивания свободного слоя. Показано, что при переходе в спин-флоп состояние в образце могут формироваться две магнитные фазы с противоположным направлением осей однонаправленной анизотропии. Энергетическая эквивалентность двух возможных спин-флоп состояний нарушается при отклонении поля  $H_{sf}$  от любого из направлений анизотропии в спиновом клапане. Термомагнитная обработка в однофазном спин-флоп состоянии САФ позволяет получить магниточувствительный материал с безгистерезисной полевой зависимостью магнитосопротивления.

Показано, что изменение толщины прослойки рутения в синтетическом ферромагнетике, входящем в состав свободного слоя спинового клапана, позволяет управлять положением низкополевой петли гистерезиса. Эффективное уменьшение сдвига низкополевой петли происходит при изменении толщины слоя рутения от соответствующей антиферромагнитному ( $t_{Ru} = 8 \text{ \AA}$ ) до соответствующей ферромагнитному ( $t_{Ru} = 14 \text{ \AA}$ ) обменному взаимодействию между слоями NiFe.

Результаты, изложенные в данной главе, опубликованы в работах [144 -149].

## **5 СВОЙСТВА МИКРООБЪЕКТОВ, ИЗГОТОВЛЕННЫХ ИЗ СПИНОВЫХ КЛАПАНОВ С СИНТЕТИЧЕСКИМИ ФЕРРИМАГНЕТИКАМИ CoFe/Ru/CoFe И NiFe/Ru/NiFe**

### **5.1 Постановка задачи**

В четвертой главе были исследованы свойства спиновых клапанов миллиметровой величины, определены толщины слоев в синтетическом ферримагнетике и условия последующей термомагнитной обработки спиновых клапанов, позволяющие получить структуры с характеристиками, представляющими интерес для практических приложений.

Однако, уменьшение геометрических размеров образца до микроскопического масштаба влияет на характер перемагничивания спинового клапана и его магниторезистивные характеристики, как было показано в работах [150, 151]. Кроме того, малая площадь пленки уменьшает амплитуду локальных флуктуаций направлений осей анизотропии (ООА и ОЛН) в различных участках пленки. Таким образом, если изготовить спиновый клапан микронных размеров, то определенный фиксированный угол между направлениями ООА, ОЛН и магнитным полем может быть сформирован в большей части площади пленки, по которой протекает ток.

При создании магниточувствительных элементов, как правило, используются объекты, изготовленные литографическими методами в виде полосок и меандров. Данный тип микрообъектов является составной частью конструкции многих магниточувствительных сенсоров. Важную роль на процессы намагничивания микрообъектов оказывает анизотропия формы. Например, в работах [5], [152] для меандров, изготовленных при помощи фотолитографии, показано, что поле анизотропии свободного слоя, гистерезис и величина магниторезистивного эффекта зависят от ширины полос меандра. Полученные зависимости интерпретируются с точки зрения анизотропии формы.

Описанные в главе 4 способы оптимизации функциональных характеристик спиновых клапанов в образцах макроскопических размеров были использованы для решения аналогичных задач в объектах микроскопических размеров – полосках и меандрах с отличающейся формой изгибов и имеющих разную ширину полос.

## 5.2 Магниторезистивная чувствительность и одноосная анизотропия микрополосок, изготовленных из спиновых клапанов с CoFe/Ru/CoFe

Для выяснения особенностей влияния анизотропии формы на магниторезистивную чувствительность из пленки спинового клапана композиции Ta(50)/NiFe(30)/CoFe(35)/Cu(28)/CoFe(35)/Ru(8)/CoFe(25)/FeMn(100)/Ta(20) в едином технологическом цикле методом контактной фотолитографии были приготовлены полоски длиной 7.5 мм и шириной  $w=20, 40, 70, 85$  и 100 мкм, таким образом, чтобы ОЛН, сформированная при напылении пленки спинового клапана, была направлена вдоль полосы. Полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана с коллинеарной конфигурацией осей ( $OOA \parallel OLN$ ) и в форме полосок разной ширины имели достаточно широкую низкополевую петлю гистерезиса ( $H_c \approx 15$  Э). С целью ослабления гистерезиса в полосках спинового клапана была сформирована конфигурация  $OOA \perp OLN$  посредством термомагнитной обработки двумя разными режимами, описанными в разделе 4.3: нагрев до  $T=180^\circ\text{C}$  и охлаждение до комнатной температуры в магнитном поле 1)  $H_{sf}$ , соответствующем спин-флоп состоянию CoFe/Ru/CoFe, и приложенному с небольшим отклонением от ОЛН на  $5^\circ$ ; 2) в поле  $H=9$  кЭ, превышающем поле магнитного насыщения спинового клапана с САФ, приложенном перпендикулярно ОЛН. Для краткости изложения первый режим обозначен  $H_{sf} \parallel OLN$ , второй режим -  $H \perp OLN$ .

На рисунке 80 приведены низкополевые части магниторезистивных кривых для полоски шириной 20 мкм, измеренные до и после формирования конфигурации  $OOA \perp OLN$  двумя способами ТМО. После формирования скрещенной конфигурации анизотропии, как и для образца размерами  $2 \times 8$  мм<sup>2</sup> ширина низкополевой петли гистерезиса, а также магниторезистивная чувствительность ( $S$ ) полосок спиновых клапанов уменьшилась по сравнению со значениями при коллинеарной конфигурации осей в спиновом клапане. При этом после ТМО при  $H_{sf} \parallel OLN$  и значения магниторезистивной чувствительности и ширины петли гистерезиса ниже, чем после ТМО при  $H \perp OLN$ . Аналогичные результаты получены для полосок всех исследуемых значений ширины.

Отметим, что сдвиг низкополевой петли гистерезиса перемангничивания спинового клапана от положения  $H = 0$  увеличился с ростом ширины полоски, независимо от выбранного режима ТМО. На рисунке 81 представлены зависимости  $\Delta R/R_s(H)$  для полосок разной ширины, измеренные после ТМО в поле  $H_{sf} \parallel OLN$ . Видно, что с увеличением  $w$  зависимость  $\Delta R/R_s(H)$  становится более резкой: центр петли гистерезиса сдвигается дальше от  $H=0$ , наклон петли увеличивается.

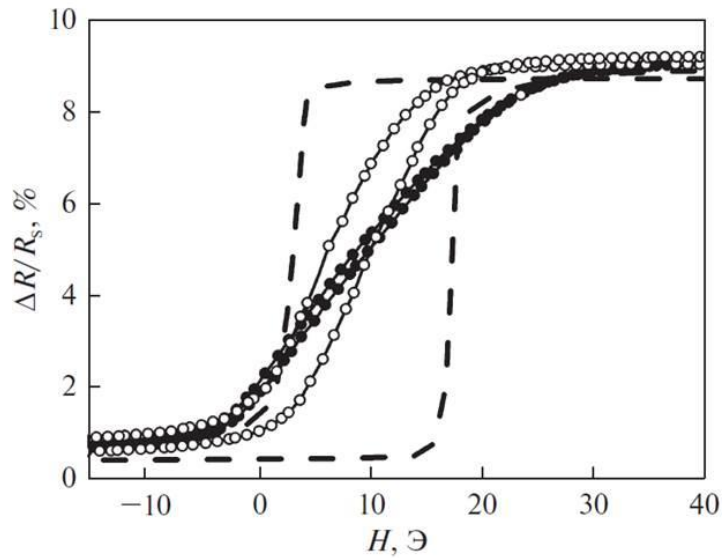


Рисунок 80 - Низкополевые части магниторезистивных кривых для полоски спинового клапана шириной  $w=20$  мкм с конфигурацией  $OOA||ОЛН$  (штриховая линия) и конфигурацией  $OOA\perp ОЛН$ , сформированной ТМО при  $\mathbf{H}_{sf} || ОЛН$  (линия с темными символами) и  $\mathbf{H}\perp ОЛН$  (линия со светлыми символами).

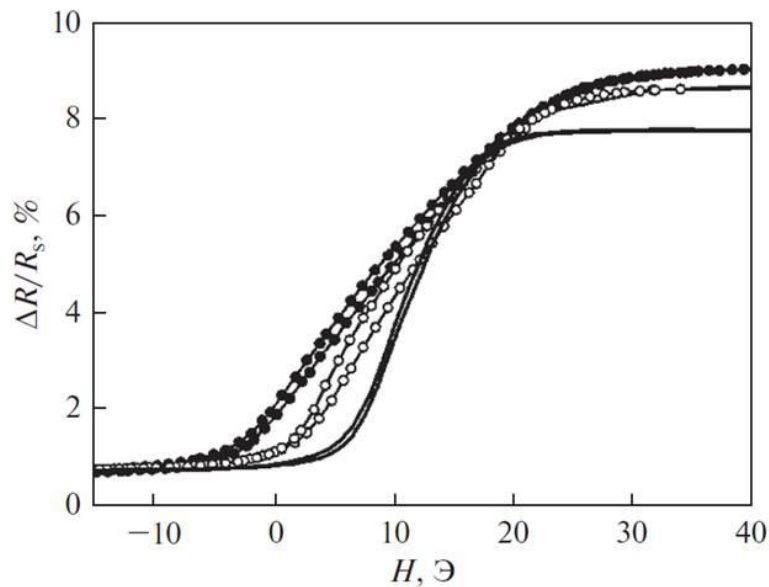


Рисунок 81 - Низкополевые части магниторезистивных кривых, измеренные после ТМО при  $\mathbf{H}_{sf} || ОЛН$  для полосок шириной 20 мкм (линия с темными символами), 70 мкм (линия со светлыми символами) и 100 мкм (сплошная линия).

На рисунке 82 указаны значения магниторезистивной чувствительности ( $S$ ) полосок спиновых клапанов разной ширины, рассчитанные до и после формирования конфигурации  $OOA\perp ОЛН$  термомагнитной обработкой двумя режимами. В серой области показаны значения  $S$ , полученные для образцов размерами  $2\times 8$  мм<sup>2</sup>. Видно, что в данном интервале изменения  $w$



наблюдается близкий к линейному рост чувствительности при увеличении ширины полосы. Как отмечалось выше, магниторезистивная чувствительность спиновых клапанов, полученная после ТМО полосок в режиме  $\mathbf{H}_{sf} \parallel \text{ОЛН}$ , ниже, чем после ТМО в режиме  $\mathbf{H} \perp \text{ОЛН}$ . Например, чувствительность для полосы  $w = 20$  мкм составляет 0.3 и 0.5%/Э и для полосы  $w = 100$  мкм достигает значений 0.6 и 1.4%/Э, соответственно указанным режимам ТМО. Отметим, что после формирования конфигурации  $\text{ООА} \perp \text{ОЛН}$  величина магниторезистивной чувствительности для микрополосок шириной 85 и 100 мкм в пределах ошибки измерения совпадает с чувствительностью образца макроскопических размеров (полоски шириной 2 мм).

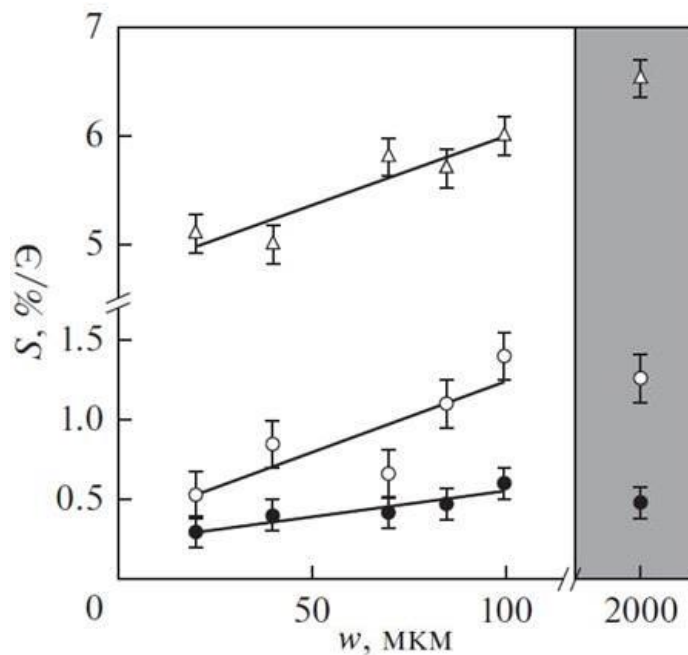


Рисунок 82 - Зависимости магниторезистивной чувствительности от ширины полосы спиновых клапанов с  $\text{ООА} \parallel \text{ОЛН}$  (треугольники) и  $\text{ООА} \perp \text{ОЛН}$  конфигурацией, сформированной ТМО при  $\mathbf{H}_{sf} \parallel \text{ОЛН}$  (темные символы) и  $\mathbf{H} \perp \text{ОЛН}$  (светлые символы).

Для интерпретации зависимостей  $S(w)$  был использован подход, примененный в работах [153, 154], где в расчете эффективного поля анизотропии учитывалось добавочное поле, зависящее от формы и размеров образца. Вклад от однонаправленной анизотропии, определяющийся закрепленным слоем, близок к нулю. Эффективное поле анизотропии в данном случае складывается из наведенной анизотропии и анизотропии формы:

$$H_{eff} = 2 \frac{K_u}{M_s} + 4\pi \frac{M_s t}{w} \quad (21)$$

где  $K_u$  – константа, характеризующая наведенную анизотропию;  $M_s$  – намагниченность в поле насыщения. В нашем случае намагниченность насыщения составляет  $M_s \approx 1000$  Гс при толщине свободного слоя спинового клапана  $t = 65$  Å. При увеличении ширины полосок от 20 до 100

мкм вклад анизотропии формы, описываемый вторым слагаемым выражения (21), уменьшается от 4.1 до 0.8 Э, что сопровождается возрастанием магниторезистивной чувствительности.

Как было показано в предыдущей главе, используемые режимы ТМО приводят к изменениям поля наведенной анизотропии в свободном слое спинового клапана, а именно: наведенная анизотропия больше, если при ТМО спинового клапана поле приложено параллельно ОЛН, а не перпендикулярно ОЛН. Соответственно зависимость  $S(w)$ , полученная для полосок спиновых клапанов после ТМО  $\mathbf{H}_{sf} \parallel$  ОЛН, сдвинута в область меньших значений чувствительности.

Однако, как показано на рисунке 80, на примере полоски шириной 20 мкм, ТМО в поле  $\mathbf{H}_{sf} \parallel$  ОЛН позволяет получить практически безгистерезисное перемагничивание свободного слоя, в то время как после ТМО в поле  $\mathbf{H} \perp$  ОЛН величина  $H_c$  составляет от 2.5 до 5.7 Э в зависимости от  $w$ . Чтобы во втором случае дополнительно уменьшить  $H_c$  до десятых долей эрстеда, после ТМО в поле  $\mathbf{H} \perp$  ОЛН при измерении характеристик полоски спиновых клапанов отклоняли на  $10^\circ$  от направления приложенного магнитного поля. На рисунке 83 представлены низкополевые части магниторезистивных кривых, измеренные в поле  $\mathbf{H} \parallel$  ООА и при повороте образца шириной 85 мкм (а именно, направления ООА, сформированного в нем) в магнитном поле на  $10^\circ$ . В первом случае получены значения  $H_c = 2.8$  Э и  $S = 1.1\%/Э$ , а при отклонении  $\mathbf{H}$  от ООА -  $H_c = 0.5$  Э и  $S = 0.8\%/Э$ . Таким образом, ширина низкополевой петли уменьшилась значительно при сохранении величины максимального магнитосопротивления и незначительном снижении магниторезистивной чувствительности.

Таким образом, из серии исследованных микрополосок, изготовленных из пленки спинового клапана с СФ CoFe/Ru/CoFe, лучшие характеристики имела полоска шириной 85 мкм, длиной 7.5 мм и электросопротивлением 0.5 кОм. Для микрообъекта получена почти безгистерезисная полевая зависимость магнитосопротивления. В полях от 5 до 15 Э данная зависимость близка к линейной, магниторезистивная чувствительность составляет 1.1%/Э при максимальном магнитосопротивлении 9%.

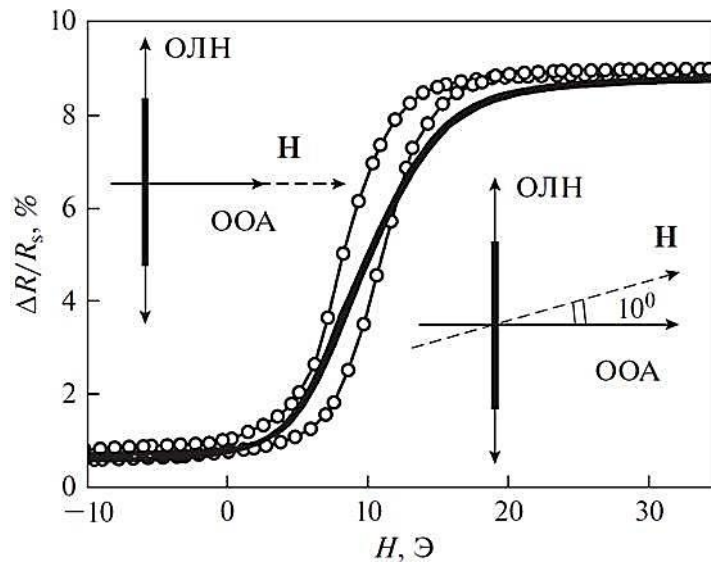


Рисунок 83 - Низкополевые части магниторезистивных кривых для полоски спинового клапана  $w=85$  мкм, измеренные после ТМО при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{OOLN}$  в поле, приложенном параллельно ООА (светлые символы) и в поле, отклоненном от ООА (линия). Вставки: схема измерения для первого (слева) и второго (справа) случаев, соответственно.

### 5.3 Управление смещением низкополевой петли гистерезиса микрополосок спинового клапана

Для микрообъектов, имеющих форму полосок, уменьшение ширины полоски сопровождается сдвигом низкополевой петли гистерезиса в направлении к  $H = 0$  и снижением магниторезистивной чувствительности. Если центр низкополевой петли гистерезиса  $H_I = 0$ , то полевая зависимость магнитосопротивления является нечетной относительно значения сопротивления  $R(H=0)$ . Магниточувствительный материал, сочетающий нечетную, линейную зависимость  $\Delta R/R_s(H)$  и высокую магниторезистивную чувствительность востребован для практических приложений магнитоэлектроники, так как позволяет измерять слабые магнитные поля вблизи  $H = 0$ .

Для выяснения особенностей влияния анизотропии формы на сдвиг низкополевой петли гистерезиса и магниторезистивную чувствительность спиновых клапанов, содержащих синтетический ферритмагнетик в свободном слое, изготовлены микрообъекты в форме прямоугольников размерами  $l \times w$ , при фиксированной длине  $l = 60$  мкм и различных значениях ширины  $w = 4, 8, 16, 20, 60$  и  $80$  мкм (рисунок 84). Для изготовления микрообъектов методами литографии был выбран спиновый клапан с СФ NiFe/Ru/NiFe в свободном слое и САФ CoFe/Ru/CoFe в закрепленном слое композиции Ta(50)/NiFe(30)/Ru(14)/NiFe(15)/CoFe(35)/Cu(25)/CoFe(35)/Ru(8)/CoFe(30)/FeMn(100)/Ta(20).

Толщина прослойки рутения  $14 \text{ \AA}$  для образца размерами  $2 \times 8 \text{ мм}^2$  позволила получить самое малое смещение низкополевой петли гистерезиса от  $H = 0$  (раздел 4.5). После изготовления полосок во всех микрообъектах была сформирована конфигурация  $\text{ООА} \perp \text{ОЛН}$  магнитной анизотропии посредством ТМО при  $\mathbf{H} \perp \text{ОЛН}$ . При этом ОЛН была направлена вдоль длинной стороны полосы  $l$ , и ООА – вдоль стороны  $w$ . После измерения полевых зависимостей магнитосопротивления микрообъектов спиновых клапанов с шириной  $w$  от 80 до 8 мкм максимальное магнитосопротивление составляло около 8%. При  $w = 4 \text{ мкм}$  величина  $(\Delta R/R_s)_{\text{max}}$  снизилась до 7%. Возможной причиной этого уменьшения является низкая коррозионная стойкость антиферромагнитного сплава FeMn [25], используемого в исследуемых спиновых клапанах. Поэтому велика вероятность повреждения слоя антиферромагнетика в процессе изготовления микрополосок малой ширины литографическими методами.

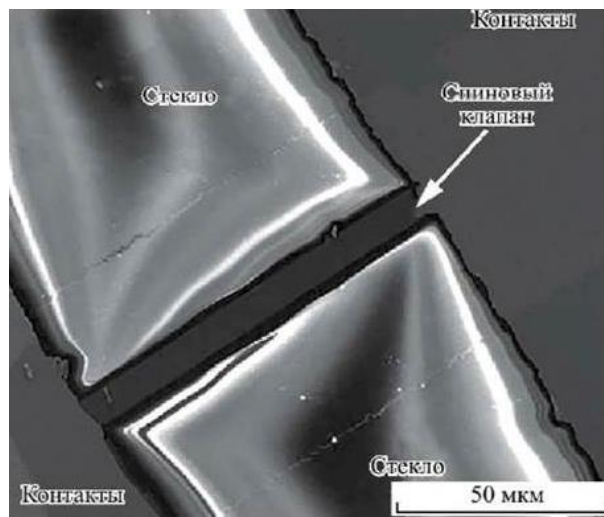


Рисунок 84 - Изображение микрообъекта  $60 \text{ мкм} \times 8 \text{ мкм}$  и контактных площадок, полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа.

На рисунке 85 показана зависимость магниторезистивной чувствительности от ширины микрообъектов, изготовленных из спиновых клапанов. Видно, что с уменьшением ширины  $w$  происходит снижение магниторезистивной чувствительности. Неизбежное снижение магниторезистивной чувствительности, обусловленное анизотропией формы, сопровождается сдвигом низкополевой петли гистерезиса в направлении к  $H = 0$ . На рисунке 86 показана зависимость сдвига низкополевой петли  $H_J$  от  $w$ . При ширине микрообъекта менее чем 12 мкм  $H_J$  резко уменьшается. При  $w = 4 \text{ мкм}$  центр петли гистерезиса совпадает с  $H = 0$ , и полевая зависимость магнитосопротивления спинового клапана становится нечетной.

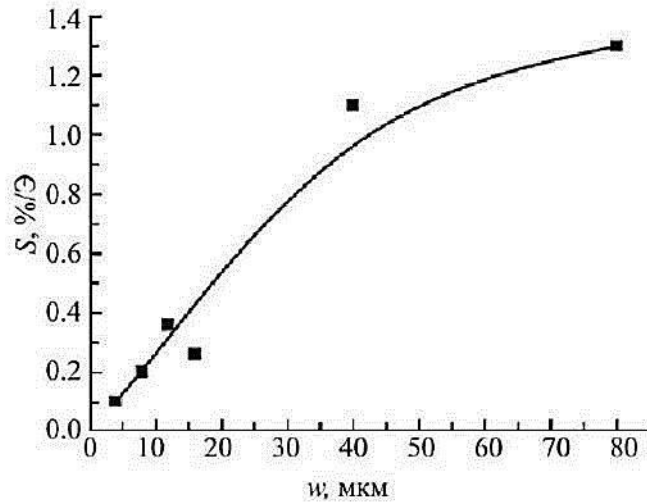


Рисунок 85 - Зависимость магниторезистивной чувствительности от ширины микрополоски, изготовленной из спинового клапана.

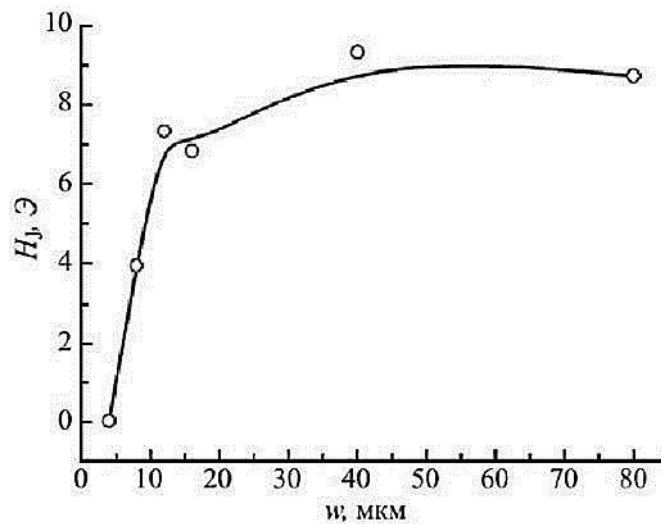


Рисунок 86 - Зависимость значений поля смещения низкополевой петли гистерезиса от ширины микрополоски.

На рисунке 87 представлены низкополевые части магниторезистивных кривых для микрообъектов шириной 4, 8 и 80 мкм. При  $w = 8$  и 80 мкм зависимости  $\Delta R/R_s(H)$  являются практически безгистерезисными ( $H_c < 1$  Э). Наибольшей магниторезистивной чувствительностью (1.3%/Э) обладает микрообъект шириной 80 мкм. При  $w = 4$  мкм зависимость является строго нечетной, магниторезистивная чувствительность составляет 0.1%/Э и  $H_c = 3$  Э. Оптимальным сочетанием характеристик обладает микрополоска шириной 8 мкм: зависимость  $\Delta R/R_s(H)$  близка к нечетной,  $H_c = 0.2$  Э и  $S = 0.2\%/Э$  при максимальном магнитосопротивлении 8.2%.

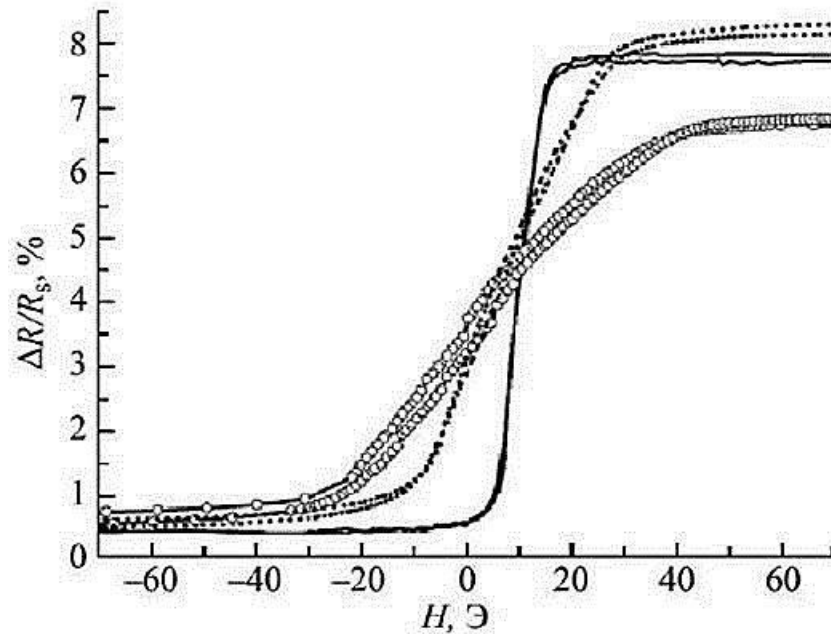


Рисунок 87 - Низкополевые части магниторезистивных кривых для микрообъектов с шириной 4 мкм (светлые символы), 8 мкм (пунктирная линия) и 80 мкм (линия).

Таким образом, для объектов микронных размеров, имеющих форму полосок, изготовленных из спиновых клапанов с СФ NiFe/Ru/NiFe в свободном слое и с САФ CoFe/Ru/CoFe в закрепленном слое, отмечено уменьшение сдвига низкополевой петли гистерезиса и снижение магниторезистивной чувствительности при уменьшении ширины микрополоски. Изготовленные микрообъекты сочетают нечетность полевой зависимости магнитосопротивления, практически отсутствующий гистерезис перемагничивания, высокие значения магниторезистивной чувствительности и величины магнитосопротивления.

#### 5.4 Управление характеристиками спиновых клапанов в форме меандра

Меандр является наиболее часто используемой в микроэлектронике формой сенсорного элемента, так как позволяет изготовить датчик, обладающий достаточно большим электросопротивлением. Корреляция между изменением сдвига и наклона низкополевой петли гистерезиса при сужении полоски исследована для меандров, изготовленных из спиновых клапанов с СФ NiFe/Ru/NiFe в свободном слое и САФ CoFe/Ru/CoFe в закрепленном слое: Ta(50)/NiFe(25)/Ru( $t_{Ru}$ )/NiFe(35)/CoFe(35)/Cu( $t_{Cu}$ )/CoFe(35)/Ru(8)/CoFe(30)/FeMn(100)/Ta(50). В процессе литографии меандры (рисунок 88) формировали так, чтобы ОЛН была направлена вдоль полоски. После этого при помощи термомагнитной обработки в спиновых клапанах получена конфигурация: ООА перпендикулярна ОЛН и полоске меандра.

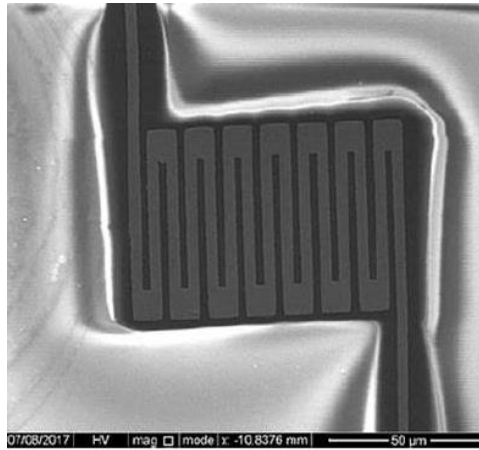


Рисунок 88 - Изображение меандра с шириной полос 4 мкм, полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа.

Известно, что увеличение толщины прослойки меди в спиновых клапанах приводит к уменьшению сдвига низкополевой петли гистерезиса от  $H = 0$  и уменьшению наклона петли [36], т.е. к повышению магниторезистивной чувствительности. Для выяснения корреляции между сдвигом и наклоном низкополевой петли гистерезиса для микрообъектов с разной шириной полосок изготовленные образцы были разделены на две серии:

1) меандры на основе спиновых клапанов с толщиной слоя меди  $32 \text{ \AA}$  и разными толщинами слоя рутения ( $t_{\text{Ru}} = 7$  и  $12 \text{ \AA}$ ) в свободном слое, соответствующие антиферромагнитному и ферромагнитному обменному взаимодействию слоев NiFe через Ru;

2) меандры на основе спиновых клапанов с толщиной слоя рутения  $12 \text{ \AA}$ , соответствующей минимальному сдвигу петли гистерезиса от  $H = 0$ , и разными толщинами слоя меди ( $t_{\text{Cu}} = 28, 32$  и  $36 \text{ \AA}$ ).

Полевые зависимости магнитосопротивления были измерены в широком диапазоне полей, а также и в малом (рабочем) интервале полей, в котором зависимость  $R(H)$  близка к линейной. Зависимости значений  $H_J$  и  $S$  от ширины полос меандров, полученные для двух серий образцов, показаны на рисунке 89. Видно, что для всех меандров при уменьшении ширины полосок наблюдается снижение чувствительности и уменьшение  $H_J$ . Для разных значений ширины полосок спиновые клапаны с  $t_{\text{Ru}} = 7 \text{ \AA}$  обладают наибольшей чувствительностью, однако, при этом и наибольшим сдвигом от  $H = 0$  (темные квадраты на рисунке 89).

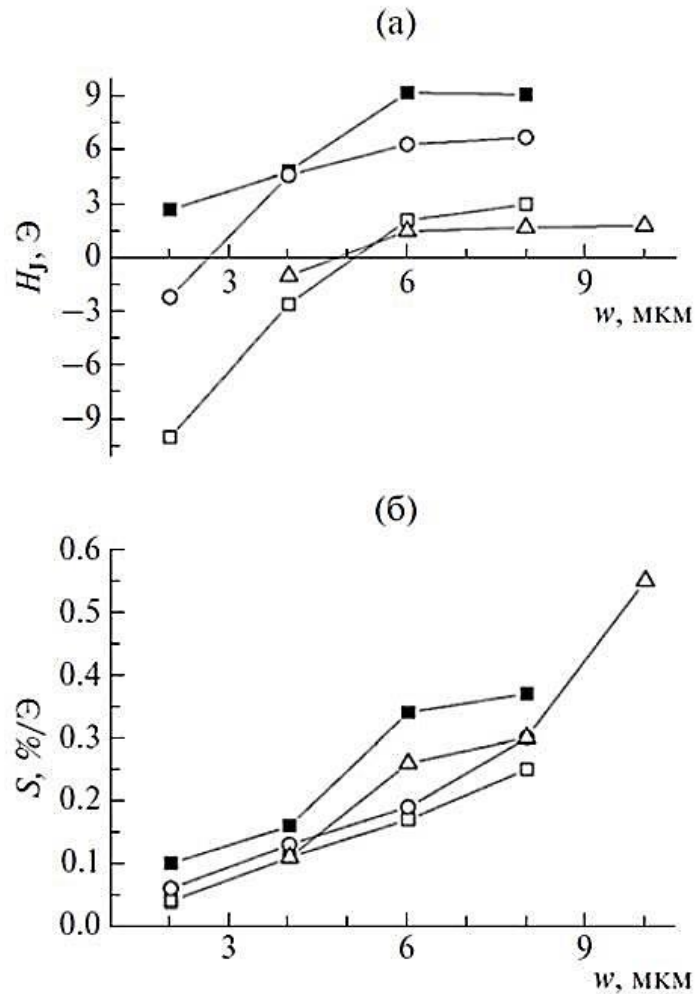


Рисунок 89 - Зависимости сдвига низкополевой петли гистерезиса (а) и магниторезистивной чувствительности (б) от ширины полос меандра для спиновых клапанов с толщинами  $t_{Ru} = 7$  и  $12 \text{ \AA}$  (темные и светлые символы, соответственно) и толщинами  $t_{Cu} = 28, 32$  и  $36 \text{ \AA}$  (круги, квадраты и треугольники соответственно).

Взаимодействие между свободным и закрепленным слоем в спиновых клапанах зависит от толщины немагнитного медного слоя. Чем больше  $t_{Cu}$ , тем слабее межслойное взаимодействие между свободным и закрепленным слоями в спиновом клапане и, соответственно, меньше сдвиг низкополевой петли гистерезиса [36]. Для образцов с разной толщиной меди при уменьшении ширины полосок меандра условие  $H_J \approx 0$  реализуется при разных величинах  $w$ . При толщинах слоя меди  $t_{Cu} = 28$  и  $32 \text{ \AA}$  величина  $H_J$  ближе всего к нулю при  $w = 2$  и  $6 \text{ мкм}$ , соответственно. Для меандров с толщиной слоя меди  $t_{Cu} = 36 \text{ \AA}$  сдвиг низкополевой петли гистерезиса достаточно мал ( $H_J = 1.9 \text{ Э}$ ) уже при  $w = 10 \text{ мкм}$ , причем дальнейшее сужение полосок приводит лишь к незначительному уменьшению  $H_J$ . Важно отметить, что для образцов с разными толщинами слоя меди при уменьшении ширины полоски меандра наблюдается практически одинаковое снижение чувствительности (рисунок 89). Таким



образом, для трех вышеупомянутых меандров со следующими параметрами: 1)  $t_{\text{Cu}} = 28 \text{ \AA}$  и  $w = 2 \text{ мкм}$ ; 2)  $t_{\text{Cu}} = 32 \text{ \AA}$  и  $w = 6 \text{ мкм}$  и 3)  $t_{\text{Cu}} = 36 \text{ \AA}$  и  $w = 10 \text{ мкм}$  чувствительность составляет  $S = 0.06, 0.25$  и  $0.60\%/Э$  соответственно. Отметим, что для датчиков магнитного поля с нечетной рабочей характеристикой такая чувствительность является высокой. Например, для элементов субмикронных размеров [78] чувствительность  $0.28\text{--}0.37\%/Э$  была получена лишь при использовании специальных концентраторов, усиливающих магнитный поток.

На рисунке 90 показаны измеренные в малых полях магниторезистивные кривые для вышеупомянутых трех спиновых клапанов. Максимальной чувствительностью обладает меандр с исходно малым сдвигом низкополевой петли гистерезиса, полученным благодаря выбору толщин рутения и меди  $t_{\text{Ru}} = 12 \text{ \AA}$  и  $t_{\text{Cu}} = 36 \text{ \AA}$ . Полученные  $\Delta R/R_s(H)$  зависимости не являются безгистерезисными, возможно потому, что  $\text{ООА} \perp \text{ОЛН}$  конфигурация была сформирована ТМО в режиме  $\mathbf{H} \perp \text{ОЛН}$ . Ширина петли гистерезиса на полувысоте для меандров составила  $H_c = 3.0, 4.0$  и  $3.3 \text{ Э}$ , а электрическое сопротивление  $4.7, 1.2$  и  $0.5 \text{ кОм}$  при ширине полосок  $w = 2, 6$  и  $10 \text{ мкм}$ , соответственно.

Таким образом, из пленок спиновых клапанов с исходно малым сдвигом петли перемангничивания свободного слоя изготовлены сенсорные элементы (меандры), сочетающие нечетность и высокую чувствительность к изменению магнитного поля вблизи  $H=0$ .

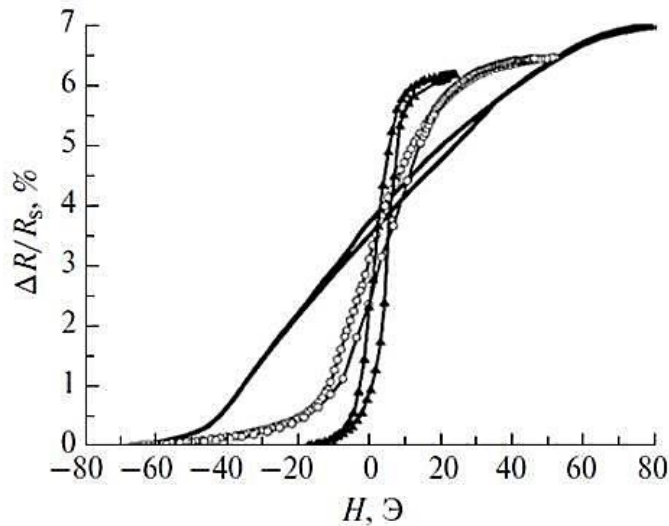


Рисунок 90 - Полевые зависимости магнитосопротивления спиновых клапанов с  $t_{\text{Ru}} = 12 \text{ \AA}$ , изготовленных в форме меандров с шириной полос  $w = 2 \text{ мкм}$  и  $t_{\text{Cu}} = 28 \text{ \AA}$  (линия),  $w = 6 \text{ мкм}$  и  $t_{\text{Cu}} = 32 \text{ \AA}$  (светлые символы) и  $w = 10 \text{ мкм}$  и  $t_{\text{Cu}} = 36 \text{ \AA}$  (темные символы).

## 5.5 Безгистерезисное перемагничивание спиновых клапанов в форме меандра

Ранее для микрообъектов, имеющих форму полосок, получены полевые зависимости магнитосопротивления с практически отсутствующим гистерезисом ( $H_c < 1$  Э) (раздел 5.3). Если же микрообъект имеет форму меандра то, согласно данным по визуализации доменной структуры [150], перемагничивание, как правило, происходит посредством смещения доменных стенок и является гистерезисным при любом направлении магнитного поля по отношению к осям анизотропии в спиновом клапане. Причем U-изгибы меандров и их форма не оказывают существенного влияния на поведение намагниченности и на наличие гистерезиса. В работе [155] показано, что величина гистерезиса перемагничивания зависит от взаимной ориентации направления магнитного поля и оси намагниченности полос меандра. Например, в случае  $\mathbf{H} \perp \text{ОЛН}$  изгибы меандра (U-изгибы) играют меньшую роль, что приводит к менее выраженному гистерезису. Для меандров, рассмотренных в разделе 5.4, с шириной полос  $w = 2, 6$  и  $10$  мкм ширина петли гистерезиса на полувысоте составила не более  $4.0$  Э. Целью данных исследований было установление оптимальной формы меандра, взаимного расположения осей анизотропии и композиции спинового клапана, при которых реализуется безгистерезисный режим перемагничивания свободного слоя.

Был приготовлен спиновый клапан с СФ в свободном слое NiFe/Ru/NiFe/CoFe и САФ CoFe(ФМ2)/Ru/CoFe(ФМ1)/FeMn в закрепленном слое: Ta(50)/NiFe(25)/Ru(14)/NiFe(35)/CoFe(35)/Cu(36)/CoFe(35)/Ru(8)/CoFe(30)/FeMn(100)/Ta(50). Методами литографии из пленки данного спинового клапана были изготовлены три вида меандров, которые отличались между собой длиной полос и формой U-изгибов: а) короткие полосы и широкий U-изгиб, б) длинные полосы и широкий U-изгиб, в) длинные полосы и узкий U-изгиб (рисунок 91). Ширина полос у всех меандров составляла  $10$  мкм. Использование  $t_{\text{Ru}} = 14 \text{ \AA}$  в свободном слое спинового клапана позволяет получить минимальное смещение низкополевой петли гистерезиса от  $H = 0$  [149], а для меандра с шириной полос  $10$  мкм получить сочетание нечетной характеристики и высокой магниторезистивной чувствительности [149]. В процессе литографии меандры были сформированы так, чтобы ОЛН была направлена вдоль полос. Таким образом, в изготовленных микрообъектах было реализовано следующее сочетание анизотропии формы и магнитной анизотропии: ООА  $\parallel$  ОЛН и параллельны полосам меандра. Для последующего изменения направления ООА использовали термомагнитную обработку.

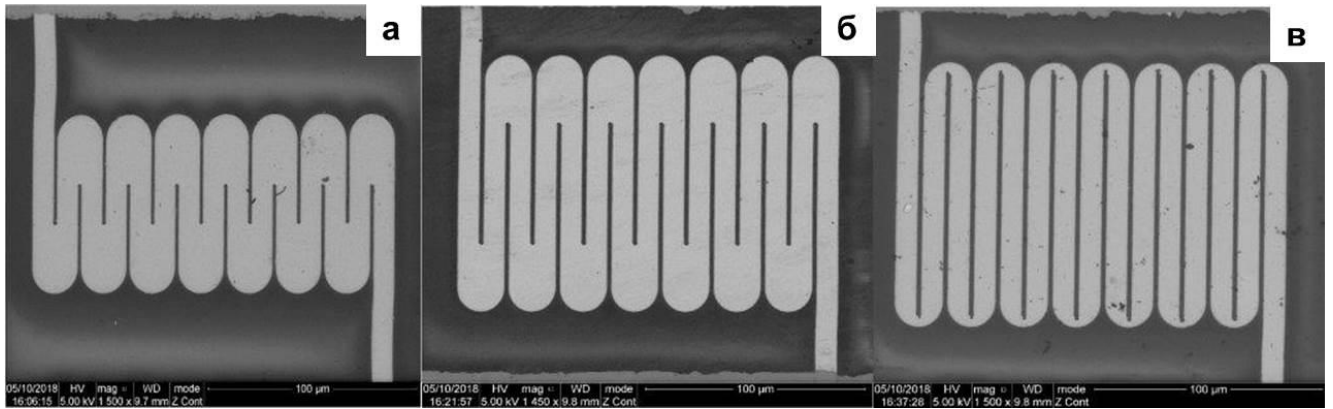


Рисунок 91 - Изображения меандров: а) короткие полосы и широкие U-изгибы, б) длинные полосы и широкие U-изгибы, в) длинные полосы и узкие U-изгибы, полученные с помощью атомно-силового микроскопа.

До проведения ТМО были получены изображения магнитной структуры меандров с помощью атомно-силового микроскопа. На рисунке 92 представлены характерные изображения меандров с широким (а) и узким (б) U-изгибом. Как можно заметить, на краях обоих образцов присутствует много неоднородностей. Но на изображении магнитной структуры меандра с широким U-изгибом имеется определённая направленность рисунка, которой не наблюдается у второго типа меандра. На прямых участках полос всех типов меандров неоднородности заметны только с краев (границ) полосок, а в ее центральных частях имеется выраженное предпочтительное направление (подобное изображению на рисунке 92 (а)). Разница в магнитной структуре у меандров с узким и широким U-изгибом, возможно, отразится на гистерезисных свойствах спинового клапана.

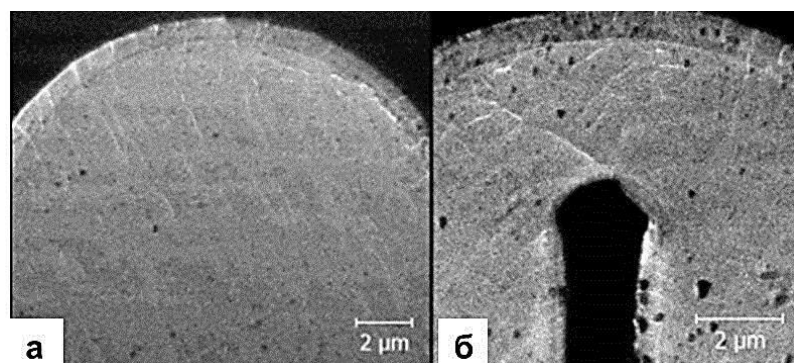


Рисунок 92 - Изображения меандров с а) широкими и б) узкими U-образными изгибами, полученные с помощью МСМ.

Изначально, для формирования ООА<sub>⊥</sub>ОЛН конфигурации в спиновых клапанах в форме меандра использовали отжиг и последующее охлаждение в магнитном поле  $H = 9$  кЭ,

приложенном перпендикулярно ОЛН. После такой ТМО перемагничивание осталось гистерезисным во всех типах меандров ( $H_c \approx 6$  Э). На рисунке 93 линией со светлыми символами показана низкополевая петля гистерезиса меандра с длинными полосами и широким U-изгибом. Линией с темными символами показана низкополевая петля гистерезиса для этого же меандра, измеренная при его отклонении (а именно, сформированной в нем ООА) в магнитном поле на малый угол ( $5 - 15^\circ$ ). Видно, что значение максимального магнитосопротивления уменьшилось от 6.5 до 5.8 %, однако перемагничивание осталось гистерезисным ( $H_c = 2$  Э). Аналогичные результаты были получены и для остальных двух типов меандров.

Второй способ изменения направления ООА - проведение ТМО в поле, приложенном параллельно ОЛН, при котором САФ находится в спин-флоп состоянии ( $H_{sf}$ ), при этом гистерезис перемагничивания свободного слоя, исходя из вышеописанных исследований, должен практически отсутствовать. Обозначим, новое направление оси однонаправленной анизотропии, сформированное при этом режиме ТМО, как ООА1.

Для оценки величины поля  $H_{sf}$  измерена полевая зависимость магнитосопротивления при температуре  $180^\circ\text{C}$  (рисунок 94), при которой обменное взаимодействие на границе  $\text{CoFe}(\text{ФМ1})/\text{FeMn}$  практически исчезает [72], а обменное взаимодействие в САФ ( $\text{CoFe}(\text{ФМ2})/\text{Ru}/\text{CoFe}(\text{ФМ1})$ ) сохраняется. На рисунке 94 схематично показаны ориентации векторов намагниченностей в ферромагнитных слоях САФ и свободного слоя спинового клапана. В поле, превышающем поле магнитного насыщения ( $|H| \geq 4$  кЭ), намагниченности всех ферромагнитных слоев направлены вдоль внешнего поля. Как только  $|H| < 4$  кЭ, векторы намагниченностей слоев ФМ2 и ФМ1 отклоняются в плоскости пленки от направления приложенного поля. Максимумы на зависимости  $\Delta R/R_s(H)$ , наблюдаемые при  $|H| \approx 0.2$  кЭ (рисунок 94), соответствуют развороту намагниченностей слоев ФМ2 и ФМ1, на угол близкий к  $180^\circ$  и отклонению от приложенного поля на угол, близкий к  $90^\circ$ . Следовательно, САФ находится в спин-флоп состоянии, и поле  $|H_{sf}| = 0.2$  кЭ.

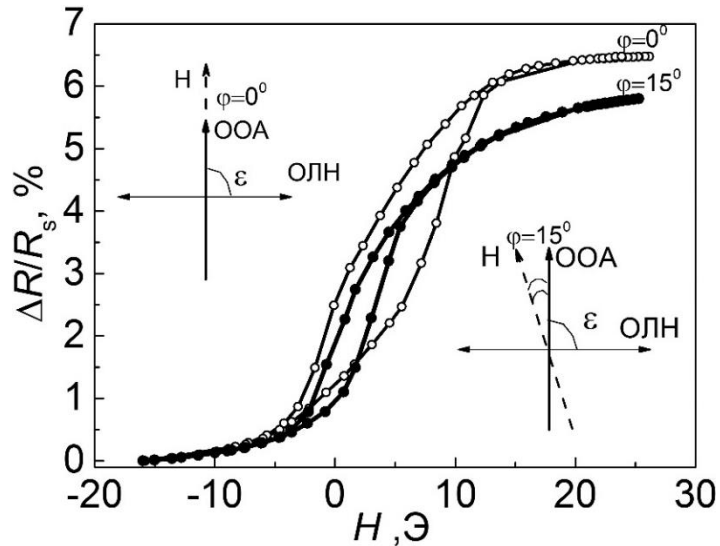


Рисунок 93 - Низкополевые части магниторезистивных кривых для меандров с длинными полосами и широким U-изгибом после ТМО в режиме  $\mathbf{H} \perp \text{ОЛН}$ . Вставки слева и справа показывают геометрию измерений в случае  $\mathbf{H} \parallel \text{ООА}$  –  $\varphi=0^\circ$  (линия с пустыми символами) и  $\text{ООА}$  отклонена от  $\mathbf{H}$  на  $\varphi=15^\circ$  (линия с заполненными символами), соответственно.

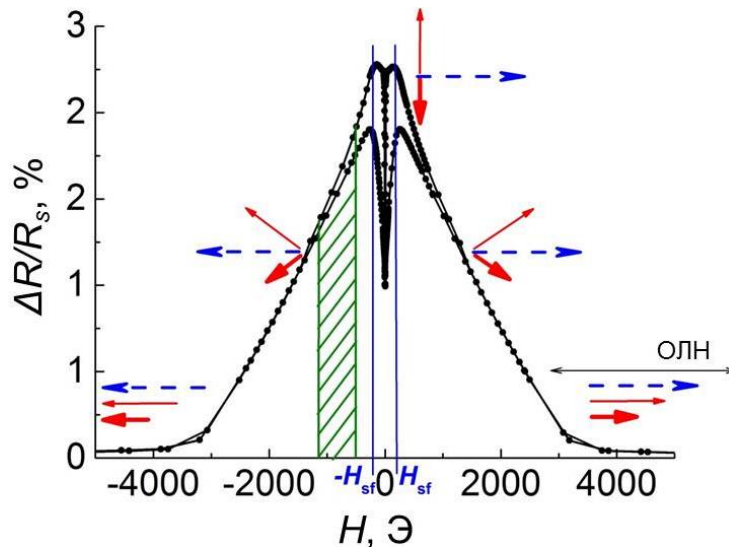


Рисунок 94 - Полевая зависимость магнитосопротивления меандра с длинными полосами и широким U-изгибом, измеренная при  $T=180^\circ$ . Стрелки схематично показывают ориентации намагниченностей слоев ФМ1, ФМ2 в САФ и свободного слоя в спиновом клапане (толстая, тонкая и штриховая стрелки, соответственно).

ТМО в поле  $H_{sf} = 0.2$  кЭ, приложенном параллельно полосам меандра, была проведена для всех спиновых клапанов, в которых ранее была сформирована  $\text{ООА} \perp \text{ОЛН}$  конфигурация путем ТМО в поле 9 кЭ, приложенном перпендикулярно полосам меандра. Полученная после этого полевая зависимость сопротивления, измеренная в геометрии  $\mathbf{H} \parallel \text{ОЛН}$ , показана на

Рисунке 95 линией с треугольниками. Угол  $\varepsilon$  между новой сформированной ООА1 и ОЛН можно вычислить по формуле [77]:

$$\operatorname{ctg} \frac{\varepsilon}{2} = \sqrt{\frac{R(\alpha_1) - R(\alpha_2)}{R(\alpha_3) - R(\alpha_2)}} \quad (22)$$

где  $R(\alpha_1)$ ,  $R(\alpha_2)$  и  $R(\alpha_3)$  – величины электросопротивления, а  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  и  $\alpha_3$  – углы между векторами намагниченностей свободного слоя ( $\mathbf{M}_{\text{своб.слоя}}$ ) и слоя ФМ2 ( $\mathbf{M}_{\text{ФМ2}}$ ) в полях, соответствующих точкам 1, 2 и 3 (рисунок 95). В поле, соответствующем минимуму на  $R(H)$  зависимости (2),  $\mathbf{M}_{\text{своб.слоя}}$  и  $\mathbf{M}_{\text{ФМ2}}$  параллельны и  $\alpha_2 = 0$  (левая вставка на рисунке 95). По результатам расчета угол между ОЛН и ООА1 составил  $\varepsilon = 88^\circ$ . При измерении в поле, приложенном перпендикулярно полосам меандра, полевая зависимость магнитосопротивления спинового клапана в форме меандра приняла характерную для спинового клапана с САФ форму, но при этом перемагничивание осталось гистерезисным -  $H_c = 3$  Э.

Другим известным способом уменьшения ширины петли гистерезиса является формирование неколлинеарной конфигурации осей анизотропии, т.е. под углом  $\varepsilon \neq 90^\circ$  [14]. Угол  $\varepsilon$ , формируемый при ТМО в режиме  $\mathbf{H}_{\text{sf}} \parallel$  ОЛН, можно изменять, варьируя величину поля при термомагнитной обработке [77]. Если величина поля при термомагнитной обработке, больше  $|H_{\text{sf}}|$ , но меньше, чем поле магнитного насыщения спинового клапана, то направление новой ООА1 будет совпадать с направлением намагниченности слоя ФМ1, соседствующего со слоем FeMn.

В следующей серии экспериментов при ТМО использовали положительные и отрицательные поля величиной 0.5, 0.7, 0.9, 1.1 и 1.3 кЭ. На Рисунке 95 для примера показана  $R(H)$  зависимость, измеренная после ТМО в поле  $H = -0.7$  кЭ (линия с пустыми символами). Вычисленный по формуле (22) угол между осями анизотропии в спиновом клапане составил  $\varepsilon = 120^\circ$ . На рисунке 96 (а, б) приведены магниторезистивные кривые перемагничивания свободного слоя для спиновых клапанов в форме трех типов меандров, измеренные после ТМО в  $H = 0.7$  кЭ (а) и в  $H = -0.7$  кЭ (б). Как можно видеть, безгистерезисное перемагничивание для меандра с широким U-изгибом и длинными полосами происходит как при положительном, так и при отрицательном значениях поля отжига (линия на графиках). Для двух других форм меандров после ТМО в поле 0.7 кЭ перемагничивание осталось гистерезисным. В таблице 4 показаны конкретные значения  $H_c$  и магниторезистивной чувствительности. Величина максимального магнитосопротивления была примерно одинакова для всех меандров и составила  $\Delta R/R_s(H) = 6 \pm 0.2$  %.

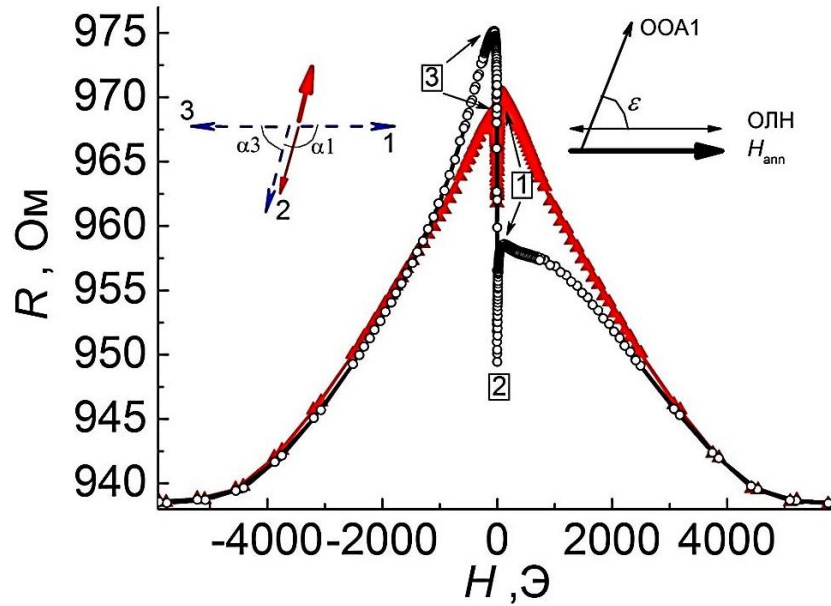


Рисунок 95 - Полевая зависимость сопротивления меандра с длинными полосами и широким U-изгибом, измеренная после ТМО в поле  $H=0.2$  кЭ (линия с треугольниками) и в  $H= - 0.7$  Э (линия с кругами). На левой вставке схематично показаны ориентации намагниченностей слоев САФ - ФМ1, ФМ2 и свободного слоя в спиновом клапане (толстая, тонкая и штриховая стрелки, соответственно) в поле, соответствующем максимумам (1) и (3) и минимуму (2) сопротивления. На правой вставке показаны направления внешнего поля и взаимной ориентации ОЛН и ООА1 после ТМО.

Таблица 4 - Магниторезистивная чувствительность и ширина низкополевой петли гистерезиса для трех типов меандров после ТМО в полях  $H = 0.7$  кЭ и  $H = - 0.7$  кЭ.

Тип меандра	$H=0.7$ кЭ		$H= - 0.7$ кЭ	
	$H_c, \text{Э}$	$S, \%/ \text{Э}$	$H_c, \text{Э}$	$S, \%/ \text{Э}$
Короткие полосы и широкий U-изгиб	9.5	0.18	0.1	0.18
Длинные полосы и широкий U-изгиб	0.1	0.18	0.1	0.17
Длинные полосы и узкий U-изгиб	6.0	0.33	1.6	0.21

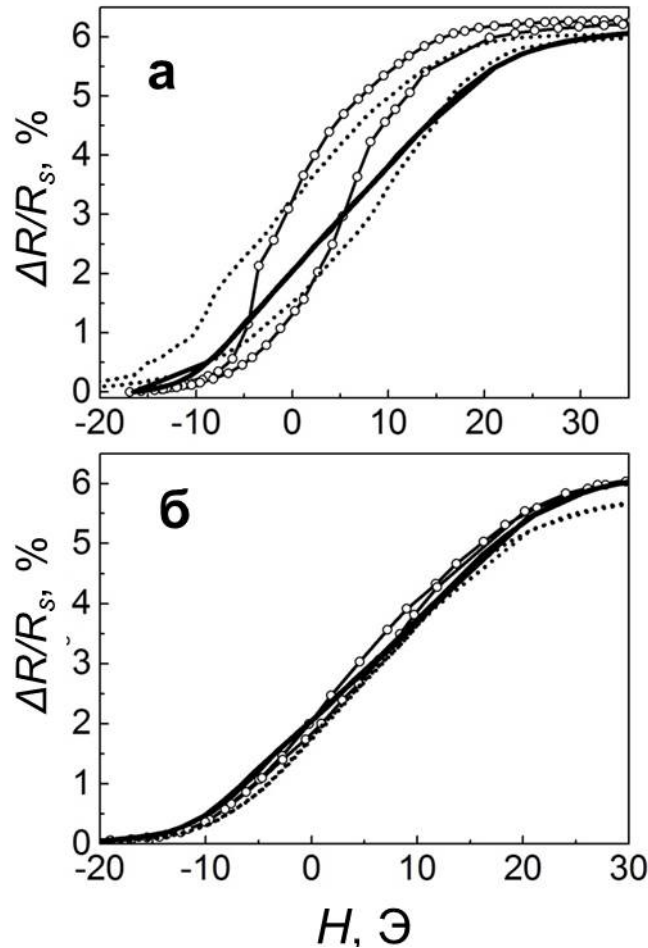


Рисунок 96 - Низкополевые части магниторезистивных кривых для меандров после ТМО в  $H=0,7$  кЭ (а) и  $H=-0,7$  кЭ (б). Пунктирная, сплошная и линия с символами относятся к меандрам с коротким полосам и широким U-изгибом, длинными полосами и широким U-изгибом, длинным полосам и узким U-изгибом, соответственно.

Согласно рисунку 96 и таблице 4, условие безгистерезисного перемагничивания выполняется для всех меандров при ТМО в поле  $H = -0.7$  кЭ, а в поле  $H=0.7$  кЭ только для одного меандра. Это различие, как мы предполагаем, связано с наличием небольшого отклонения ОЛН, сформированной при напылении, от оси полосы меандра (рисунок 97 б, г), которое может возникнуть, например, при литографии. Точное совпадение ОЛН и оси полосы тоже возможно, но менее вероятно (рисунок 97 а, в).

На рисунке 97 схематично показаны ориентации векторов  $\mathbf{M}_{\text{своб.слоя}}$  и  $\mathbf{M}_{\text{ФМ2}}$  и осей анизотропии по отношению к полосе меандра. Направление вектора намагниченности для слоя ФМ1 совпадает с направлением ООА1. Перемагничивание свободного слоя происходит в слабых магнитных полях, в которых направление вектора  $\mathbf{M}_{\text{ФМ2}}$  противоположно ООА1 и не меняется. При перемагничивании направление поворота вектора  $\mathbf{M}_{\text{своб.слоя}}$  определяется действием поля одноосной анизотропии, поля межслойного взаимодействия со слоем ФМ2 и



Зеемановским взаимодействием. Когда ось меандра и ОЛН совпадают (рисунок 97 а, в), то при изменении магнитного поля от 30 до -30 Э, вектор намагниченности свободного слоя  $\mathbf{M}_{\text{своб.слоя}}$  поворачивается в ту сторону, где угол между ним и  $\mathbf{M}_{\text{ФМ2}}$  меньше. Аналогично, при изменении поля от -30 до 30 Э вектор  $\mathbf{M}_{\text{своб.слоя}}$  поворачивается по той же траектории, но в обратную сторону. Так безгистерезисное перемагничивание свободного слоя происходит путем когерентного вращения намагниченности. Те же рассуждения применимы к случаю изображенному на рисунке 97 (г). Иначе происходит перемагничивание меандра с малым отклонением ОЛН от оси полосы отожженного в положительном поле (рисунок 97 (б)) - вектор  $\mathbf{M}_{\text{своб.слоя}}$  делает полный оборот, описывая окружность. В этом случае перемагничивание будет гистерезисным. По-видимому, в меандре с длинными полосами и широким U-изгибом реализовалась ситуация, показанная на рисунке 97 (а), (в). В двух других меандрах – ситуация, показанная на рисунке 97 (б), (г).

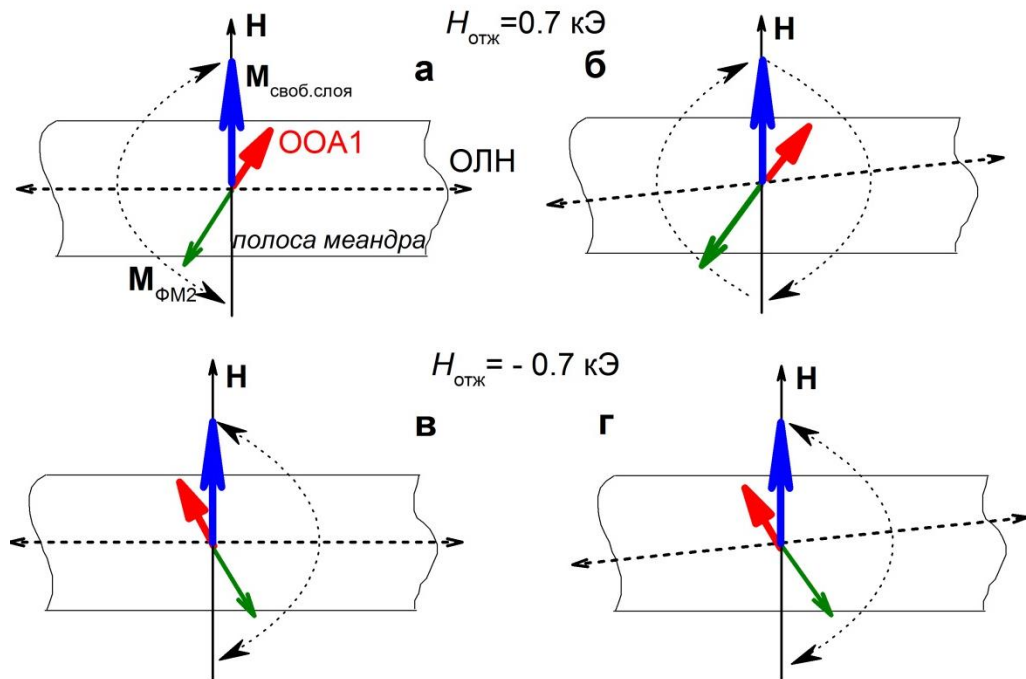


Рисунок 97 - Схема ориентаций векторов намагниченности и оси анизотропии относительно оси полосы меандра после ТМО в  $H = 0.7$  кЭ (а, б) и  $H = -0.7$  кЭ (в, г).

Таким образом, после ТМО в поле  $H = -0.7$  кЭ ( $\mathbf{H} \parallel \text{ОЛН}$ ) для меандров с широким U-изгибом было получено практически безгистерезисное перемагничивание свободного слоя ( $H_c = 0.1$  Э), для меандра с узким U-изгибом величина  $H_c = 1.6$  Э. Это различие в гистерезисных свойствах, возможно, вызвано тем, что в узком U-изгибе магнитных неоднородностей больше, чем в широком (рисунок 92).

На рисунке 98 показаны низкополевые петли гистерезиса магнитосопротивления спинового клапана, измеренные для меандра с длинными полосами и широким U-изгибом

после ТМО в разных полях ( $\mathbf{H} \parallel \text{ОЛН}$ ). Видно, что интервал полей, отжиг в которых приводит к безгистерезисному перемагничиванию, достаточно широк (от 0.5 до 1.1 кЭ – штриховая область на рисунке 94). При ТМО в отрицательных полях безгистерезисное перемагничивание было получено для всех трех типов меандров в интервале:  $-0.5 \text{ кЭ} \geq H \geq -1.1 \text{ кЭ}$ , что соответствует  $110^\circ \geq \varepsilon \geq 130^\circ$ .

Важно отметить, что при небольшом отклонении ( $\pm 10^\circ$ ) приложенного при измерении меандра (сформированной в нем ООА1) от магнитного поля форма и параметры магниторезистивной кривой практически не менялись. Наилучшие магниторезистивные характеристики были получены для меандра с длинными полосами и широким U-изгибом после ТМО в  $H = 0.5 \text{ кЭ}$ : высокая магниторезистивная чувствительность  $S=0.19 \text{ \%/Э}$  и практически отсутствующий гистерезис  $H_c = 0.1 \text{ Э}$ .

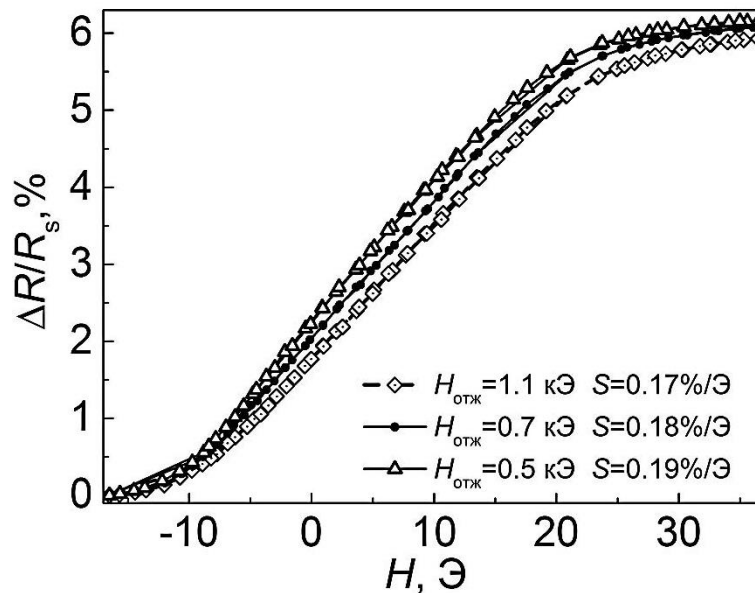


Рисунок 98 - Низкополевые части магниторезистивных кривых для меандров с длинными полосами и широким U- изгибом после ТМО в разных полях. Для каждой зависимости  $\Delta R/R_s(H)$  указаны значения магниторезистивной чувствительности.

Таким образом, для меандров, изготовленных из спинового клапана с синтетическим ферримагнетиком в свободном слое и синтетическим антиферромагнетиком в закрепленном слое, перемагничивание свободного слоя происходит практически без гистерезиса, если ООА отклонена от нормали к ОЛН на угол близкий к  $30^\circ$ . При этом направление отклонения не имеет значения, если ОЛН совпадает с осью полосы меандра. Если ОЛН отклонена от оси полосы, то важно сформировать отклонение ООА от ОЛН в строго определенном направлении, которое зависит от полярности приложенного при термомагнитной обработке поля. Необходимое взаимное расположение ООА, ОЛН и оси полосы меандра формируется при

термомагнитной обработке в поле, превышающем по модулю поле спин-флоп перехода синтетического антиферромагнетика. Поле ТМО должно быть приложено параллельно ОЛН. Наилучшей для получения безгистерезисного перемагничивания является форма меандра с широким U-изгибом. Сенсорные элементы имеют величину максимального магнитосопротивления  $\Delta R/R_s(H) = 6.2 \pm 0.1\%$ , магниторезистивную чувствительность  $S = 0.21 \pm 0.01 \text{ \%/Э}$  и ширину низкополевой петли гистерезиса  $H_c = 0.1 \text{ Э}$ .

Вышеописанные рекомендации по оптимизации магнитотранспортных и гистерезисных свойств сенсоров на основе спиновых клапанов с СФ и САФ были использованы для реализации безгистерезисного перемагничивания меандров, изготовленных из спинового клапана с САФ другой композиции: Ta(50)/(Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>)<sub>60</sub>Cr<sub>40</sub>(50)//Co<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>Ni<sub>10</sub>(35)/Cu(18)/Co<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>Ni<sub>10</sub>(35)/Ru(8)/Co<sub>70</sub>Fe<sub>20</sub>Ni<sub>10</sub>(30)/FeMn(100)/Ta(50). На Рисунке 99 приведена низкополевая часть магниторезистивной кривой для меандра с длиной полосы  $l=120 \text{ мкм}$ , шириной полосы  $w=30 \text{ мкм}$  и шириной изгиба  $40 \text{ мкм}$  после термомагнитной обработки. Меандр был нагрет до  $T=180 \text{ °C}$  и охлажден в поле  $H = -1 \text{ кЭ}$ , при этом поле спин-флоп перехода САФ было  $H_{sf}=0.6 \text{ кЭ}$ . Данный меандр обладает следующими характеристиками: величина магнитосопротивления меандра  $\Delta R/R_s(H) = 10 \text{ \%}$ , магниторезистивная чувствительность  $0.46 \text{ \%/Э}$  и практически отсутствующий гистерезис  $H_c < 0.1 \text{ Э}$ .

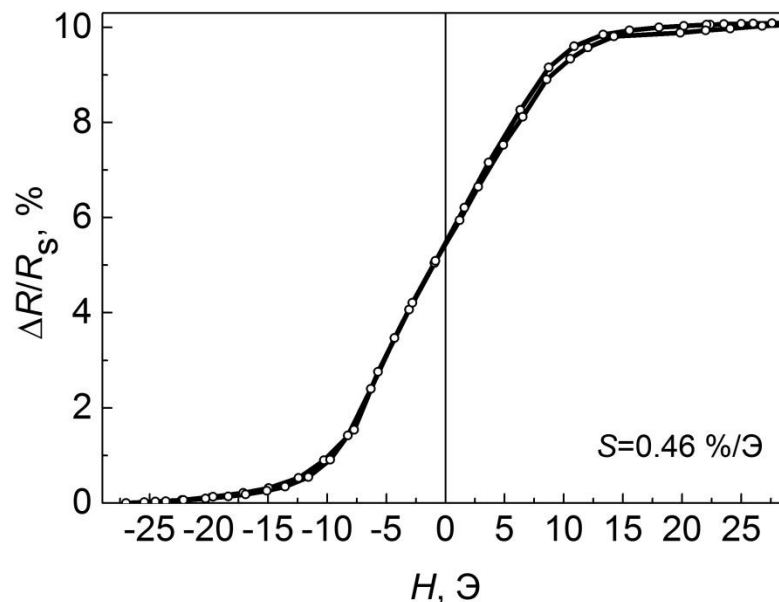


Рисунок 99 - Полевая зависимость магнитосопротивления спинового клапана Ta/(Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>)<sub>60</sub>Cr<sub>40</sub>/Co<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>Ni<sub>10</sub>/Cu/Co<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>Ni<sub>10</sub>/Ru/Co<sub>70</sub>Fe<sub>20</sub>Ni<sub>10</sub>/FeMn/Ta в форме меандра с шириной полос  $w=30 \text{ мкм}$ .

## 5.6 Выводы по главе 5

Конфигурация осей магнитной анизотропии  $OOA \perp OLN$  в объектах микронных размеров, имеющих форму полосок, изготовленных из спиновых клапанов с синтетическими ферримагнетиками, была сформирована при помощи двух разных режимов термомагнитной обработки: в поле, превышающем поле магнитного насыщения, приложенном перпендикулярно оси легкого намагничивания, и в поле спин-флоп состояния синтетического антиферромагнетика, направленном вдоль оси легкого намагничивания. Второй способ приводит к более существенному ослаблению гистерезиса (ширина низкополевой петли для всех образцов составляла менее  $0.8 \text{ Э}$ ), однако при этом магниторезистивная чувствительность примерно в два раза ниже, чем после первого способа термомагнитной обработки.

При исследовании магниторезистивных свойств объектов микронных размеров, имеющих форму полосок и меандров, изготовленных из спиновых клапанов с синтетическим ферримагнетиком в свободном слое и синтетическим антиферромагнетиком в закрепленном слое, показано уменьшение сдвига низкополевой петли гистерезиса и снижение магниторезистивной чувствительности при уменьшении ширины микрополоски.

Для спиновых клапанов в форме меандров найдено взаимное расположение осей анизотропии, при котором реализуется безгистерезисный механизм перемагничивания свободного слоя.

Полученные микрообъекты сочетают следующие свойства: нечетность полевой зависимости магнитосопротивления, практически отсутствующий гистерезис перемагничивания, высокие магниторезистивную чувствительность и величину магнитосопротивления, и потому являются перспективными материалами для практических приложений.

Результаты, изложенные в данной главе, опубликованы в работах [147 - 149, 156].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Проведены исследования магнитных и магниторезистивных свойств и структуры спиновых клапанов на основе антиферромагнетика FeMn и различных синтетических ферримагнетиков: Gd/CoFe, CoFe/Ru/CoFe, NiFe/Ru/NiFe. Изучено влияние композиции спиновых клапанов и особенностей наведенной магнитной анизотропии на их функциональные характеристики.

2. Показано, что использование слоя гадолиния в свободном слое Gd/CoFe приводит к появлению температуры компенсации, зависящей от толщины слоя Gd. Спиновые клапаны со свободным слоем Gd/CoFe испытывают переход между состояниями низким и высоким сопротивлением при изменении температуры вблизи температуры компенсации при фиксированной напряженности магнитного поля. При нагреве и охлаждении образцов на температурной зависимости сопротивления вблизи температуры компенсации наблюдается гистерезис.

3. При формировании «почти скрещенной» конфигурации осей магнитной анизотропии с помощью термомагнитной обработки в поле, соответствующему спин-флоп состоянию синтетического антиферромагнетика CoFe/Ru/CoFe, в спиновом клапане формируется однофазное состояние с выделенным направлением оси однонаправленной анизотропии. Данное состояние характеризуется резким изменением сопротивления вблизи нулевого магнитного поля и малым гистерезисом магнитосопротивления.

4. Установлено, что изменение толщины слоя рутения с 8 до 14 Å в обменно-связанной структуре NiFe/Ru/NiFe, входящей в состав свободного слоя спинового клапана, уменьшает поле переключения свободного слоя и приводит к увеличению чувствительности.

5. Найден способ термомагнитной обработки, позволяющий корректировать угол между осями магнитной анизотропии и их направление с учетом формы микрообъекта, что позволяет реализовать безгистерезисный механизм перемагничивания свободного слоя в меандрах, изготовленных на основе спиновых клапанов.

6. На основе развитых методов оптимизации функциональных характеристик спиновых клапанов с синтетическим ферромагнетиком были изготовлены сенсорные элементы в виде меандров с магнитосопротивлением 10%, гистерезисом около 0.1 Э, чувствительностью 0.46 %/Э и линейным изменением магнитосопротивления в диапазоне магнитного поля  $\pm 15$  Э.

## СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

АФМ – антиферромагнетик

ГМР-эффект – гигантский магниторезистивный эффект

ГМС – гигантское магнитосопротивление

ГЦК – гранецентрированная кубическая

РЗМ – редкоземельный металл

МП – магнитное поле

ОЛН – ось легкого намагничивания

ООА – ось однонаправленной анизотропии

ПМ – переходный металл

РККИ - взаимодействие — косвенное обменное взаимодействие Рудермана - Киттеля -

Касуя - Иосиды

САФ - синтетический антиферромагнетик

СФ – синтетический ферромагнетик

ТМО – термомагнитная обработка

ФМ – ферромагнетик

## СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТИЦИИ

A1. Anhysteretic magnetic reversal of meander-shaped spin valve with synthetic antiferromagnet / Chernyshova T., Naumova L., Pavlova A., Maksimova I., Milyaev M., Proglyado V., Patrakov E., Ustinov V. // Sens. and actuat.: A. Physical. – 2019. – V.285. – P.73-79.

A2. Микроструктура и магнитные свойства нанослоя гадолиния в термочувствительном спиновом клапане / Л.И. Наумова, М.А. Миляев, Т.П. Криницина, В.В. Макаров, М.В. Рябухина, Т.А. Чернышова, И.К. Максимова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // ФММ. - 2018. –Т.119. - №9.- С.867-875.

A3. Спиновые клапаны с управляемым смещением низкополевой петли гистерезиса и высокочувствительные сенсорные элементы на их основе / Т.А. Чернышова, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, И.К. Максимова, А.Ю. Павлова, Е.И. Патраков, Н.С. Банникова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // ФММ. - 2018. –Т. 119. - №6.- С. 561-566.

A4. Magnetization reversal and inverted magnetoresistance of exchange-biased spin valves with a gadolinium layer / M. Milyaev, L. Naumova, T. Chernyshova, V. Proglyado, I. Kamensky, T. Krinitsina, M. Ryabukhina, V. Ustinov // J. Appl. Phys.- 2017. - V. 121. - P. 123902-1239906.

A5. Управление смещением низкополевой петли гистерезиса спиновых клапанов / Т.А.Чернышова, М.А.Миляев, Л.И.Наумова, В.В.Проглядо, И.К.Максимова, А.Ю.Павлова, Д.В.Благодатков, В.В.Устинов // ФММ. - 2017. - Т.118.- №12.- С.1277-1283.

A6. Магниторезистивная чувствительность и одноосная анизотропия микрополосок спиновых клапанов с синтетическим антиферромагнетиком / Т.А. Чернышова, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо, Н.С. Банникова, И.К. Максимова, И.А. Петров, В.В. Устинов // ФММ. - 2017. –Т. 118. - №5. С.439-445.

A7. Магнитная анизотропия и гистерезис в двойных спиновых клапанах/ М.А. Миляев, Л.И. Наумова, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, И.Ю. Каменский, Н.С. Банникова, В.В. Устинов // Естественные и технические науки. - 2016. - №11. – С..20-24.

A8. Безгистерезисные спиновые клапаны с синтетическим антиферромагнетиком и управляемой магниторезистивной чувствительностью/ Л.И. Наумова, М.А. Миляев, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, Н.С. Банникова, Т.П. Криницина, В.В. Устинов // Естественные и технические науки. – 2015.- № 10. - С.92-96.

A9. Формирование спин-флоп фазы в спиновых клапанах с синтетическим антиферромагнетиком/ Л.И. Наумова, М.А. Миляев, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, Н.С. Банникова, Т.П. Криницина, В.В. Устинов // Наноинженерия. -2015. - № 12. –С.15-19.

A10. Сенсорные микрообъекты на основе спиновых клапанов с прослойкой Ru в свободном слое/ Павлова А.Ю., Миляев М.А., Наумова Л.И., Чернышова Т.А., Проглядо В.В.,

Максимова И.К., Устинов В.В.// Труды XXII Международного симпозиума «Нанозлектроника», г. Нижний Новгород, 12-15 марта 2018 г., т.1, с.247.

A11. Temperature induced switching of spin valves with a Gd layer/ Naumova L.I., Milyaev M.A., Chernyshova T.A., Proglyado V.V., Kamensky I.Y., Krinitsina T.P., Ryabukhina M.V., Maksimova I.K., Ustinov V.V. // Book of Abstracts «Moscow International Symposium on Magnetism», Moscow, 1-5 July 2017, p. 165.

A12. Inverted magnetoresistance of exchange biased spin valves with gadolinium layer/ Milyaev M., Naumova L., Chernyshova T., Proglyado V., Kamensky I., Krinitsina T., Ryabukhina M., Ustinov V. // Book of Abstracts 13th International Workshop on Magnetism & Superconductivity at the Nanoscale (Coma-Ruga 2017), Coma-Ruga, Spain, 2-7 July 2017, p.86.

A13. Магнитные фазовые переходы в спиновых клапанах со слоем гадолиния/ Миляев М.А., Наумова Л.И., Чернышова Т.А., Проглядо В.В., Криницина Т.П., Каменский И.Ю., Устинов В.В. Труды XXI международного симпозиума «Нанозлектроника», г. Нижний Новгород, 13-16 марта 2017 г., т.1, с. 207.

A14. Особенности перемагничивания синтетического ферримагнетика и функциональные параметры спиновых клапанов на основе FeMn/ Наумова Л.И., Миляев М.А., Чернышова Т.А., Патраков Е.И., Проглядо В.В., Благодатков Д.В., Устинов В.В. // Труды XXI Международного симпозиума «Нанозлектроника», г. Нижний Новгород, 13-16 марта 2017 г., т.1, с.213.

A15. Двойные спиновые клапаны с синтетическим антиферромагнетиком/ Чернышова Т.А., Миляев М.А., Наумова Л.И., Каменский И.Ю., Устинов В.В. // Тезисы докладов XVII Всероссийской школа-семинара по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-17), г. Екатеринбург, 12-22 ноября 2016 г., с.212.

A16. Magnetoresistive sensitivity and uniaxial anisotropy of anhysteretic spin valves with synthetic antiferromagnet/ Chernyshova T., Milyaev M., Naumova L., Maksimova I., Ustinov V. // VI Euro-Asian Symposium «Trends in Magnetism» (EASTMAG-2016): Abstracts, Krasnoyarsk, 15-19 August 2016, p.541.

A17. Spin-flop state splitting in FeMn-based spin valves with synthetic ferrimagnet/ Naumova L., Milyaev M., Chernyshova T., Proglyado V., Kamensky I., Patrakov E., Ustinov V. VI Euro-Asian Symposium «Trends in Magnetism» (EASTMAG-2016): Abstracts, Krasnoyarsk, 15-19 August 2016, p. 526.



## БЛАГОДАРНОСТИ

В заключении хочу выразить огромную благодарность и признательность научному руководителю Михаилу Анатольевичу Миляеву за помощь на всех этапах работы и в подготовке диссертации, за содействие и решение многочисленных рабочих и самых разных вопросов. Хочу выразить самую искреннюю благодарность моей коллеге Ларисе Ивановне Наумовой за моральную поддержку и помощь в проведении исследований и подготовке публикаций.

Автор выражает благодарность Л.И. Наумовой и В.В. Проглядо за подготовку экспериментальных образцов методом магнетронного напыления, И.К. Максимову и А.Ю. Павлову за изготовление литографическими методами микрообъектов на основе спиновых клапанов, М.В. Макарову (Рябухину) и Т.П. Криницину за проведенные исследования структуры многослойных наноструктур методами рентгеновской дифрактометрии и просвечивающей электронной микроскопии.

Автор благодарен сотрудникам сектора «Нанотехнологий спинтроники»: Н.С. Банниковой, И.Ю. Каменскому, Е.И. Патракову, Д.В. Благодаткову, А.В. Ефремову - за помощь в решении экспериментальных задач и проведении исследований.

Особую благодарность выражаю моей семье за понимание и постоянную поддержку.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Magnetotransport properties of magnetically soft spin-valve structures / B. Dieny, V.S. Speriosu, S. Metin, S.S.P. Parkin, B.A. Gurney, P. Baumgart, D.R. Wilhoit // *J.Appl.Phys.* - 1991. – V.69. - P.4774(1-9).
2. Spin Valves with Synthetic Ferrimagnets / V.S. Speriosu, B.A. Gurney, D.R. Wilhoit, L.B. Brown // *IEEE International Magnetism Conference (INTERMAG)*.-1996. –Digest AA-04.
3. Kryder, M. H. Spin valves exchange biased by Co/Ru/Co synthetic antiferromagnets / M. H. Kryder, J. L. Leal // *J. Appl. Phys.* -1998. - V.83(7). – P.3720-3723.
4. PtMn spin valve with synthetic ferrimagnet free and pinned layers / M. Saito, N. Hasegawa, K. Tanaka, Y. Ide, F. Koike, T. Kuriyama // *J. Appl.Phys.* -2000. - V.87. – P.6974-6976.
5. Effective anisotropy field in the free layer of patterned spin-valve resistors / Zh. Qian, R. Bai, Ch. Yang, Q. Li, Yuch. Sun, D. Huo, I. Li, H. Zhan, J. Zhu // *J. Appl. Phys.* – 2011. - V.109. - P.103904(1-5).
6. Безгистерезисное перемагничивание спиновых клапанов с сильным и слабым межслойным взаимодействием / Л.И. Наумова, М.А. Миляев, Н.Г. Бебенин, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, Т.П. Криницина, Н.С. Банникова, В.В. Устинов // *ФММ.* – 2014. - Т.115(4). - С.376-383.
7. On the control of spin flop in synthetic antiferromagnetic films / B. Negulescu, D. Lacour, M. Hehn, A. Gerken, J. Paul, C. Duret // *J. Appl. Phys.* -2011.- V.109. – P.103911.
8. 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.
9. 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.
10. НИКИТИН, С. Магнитные свойства редкоземельных металлов и сплавов / С. НИКИТИН // М.: МГУ, 1989. - С.248.
11. Dieny, B. Spin valves / B. Dieny // *Amsterdam: Elsevier*, ed. M. Johnson, 2004. - P.67-150.
12. Tumansky, S. Thin film magnetoresistive sensors / S. Tumansky // *Bristol: IOP Publishing Ltd*, 2001. – P.576.
13. Giant magnetoresistance in soft ferromagnetic multilayers / B. Dieny, V.S. Speriosu, S.S.P. Parkin, B.A. Gurney, D.R. Wilhoit, D. Mauri // *Phys. Rev. B.* -1991.- V.43(1). – P.1297-1300.
14. Coehoorn, R. Giant Magnetoresistance and Magnetic Interactions in Exchange-Biased Spin-Valves / R. Coehoorn // *Amsterdam: Elsevier*, ed. K. Buschow, 2003. - P. 1-199.

15. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange / G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach, W. Zinn // *Phys. Rev. B.* - 1989. - V.39. - P.4828–4830.
16. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices / M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas // *Phys. Rev. Lett.* - 1988. - V.61.- P.2472.
17. Anthony, T.C. Magnetoresistance of symmetric spin valve structures / T.C. Anthony, J.A. Brug, S. Zhang. // *IEEE Trans. Mag.* - 1994. – V.30. – P.3819.
18. Optimizing the giant magnetoresistance of symmetric and bottom spin valves / W. F. Egelhoff Jr., P. J. Chen, C. J. Powell, M.D. Stiles, R.D. McMichael // *J. Appl. Phys.*-1996. –V.79. - P.5277.
19. Степень совершенства текстуры <111> и гистерезис магнитосопротивления в спиновых клапанах на основе MnIr / М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Пролядо, Т.П. Криницина, Н.С. Банникова, А.М. Бурханов, В.В. Устинов // *ФММ.* - 2013. - Т.114. - P.419 (1-8).
20. Magnetoresistance in Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/Cu/Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub> spin valves with low coercivity and ultrahigh sensitivity / H.G.S.M. Rijks, W.J.M. de Jonge, W. Folkerts, J.C.S. Kools, R. Coehoorn // *Appl. Phys. Lett.*-1994. - V.65 (7). - P.916-918.
21. Giant magnetoresistance materials for read heads / R. Coehoorn, J.C.S., Kools, Th.G.S.M. Rijks, K.-M.H.Lenssen // *Philips Journal of Research.* - 1998. - V.51(1). - P.93-124.
22. Jungblut, R. Orientational dependence of the exchange biasing in molecular-beam-epitaxy-grown Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub> bilayers / R. Jungblut, R. Coehoorn, M.T. Johnson, J. van de Stegge, A. Reinders // *J.Appl. Phys.* - 1994. – V.75. - P.6659.
23. Magnetoresistance of NiFeCo/Cu/NiFeCo/FeMn multilayered thin films with low saturation field / S.T. Bae, K.I. Min, K.H. Shin, J.Y. Kim // *J. Korean Mag. Soc.* – 1995. - V.5. - P. 570-574.
24. Structure and properties of sputtered FeMn/NiFe bilayer thin films / G. Wang, T. Yeh, Chien-Li Lin, J.M. Sivertsen, J.H. Judy // *IEEE Tran.Magn.* - 1996. - V.32(5). - P.4660 – 4662.
25. Effect of corrosion on magnetic properties for FeMn and NiO spin valves / S. L. Burkett, S. Kora, J. L. Bresowar, J. C. Lusth, B. H. Pirkle, M.R. Parker // *J. Appl.Phys.* – 1997. – V.81. - P.4912.
26. Novel magnetoresistance effect in layered magnetic structures: Theory and experiment / J. Barnas, A. Fuss, R. E. Camley, P. Grunberg, W. Zinn // *Phys. Rev. B.* -1990. - V.42. - P.8110.
27. Mott, N. The electrical conductivity of transition metals / N. Mott // *Proc. R. Soc. London A.* - 1936. - V.153. - P.699.

28. Giant magnetoresistance in magnetic multilayered nanowires / L. Piraux, J.M. George, J.F. Despres, C. Leroy, R. Legras, K. Ounadjela, A. Fert // *Appl. Phys. Lett.* – 1994. – V.65. - P.2484.
29. Labrune, M. Magnetization rotation in spin-valve multilayers / M. Labrune, J.C.S.Kools, A.Thiaville // *J. Magn. Magn. Mater.* - 1997. - V.1-2 (171). - P.1-15.
30. 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.
31. Interlayer coupling and magnetic reversal of antiferromagnetically coupled media / D.T. Margulies, M.E. Schabes, W. McChesney, E.E. Fullerton // *Appl. Phys. Lett.* – 2002. - V.1(80). - P. 91-93.
32. Separation of contributions to spin valve interlayer exchange coupling field by temperature dependent coupling field measurements / C.-L. Lee, J. A. Bain, S. Chu, M.E. McHenry // *J. Appl. Phys.* -2002. – V.10(91). - P. 7113-7115.
33. Leal, J.L. Interlayer coupling in spin valve structures / J.L.Leal, M.H.Kryder // *IEEE Trans. on Magn.* – 1996. – V.32(5). – P. 4642 - 4644.
34. High magnetoresistance permalloy films deposited on a thin NiFeCr or NiCr underlayer / W.-Y. Lee, M.F. Toney, P. Tameerug, E. Allen, D. Mauri // *J. Appl. Phys.* – 2000. - V.87(9). - P. 6992-6994.
35. Néel, L. Sur le nouveau mode de couplage entre les aimantations de deux couches minces ferromagnetiques / L. Néel // *Comptes. Rendus.* – 1962. –V.255. – P.1676.
36. Kools, J.C.S. Exchange-Biased Spin-Valves for Magnetic Storage / J.C.S. Kools // *IEEE Trans. Magn.* – 1996. – V.4(32). - P.3165-3184.
37. Nonoscillatory magnetoresistance in Co/Cu/Co layerd structures with oscillatory coupling / V.S. Speriosu, B. Dieny, P. Humbert, B.A. Gyrony, H. Lefakis // *Phys. Rev. B.* – 1991. - V.44(10). - P. 5358-5361.
38. Oscillations of interlayer exchange coupling and giant magnetoresistance in (111) oriented permalloy/Au multilayers / S.S.P. Parkin, R.F.C. Farrow, R. F. Marks, A. Cebollada, G. R. Harp, R.J. Savoy // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. –V.72.- P. 3718.
39. Bruno, P. Oscillatory coupling between ferromagnetic layers separated by a nonmagnetic metal spacer / P. Bruno, C. Chappert // *Phys.Rev.Lett.* – 1991. – V.67. - P.1602.
40. Bruno, P. Ruderman-Kittel theory of oscillatory interlayer exchange coupling / P. Bruno, C. Chappert // *Phys. Rev. B.* -1992. – V.46. - P. 261.
41. Baltensperger, W. Ruderman–Kittel coupling between ferromagnets separated by a nonmagnetic layer / W. Baltensperger, J. S. Helman // *Appl. Phys. Lett.* – 1990. - V.57. – P.2954.
42. Киттель, Ч. Введение в физику твердого тела / Ч. Киттель // М.: Физматлит, пер. А.А. Гусев. – 1963. - С. 696.

43. Halse, M.R. The Fermi surfaces of the noble metals / M.R. Halse // The Royal Society. – 1969. – V.265. - P.1167.
44. Structural dependence of the oscillatory exchange interaction across Cu layers / M. T. Johnson, S. T. Purcell, N. W. E. McGee, R. Coehoorn, J. van de Stegge, W. Hoving // Phys. Rev. Lett. – 1992. – V.68. - P. 2688.
45. Parkin, S.S. Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr / S.S. Parkin, N. More, K.P. Roche // Phys. Rev. Lett. – 1990. - V.64. - P.2304.
46. Coehoorn, R. Period of oscillatory exchange interactions in Co/Cu and Fe/Cu multilayer systems / R. Coehoorn // Phys. Rev. B. – 1991. – V.44. - P. 9331.
47. On the ferromagnetic interlayer coupling in exchange-biased spin-valve multilayers / J.C.S. Kools, Th.G.S.M. Rijks, A.E.M. De Veirman, R. Coehoorn // IEEE Trans. Magn. – 1995. – V.31. - P.3918-3920.
48. Meiklejohn, W. H. New Magnetic Anisotropy / W.H. Meiklejohn, C.P. Bean // Phys. Rev. – 1956. – V.102. –P.1413.
49. Bean, W.H. New Magnetic Anisotropy / W.H. Bean, C.P. Meiklejohn // Phys. Rev. - 1957. – V.105. -P.904.
50. Measurements of the ferromagnetic/antiferromagnetic interfacial exchange energy in CO/CoO and Fe/FeF<sub>2</sub>/ E. Dan Dahlberg, B. Miller, B. Hill, B. J. Jonsson, V. Strom, K.V. Rao, J. Nogués, I.K. Schuller // J. Appl. Phys. – 1998. – V.83. - P.6893.
51. Berkowitz, A.E. Exchange anisotropy - a review / A.E. Berkowitz, K. Takano // J. Magn. Magn. Mat. – 1999. - V.200. –P.552-570.
52. Exchange bias in nanostructures / J. Nogués, J. Sort, V. Langlais, V. Skumryev, S. Suriñach, J.S. Muñoz, M.D. Baró // Physics Reports. – 2005. – V.422. - P. 65-117.
53. Malozemoff, A. P. Mechanisms of exchange anisotropy (invited) / A.P. Malozemoff // J. Appl. Phys. – 1988. – V.63. - P.3874.
54. Nogués, J. Exchange bias / J. Nogués, I.K. Schuller // J. Magn.Magn. Mater. – 1999. - V.192(2). - P.203-232.
55. Anderson, G.W. Spin-valve thermal stability: The effect of different antiferromagnets / G.W. Anderson, Y. Huai, M. Pakala // J. Appl. Phys. – 2000. – V.87. - P.5726-5728.
56. Improved exchange coupling between ferromagnetic Ni-Fe and antiferromagnetic Ni-Mn-based films / T. Lin, D. Mauri, N. Staud, C. Hwang, J.K. Howard, G. Gorman // J. Appl. Phys. – 1994. – V.65. - P. 1183.
57. Devasahayam, A.J. Biasing materials for spin-valve read heads / A.J. Devasahayam, M.H. Kryder // IEEE Trans. on Magn. – 1999. - V.35(2). - P. 649 - 654.

58. Thermal fluctuation aftereffect of exchange coupled films for spin valve devices / J. Fujikata, K. Hayashi, H. Yamamoto, M. Nakada // *J. Appl. Phys.* – 1998. - V.11(83). - P.7210-7212.
59. Sang, H. Exchange coupling in Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub>/Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> bilayer: Dependence on antiferromagnetic layer thickness / H. Sang, Y. W. Du, C. L. Chien // *J. Appl. Phys.* – 1999. - V.8(85). - P.4931-4933.
60. Exchange bias domain control for quarter micron size spin valve element / K. Nagasaka, H. Kishi, R. Kondo, S. Eguchi, A. Tanaka // *IEEE International Magnetism Conference (INTERMAG)*. – 2000. – Digest EA-03.
61. Zhu, J.-G. Characteristics of AP bias in spin valve memory elements / J.-G. Zhu, Y.-F. Zheng // *IEEE Trans. Magn.* – 1998. - V.34(4). - P.1063-1065.
62. GMR sensor scheme with artificial antiferromagnetic subsystem / H.A.M.van den Berg, W. Clemens, G. Gieres, G. Rupp, W. Schelter, M. Vieth // *IEEE Trans. Magn.* – 1996. - V.32(5). - P.4624-4626.
63. Exchange biasing by Ir<sub>19</sub>Mn<sub>81</sub>: Dependence on temperature, microstructure and antiferromagnetic layer thickness / J. van Driel, F.R. de Boer, K.-M.H. Lenssen, R. Coehoorn // *J. Appl. Phys.* – 2000. – V.88. - P.975.
64. Вонсовский, С. Магнетизм / С. Вонсовский // М.: Наука. – 1971. – С.1032.
65. Switching field interval of the sensitive magnetic layer in exchange-biased spin valves / Th.G.S.M. Rijks, R.F.O. Reneerkens, R. Coehoorn, J.C.S. Kools, M.F.Gillies, J.N. Chapman, W. J. M. de Jonge // *J. Appl. Phys.* – 1997. - V.82(7). - P.3442 – 3451.
66. Тикадзуми, С. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения / С. Тикадзуми // М.: Мир. – 1987. - С. 420.
67. Application of giant magnetoresistive elements in thin film tape heads / W. Folkerts, J.C.S. Kools, T.G.S.M. Rijks, R. Coehoorn, M.C. de Nooijer, G.H.J. Somers, J.J.M. Ruigrok, L. Postma // *IEEE Trans. on Magn.* – 1994. - V.30(6). - P.3813 – 3815.
68. Spin valve magnetoresistive sensor with self-pinned laminated layer and magnetic recording system using the sensor / K.R. Coffey, B.A. Gurney, D.E. Heim, H. Lefakis, D. Mauri, V.S. Speriosu, D.R. Wilhoit // Патент US 5583725A.- 1996.
69. Zhu, J. Spin Valve and Dual Spin Valve Heads with Synthetic Antiferromagnets / J. Zhu // *IEEE Trans. on Magn.* – 1999. – V.35(2). - P.655-660.
70. Spin-valve heads with synthetic antiferromagnet CoFe/Ru/CoFe/IrMn / Y. Huai, J. Zhang, G.W. Anderson, P. Rana, S. Funada, C.-Y. Hung, M. Zhao, S. Tran // *J. Appl. Phys.* – 1999. – V.85. - P.5528-5530.

71. Spin-Valve Films Using Synthetic Ferrimagnets for Pinned Layer / K. Meguro, H. Hoshiya, K. Watanabe, Y. Hamakawa, M. Fuyama // *IEEE Trans. on Magn.* – 1999. - V.35(5). – P.2925-2928.
72. Температурная стабильность спиновых клапанов на основе синтетического антиферромагнетика и сплава Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub> / 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.
73. Sensor properties of a robust giant magnetoresistance material system at elevated temperatures / К.-М.Н. Lenssen, А.Е.Т. Kuiper, J.J. van den Broek, R.A.F. van der Rijt, A. van Loon // *J. Appl. Phys.* – 2000. - V.87(9). - P.665-667.
74. Nucleation field in synthetic antiferromagnet stabilized with uniaxial or unidirectional anisotropy / D.V. Dimitrov, J. van Ek, Y.F. Li, J.Q. Xiao // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2000. - V.218. - P.237-286.
75. Exchange coupling of bilayers and synthetic antiferromagnets pinned to MnPt / M. Rickart, A. Guedes, B. Negulescu, J. Ventura, J.B. Sousa, P. Diaz, M. MacKenzie, J.N. Chapman, P.P. Freitas // *Eur. Phys. J. B.* -2005. – V.45(2). - P.207-212.
76. Interlayer coupling field in spin valves with CoFe/Ru/CoFe/FeMn synthetic antiferromagnets / K.Y. Kim, S.H. Jang, K.H. Shin, H.J. Kim, T. Kang // *J. Appl.Phys.* – 2001. – V.89. - P.612-615.
77. Spin-flop in synthetic antiferromagnet and anhysteretic magnetic reversal in FeMn-based spin valves / M. Milyaev, L. Naumova, T. Chernyshova, V. Proglyado, I. Kamensky, V. Ustinov // *IEEE Trans. on Magn.* – 2016. – V.52(12). - P.2301104(1-4).
78. Ultra-Compact 100 × 100 μm<sup>2</sup> footprint hybrid device with spin-valve nanosensors / D.C. Leitao, P. Coelho, J. Borme, S. Knudde, S. Cardoso, P.P. Freitas // *Sensors.* – 2015. – V.15. - P.30311 (1-8).
79. Magnetoresistive sensors / P. P. Freitas, R. Ferreira, S. Cardoso, F. Cardoso // *J. Phys. Cond. Matter.* – 2007. - V.19(6). - P.165221.
80. Size dependence of switching field of magnetic tunnel junctions down to 50 nm scale / H. Kubota, Y. Ando, T. Miyazaki, G. Reiss, H., Brückl W. Schepper, J. Wecker, G. Gieres // *J. Appl. Phys.* – 2003. - V.94(3). – P.2028-2032.
81. Schulthess, T.C. Magnetostatic coupling in spin valves: Revisiting Neel's formula / T.C. Schulthess, W.H. Butler // *J. Appl. Phys.* – 2000. - V.87(9).- P.5759-5761.
82. Veloso, A. Spin valve sensors with synthetic free and pinned layers / A. Veloso, P. P. Freitas // *J. Appl. Phys.* – 2000. - V.87(9). -P.5744-5746.

83. Spin valve devices with synthetic-ferrimagnet freelayr displaying enhanced sensitivity for nanometric sensors / P. Coelho, D.C. Leitao, J. Antunes, S. Cardoso, P.P. Freitas // *IEEE Trans. On Magn.* – 2014. - V.50(11). - P.4401604(1-4).
84. Freitas, P.P. Spin Valves with Synthetic Ferrimagnet and Antiferromagnet Free and Pinned Layers / P.P. Freitas, A. Veloso, L.V. Melo // *IEEE Trans. on Magn.* – 1999. - V.35(5). - P.2568 - 2570.
85. 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.
86. Engineered materials for all-optical helicity-dependent magnetic switching / S. Mangin, M. Gottwald, C.-H. Lambert, D. Steil, V. Uhlí, L. Pang, M. Hehn, S. Alebrand, M. Cinchetti, G. Malinowski, Y. Fainman, M. Aeschlimann, E.E. Fullerton // *Nat. Mater.* – 2014. - V.13. - P.286-292.
87. Sellmyer, D.J. Nanostructured magnetic films for extremely high-density recording / D.J. Sellmyer, M. Yu, R.D. Kirby // *Nanostructured Materials.* – 1989. - V.12(5-8). P.1021-1025.s
88. Vas'kovskiy, V.O. Magnetism in Rare Earth/Transition Metal Multilayers» в *Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology* / V.O. Vas'kovskiy, A.V. Svalov, G.V. Kurlyandskaya // Valencia: American Scientific Publishers, ed. H. Nalwa, 2004. - V.4. - P.925-947.
89. Enhanced Interfacial Magnetic Coupling of Gd/Fe Multilayers / D. Haskel, G. Srajer, J.C. Lang, J. Pollmann, C.S. Nelson, J. S. Jiang, S.D. Bader // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – V.87. - P.207201(1-4).
90. The effect of annealing on magnetic properties of Co/Gd multilayers / S. Vorobiov, L. Lytvynenko, T. Hauet, M. Hehn, D. Derecha, A. Chornous // *Vacuum.* – 2015. – V.120. - P.9-12.
91. Ferrimagnetic properties of Co/(Gd-Co) multilayers / A.V. Svalov, A. Fernandez, V.O. Vas'kovskiy, M. Tejedor, J.M. Barandiarán, I. Orue, G.V. Kurlyandskaya // *J. Magn. Mater.* – 2006. -V.304. -P.e703-e705.
92. 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.
93. Фролов, Г.И. Исследование механизма обменной связи в ферро-ферритмагнитной пленочной структуре NiFe/DyCo / Г.И. Фролов, В.А. Середкин, В.Ю. Яковчук // *Письма в ЖТФ.* – 2010. - Т.36(2). - С.17-23.
94. Temperature dependence of current-induced magnetization switching in spin valves with a ferrimagnetic CoGd free layer / X. Jiang, L. Gao, J.Z. Sun, S.S.P. Parkin // *Phys. Rev. Letters.* – 2006. -V.97. - P.217202-4.
95. The effect of the additional biasing on the switching process in pseudo spin-valve structure / A.V. Svalov, A. Fernández, M. Tejedor, G.V. Kurlyandskaya // *Vacuum.* – 2007. – V.81. - P.1012-1015.



96. Спиновые клапаны на основе аморфных ферромагнитных пленок Gd-Co / А.В. Свалов, Г.В. Курляндская, К.Г. Балымов, В.О. Васьковский // ФММ. – 2016. - Т.117(9). - С.907-913.
97. Influence of the thickness of the CoFe layer on the negative spin-valve effect in CoFe/Ag/CoFeGd trilayers / C. Bellouard, B. George, G. Marchal, N. Maloufi, J. Eugene // J. Magn. Mater. – 1997. – V.165. - P.312-315.
98. Influence of the thickness of the FeCoGd layer on the magnetoresistance in FeCoGd-based spin valves and magnetic tunnel junctions / X.J. Bai, J. Du, J. Zhang, B. You, L. Sun, W. Zhang, A. Hu, S.M. Zhou // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2008. - V.41. - P.215008.
99. Positive giant magnetoresistance in ferromagnetic/Cu/ferromagnetic films / C.-H. Lai, C.-C. Lin, B.M. Chen, H.-P.D. Shieh, C.-R. Chang // J. Appl. Phys. – 2001. - V.89. - P.7124–7126.
100. Influence of an interface domain wall on spin-valve giant magnetoresistance / Hauet, F. Moutonnet, M. Hehn, Y. Henry, S. Mangin // Appl. Phys. Lett.–2008. - V.93. - P.222503.
- [101] Grechishkin, R.M. Thermoreversible permanent magnets in the quasibinary GdCo<sub>5</sub> – xCu<sub>x</sub> system / R.M. Grechishkin, M.S. Kustov, O. Cugat, J. Delamare, G. Poulin, D. Mavrudieva, N.M. Dempsey // Appl. Phys. Letters. – 2006. - V.89. - P.122505.
102. Svalov, A.V. Thermo-sensitive spin-valve based on layered artificial ferrimagnet / A.V. Svalov, G.V. Kurlyandskaya, V.O. Vaskovsky // Appl.Phys.Lett. – 2016. - V.108. - P.063504(1-4).
103. Magnetic and magneto-optical properties of rare-earth transition-metal alloys containing Gd, Tb, Fe, Co / P. Hansen, C. Clausen, G. Much, M. Rosenkranz, K. Witter // J. Appl.Phys. – 1989. – V.66. - P.756-768.
104. Magnetization of 2.6T in gadolinium thin film / G. Scheunert, W.R. Hendren, C. Ward, R.M. Bowman // App.Phys.Lett. – 2012. - V.101. - P.142407.
105. Influence of strain and polycrystalline ordering on magnetic properties of high moment rare earth metals and alloy / G. Scheunert, C. Ward, W.R. Hendren, A.A. Lapicki, R. Hardeman, M. Mooney, M.A. Gubbins, R.M. Bowman // J. Phys. D. Appl. Phys. – 2014. - V.47(41). - P.415005.
106. Realizing a high magnetic moment in Gd/Cr/FeCo: The role of the rare earth / C. Ward, G. Scheunert, W.R. Hendren, R. Hardeman, M.A. Gubbins, R.M. Bowman // Appl.Phys.Lett. - 2013. – V.102. - P.092403.
107. Effects of preparation conditions on the magnetocaloric properties of Gd thin films / H.F. Kirby, D.D. Belyea, J.T. Willman, C.W. Miller // J. Vac. Sci. Technol. A. - 2013. - V.31. - P.031506.
108. Curzon, A.E. The observation of face centred cubic Gd, Tb, Dy, Ho, Er and Tm in the form of thin films and their oxidation / A.E. Curzon, H.G. Chlebek // J. Phys. F. Met.Phys. – 1979. - V.3. - P.1-5.

109. Кристаллическая структура и магнитные свойства сверхрешеток Fe/Cr/Gd / М.В. Рябухина, Е.А. Кравцов, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо, Ю.Н. Хайдуков, В.В. Устинов // ФММ. – 2017. - Т.118(2). – С.151-157.
110. Ferromagnetic properties of fcc Gd thin films / Т.Р. Bertelli, Е.С. Passamani, С. Larica, V.P. Nascimento, А.У. Takeuchi // J.Appl.Phys. – 2015. - V.3 - P.203904.
111. Magnetic twisted state of Fe/Tb multilayers / К. Takanod, К. Ikeuchi, Н. Sakurai, Н. Oike, F. Itoh // Chem.Solids. – 2004. – V.65(12). - P.19850.
112. Giant magnetoresistance and soft magnetic properties of Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>/Cu spin-valve structures / Y. Kamiguchi, К. Saito, Н. Iwasaki, М. Sahashi, М. Ouse, S. Nakamura // J. Appl. Phys. – 1996. - V.79(8). - P.6399 – 6401.
113. Seed layer characterization for PtMn bottom spin-filter spin valves / С.-L. Lee, А. Devasahayam, М. Mao, J. Kools, P. Cox, К. Masaryk, D. Mahenthiran, J. Munson // J. Appl. Phys. – 2003. - V.93(10). - P.8406 – 8408.
114. Effect of material selection and background impurity on interface property and resulted CIP-GMR performance / X. Peng, А. Morrone, К. Nikolaev, М. Kief, М. Ostrowski // J. Magn. Magn. Mat. – 2009. - V.321. - P.2902-2910.
115. Spin-valve read heads with NiFe/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub> layers for 5 Gbit/in<sup>2</sup> density recording / Н. Kanai, К. Yamada, К. Aoshima, Y. Ohtsuka, J. Kane, М. Kanamine, J. Toda, Y. Mizoshita // IEEE Trans. on Magn. – 1996. -V.32(5). - P.3368-3373.
116. High-sensitivity GMR with low coercivity in top-IrMn spin-valves / H.R. Liu, В.Ј. Qu, T.L. Ren, L.T. Liu, H.L. Xie, C.X. Li, W.J. Ku // J. Magn. Magn. Mater. – 2003. – V.267. - P.386-390.
117. Lai, Z.Q. Giant magnetoresistive spin valves with a strong exchange bias field and a weak interlayer coupling field / Z. Q. Lai, W.Y. Lu // J. Appl. Phys. – 1999. - V.6. - P.3285-3289.
118. Effect of Ta buffer and NiFe seed layers on pulsed-DC magnetron sputtered Ir<sub>20</sub>Mn<sub>80</sub>/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub> exchange bias / R. M. Öksüzoğlu, М. Yıldırım, Н. Çınar, E. Hildebrandt, L. Alff // J. Magn. Magn. Mater. – 2011. - V.323. - P.1827-1834.
119. GMR properties of spin valves using multilayered Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub> for free magnetic layer / К. Nishioka, T. Iseki, Н. Fujiwara, M.R. Parker // J.Appl.Phys. – 1996. – V.79(8). - P.4970-4972.
120. Высокочувствительный безгистерезисный спиновый клапан с композитным свободным слоем / В.В. Устинов, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо, Н.С. Банникова, Т.П. Криницина // ФММ. – 2013. - Т.113(4). - P.363- 371.
121. Jérôme, R. Correlation Between Magnetic and Structural Properties of Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> Sputtered Thin Films Deposited on Cr and Ta Buffer Layers / R. Jérôme, T. Valet, P. Galtier // IEEE Trans. on Magn. – 1994. - V.30(6). - P.4878-4880.

122. Ustinov, V.V. Giant magnetoresistance of metallic exchange-coupled multilayers and spin valves / V.V. Ustinov, M.A. Milyaev, L.I. Naumova // *Phys. Met. and Metallogr.* – 2017. - V.118(13). - P.1300-1359.
123. Hysteresis and Interaction Between The Magnetic Layers in Spin Valves / K. Nishioka, S. Gangopadhyay, H. Fujiwara, M. Parker // *IEEE Trans. on Magn.* – 1995. - V.31(6). - P.3949-3951.
124. The influence of the texture on properties of IrMn spin valve magnetic tunnel junctions with MgO barrier and CoFeB electrodes / J. Kanak, T. Stobiecki, V. Drewello, J. Schmalhorst, G. Reiss // *Phys. stat. sol. (a).* – 2007. - V.204. - P.3942.
125. Influence of buffer layer texture on magnetic and electrical properties of IrMn spin valve magnetic tunnel junctions / P. Wiśniowski, T. Stobiecki, J. Kanak, G. Reiss, H. Brückl // *J. Appl. Phys.* – 2006. – V.100. - P.013906 (1-7).
126. Giant magnetoresistance of magnetically soft sandwiches: Dependence of temperature and layer thicknesses / B. Dieny, P. Humbert, V.S. Speriosu, B.A. Gurney, P. Baumgart, H. Lefakis // *Phys. Rev. B.* – 1992. – V.45. - P.806-814.
127. «Стекольные технологии: что такое стекло» [В Интернете]. Available: <http://abava.net/aluminium/articles/glass/what/>.
128. Кристаллография, рентгенография и электронная микроскопия / Я.С. Уманский, Ю.А. Скаков, А.Н. Иванов, Л.Н. Расторгуев // М.: Металлургия, 1982. – С.632.
129. A review of high magnetic moment thin films for microscale and nanotechnology applications / G. Scheunert, O. Heinonen, R. Hardeman, A. Lapicki, M. Gubbins, R.M. Bowman // *J. Appl. Phys. Rev.* – 2016. – V.3. - P.011301.
130. Morphology and magnetic properties of submonolayer Gd films / M. Gajdzik, T. Trappmann, C. Sürgers, H. Löhneysen // *Phys. Rev. B.* – 1998. – V.57. - P.3525.
131. Enhanced exchange and reduced magnetization of Gd in an Fe/Gd/Fe trilayer / M. Romera, M. Muñoz, M. Maicas, J.M. Michalik, J.M. de Teresa, C. Magén, J.L. Prieto // *Phys. Rev. B.* – 2011. – V.84. - P. 094456.
132. Negative spin-valve effect in Co<sub>65</sub>Fe<sub>35</sub>/Ag/(Co<sub>65</sub>Fe<sub>35</sub>)<sub>50</sub>Gd<sub>50</sub> trilayers / C. Bellouard, H. D. Rapp, B. George, S. Mangin, G. Marchal, J. Ousset // *Phys.Rev.B.* – 1996. - V.53. - P.5082.
133. Influence of microstructure on thermal stability of spin-valve multilayers / A. Maesaka, N. Sugawara, A. Okabe, and M. Itabashi // *J. Appl. Phys.* – 1998. - V.83(12). - P.7628-7634.
134. Stavrou, E. Magnetic anisotropy in Gd/FeCo and Gd/Fe multilayers for high density magneto-optical recording / E. Stavrou, K. Roll // *J. Appl. Phys.* – 1999. – V.85(8). - P.5971-5973.

135. Magnetization reversal and inverted magnetoresistance of exchange-biased spin valves with a gadolinium layer / M. Milyaev, L. Naumova, T. Chernyshova, V. Proglyado, I. Kamensky, T. Krinitsina, M. Ryabukhina, V. Ustinov // *J.Appl.Phys.* – 2017. – V.121. - P.123902(1-5).
136. Микроструктура и магнитные свойства нанослоя гадолиния в термочувствительном спиновом клапане / Л.И. Наумова, М.А. Миляев, Т.П. Криницина, В.В. Макаров, М.В. Рябухина, Т.А. Чернышова, И.К. Максимова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // *ФММ.* – 2018. - Т.119(9). - С.867-875.
137. The spin flop of synthetic antiferromagnetic films / H.C. Tong, C. Qian, L. Miloslavsky, S. Funada, X. Shi, F. Liu, S. Dey // *J. Appl. Phys.* – 2000. - V.87. - P.5055-5067.
138. Orthogonal pinning of two ferromagnetic layers in a synthetic spin valve / R.S. Beach, J. McCord, P. Webb, D. Mauri // *Appl. Phys. Lett.* – 2002. – V.80. - P.4576–4578.
139. Mao, S. Spin valves with antiparallel-pinned flux compensation layer / S. Mao, J. Chen, E. Murdock // *J. Appl. Phys.* – 2000. - V.87(9). - P.6606-6608.
140. Magnetic design and fabrication of linear spin-valve sensors / Z. Qian, J.M. Daughton, D. Wang, M. Tondra // *IEEE Trans. on Magn.* – 2003. - V.39(5). - P.3322-3324.
141. Guedes, A. Study of synthetic ferrimagnet-synthetic antiferromagnet structures for magnetic sensor application / A. Guedes, J. M. Mendes, P.P. Freitas, J.L. // *J. Appl. Phys.* – 2006. V.99(8). - P.08 B703(1-3).
142. Oscillatory interlayer exchange coupling in Co/Ru multilayers and bilayers / P.J.H. Bloemen, H.W. van Kersten, H.J.M. Swagten, W.J.M. de Jonge // *Phys.Rev. B.* – 1994. - V.50(18). - P.13505(1-11).
143. Кикоин, И.К. Таблицы физических величин справочник / И.К. Кикоин // М.: Атомиздат, 1976. - С.1005.
144. Магнитная анизотропия и гистерезис в двойных спиновых клапанах / М.А. Миляев, Л.И. Наумова, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, И.Ю. Каменский, Н.С. Банникова, В.В. Устинов // *Естест. и техн. науки.* – 2016. – Т.11. - С.20-24.
145. Безгистерезисные спиновые клапаны с синтетическим антиферромагнетиком и управляемой магниторезистивной чувствительностью / Л.И. Наумова, М.А. Миляев, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, Н.С. Банникова, Т.П. Криницина, В.В. Устинов // *Естест. и техн. науки.* – 2015. – Т.10. - С.92-96.
146. Формирование спин-флоп фазы в спиновых клапанах с синтетическим антиферромагнетиком / Л.И. Наумова, М.А. Миляев, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, Н.С. Банникова, Т.П. Криницина, В.В. Устинов // *Наноинженерия.* – 2015. – Т.12. – С.15-19.

147. Управление смещением низкополевой петли гистерезиса спиновых клапанов / Т.А. Чернышова, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо, И.К. Максимова, А.Ю. Павлова, Д.В. Благодатков, В.В. Устинов // ФММ. – 2017. – Т.118(12). - С.1277-1283.
148. Магниторезистивная чувствительность и одноосная анизотропия микрополосок спиновых клапанов с синтетическим антиферромагнетиком / Т.А. Чернышова, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо, Н.С. Банникова, И.К. Максимова, И.А. Петров, В.В. Устинов // ФММ. – 2017. - Т.118(5). - С.439-445.
149. Спиновые клапаны с управляемым смещением низкополной петли гистерезиса и высокочувствительные сенсорные элементы на их основе / Т.А. Чернышова, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, И.К. Максимова, А.Ю. Павлова, Е.И. Патраков, Н.С. Банникова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // ФММ. – 2018. - Т.119(6). – С.561-566.
150. Magnetization Processes in Spin-Valve Meanders for Sensor Applications / R. Schäfer, D. Chumakov, O. Haas, L. Schultz, W. Maass, K-U. Barholz, R. Mattheis // IEEE Trans. on Magn. – 2003. - V.39(4). - P.2089-2097.
151. Annealing Effect on Spin-Valve Sensor Transfer Curves / O. Redon, G. B. Albuquerque, L.M. Rodrigues, F.I. Silva, P.P. Freitas // IEEE Trans. on Magn. – 1998. – V.34(2). - P.562-567.
152. The Linewidth Dependence of GMR Properties in Patterned Spin Valve Resistors / Y. Sun, Z. Qian, R. Bai, J. Zhu // J. of Phys.: Conference Series. – 2011. – V.263. - P.1-5.
153. Uniaxial anisotropy variations and reduction of free layer coercivity in MnIr-based top spin valves / М.А. Мильяев, Л.И. Наумова, Н.С. Банникова, В.В. Проглядо, И.К. Максимова, И.Ю. Каменский, В.В. Устинов // J. Appl.Phys. A. – 2015. – V.121. - P.1133–1137.
154. Osborn, J.A. Demagnetizing factors of the general ellipsoid / J.A. Osborn // Phys. Rev. – 1945. V.67(11, 12). - P.351-357.
155. Optimized Monolithic 2-D Spin-Valve Sensor for High-Sensitivity Compass Applications / O. Ueberschär, M.J. Almeida, P. Matthes, M. Müller, R. Ecke, R. Rückriem, J. Schuster, H. Exner, S.E. Schulz // IEEE Trans. on Magn. – 2003. - V.51(1). - P.2089-2097.
156. Anhysteretic magnetic reversal of meander-shaped spin valve with synthetic antiferromagnet / Т. Чернышова, Л. Наумова, А. Павлова, И. Максимова, М. Мильяев, В. Проглядо, Е. Патраков, В. Устинов // Sens. and actuat.: A. Physical. – 2019. – V.285. – P. 73-79.