

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б. Н. Ельцина»
Институт естественных наук и математики
Кафедра магнетизма и магнитных наноматериалов

На правах рукописи

Кудюков Егор Владимирович

МАГНЕТИЗМ ПЛЕНОК ТИПА R-T ($R=\text{Gd}, \text{Tb}, \text{Dy}$; $T=\text{Co}, \text{Fe}$) И ПРИКЛАДНЫЕ
СВОЙСТВА ПЛЕНОЧНЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ НА ИХ ОСНОВЕ

1.3.12. Физика магнитных явлений

Диссертация на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор,
Васьковский Владимир Олегович

Екатеринбург – 2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	15
1.1 Магнетизм тяжёлых редкоземельных металлов и их сплавов с 3d-металлами в плёночном состоянии	15
1.2 Магнитоупругие свойства плёнок 3d- и 4f- металлов и их сплавов .	23
1.3 Магнитные свойства композитов с редкоземельносодержащими слоистыми компонентами	33
ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 1	38
ГЛАВА 2. ОБЪЕКТЫ И МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЯ.....	40
2.1. Получение, композиционная и структурная характеристика пленок и плёночных композитов	40
2.2 Методики измерения магнитных свойств	41
2.3 Методика измерения тенземагниторезистивных свойств	42
2.4 Использование программного пакета Comsol Multiphysics для модельной интерпретации экспериментальных данных.....	44
ГЛАВА 3. ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ И СПЕЦИФИКА ФОРМИРОВАНИЯ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПЛЁНОЧНЫХ СИСТЕМ ТИПА R-Co (R= Gd, Dy, Tb)	46
3.1 Система $Gd_{100-x}Co_x$	48
3.1.1. Магнитные свойства пленок Gd.....	49
3.1.2. Магнитные свойства пленок $Gd_{100-x}Co_x$ ($x \leq 50$).....	54
3.1.3. Магнитные свойства пленок $Gd_{100-x}Co_x$ ($x \geq 50$).....	60

3.1.4. Магнитная компенсация и спиновая переориентация в Со-обогащённых плёнках ($50 \leq x \leq 100$).....	63
3.2 Система $Dy_{100-x}Co_x$	76
3.2.1. Магнетизм Dy-обогащённых плёнок ($0 \leq x \leq 50$)	81
3.2.2. Особенности сперимагнитной структуры Со-обогащённых плёнок ($50 \leq x \leq 100$)	85
3.3 Система $Tb_{100-x}Co_x$	91
3.3.1. Магнетизм Tb-обогащённых плёнок ($0 \leq x \leq 50$).	94
3.3.2. Магнетизм Со-обогащённых плёнок ($50 \leq x \leq 100$)	96
ЗАКЛЮЧЕНИЕ ПО ГЛАВЕ 3.....	99
ГЛАВА 4. ОСОБЕННОСТИ ЭФФЕКТА ОБМЕННОГО СМЕЩЕНИЯ В КОМПОЗИТАХ С РЕДКОЗЕМЕЛЬНОСОДЕРЖАЩИМИ СЛОЯМИ	101
4.1 Влияние магнитной предыстории на «обменное закрепление» слоя Gd-Co в структуре FeNi/FeMn/(Gd-Co)	101
4.2 Особенности однонаправленной анизотропии в структурах на основе закрепляющего слоя Tb-Co	120
4.2.1. Влияние селективного отжига на обменное смещение в плёнках $Fe_{10}Ni_{90}/Tb_{27}Co_{73}$	121
4.2.2. Обменное смещение в плёнках типа Tb-Co/M/FeNi (M= Ti, Ni, Fe, Tb)	127
ЗАКЛЮЧЕНИЕ ПО ГЛАВЕ 4.....	135
ГЛАВА 5. МАГНИТНЫЕ И ТЕНЗОМАГНИТНОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЁНОК $Tb_{10}Dy_{23}Fe_{67}$ и $Tb_{10}Dy_{23}Fe_{67}/Fe_{20}Ni_{80}$	137
5.1 Магнитные свойства плёнок системы $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_2$	138
5.2. Структурная характеристика пленок $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_2$	145

5.3. Тенземагниторезистивные свойства пленок $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_2/Fe_{20}Ni_{80}$	149
ЗАКЛЮЧЕНИЕ ПО ГЛАВЕ 5.....	153
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	155
ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ.....	158
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ ЛИТЕРАТУРЫ	160
СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА	183
Публикации в рецензируемых изданиях, включённых в перечень ВАК и индексируемых в базах данных Web of Science и Scopus	183
Другие публикации в рецензируемых изданиях:	184
БЛАГОДАРНОСТИ.....	188

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы исследований

Сплавы редкоземельных металлов (R) с металлами группы железа (T), благодаря уникальному сочетанию локализованного и коллективизированного магнетизма компонентов, являются носителями ряда экстремальных свойств, определяющих повышенный исследовательский интерес к данным объектам. Важными составляющими этого интереса являются R-T плёнки, несущие технологическую и размерную специфику формирования магнитных свойств. Среди них плёночные структуры с неоднородным распределением намагниченности, такие как гелимагнетики, сперомагнетики и асперомагнетики. Понимание особенностей и механизмов образования подобных структур важно для развития перспективных научно-технических направлений, в частности, хиральной спинтроники [1,2].

Наряду с этим, в R-T сплавах и плёнках на их основе реализуется высокий уровень свойств, имеющих прикладное значение для традиционной магнитоэлектроники: магнитострикция, колоссальное магнитосопротивление, магнитокалорический эффект и др. Так, например, магнитострикционные редкоземельносодержащие плёнки интересны для разработки композитных сред, в частности, композитных мультиферроиков [3]. Важным требованием к дизайну магнитострикционных элементов таких структур является достижение минимальной коэрцитивной силы H_c при максимальной константе магнитострикции λ_s . Одним из наиболее эффективных магнитострикционных материалов является сплав Terfenol-D ($Tb_{10}Dy_{23}Fe_{67}$), обладающий гигантскими значениями магнитострикции ($\lambda_s \sim 1060$ ppm) при комнатной температуре, что почти на два порядка больше чем в широко используемом сплаве типа Finemet ($\lambda_s \sim 25$ ppm). Хотя данный сплав обладает большим значением H_c в массивном состоянии, использование тонкоплёночной технологии позволяет аморфизировать его и посредством дальнейшей

термомагнитной обработки контролировать микроструктуру и фазовый состав пленочных образцов, что открывает широкий потенциал оптимизации функциональных характеристик данного сплава. Такие магнитострикционные плёнки имеют перспективы использования и в композитных структурах с тензотензорезистивным эффектом (ТМР), в которых ТМР-чувствительность во многом зависит от величины константы магнитострикции.

Другой прикладной потенциал сплавов типа R-T в пленочном состоянии лежит в области многослойных пленок с обменным смещением, в которых редкоземельносодержащий слой может выступать в качестве «закрепляющего» слоя[4] или «закреплённого» слоя. В первом случае определенные перспективы имеют ферритмагнитные пленки Tb-Co, обладающие высоким значением H_c (~ 2 кЭ), позволяющим реализовать однонаправленную магнитную анизотропию в функциональном слое. При этом в качестве материала такого функционального слоя целесообразно рассмотреть сплав $Fe_{10}Ni_{90}$, который обладает максимальным эффектом анизотропии магнитосопротивления в системе Fe-Ni, но имеет повышенную H_c в сравнении с традиционным сплавом $Fe_{20}Ni_{80}$. Интересно, что обменное «закрепление» на слое Tb-Co позволяет существенно снизить гистерезис функционального слоя [4]. В то же время для структур типа $Fe_{10}Ni_{90}/Tb-Co$ остро стоит задача оптимизации величины и температурной стабильности поля обменного смещения H_{eb} . Решение данной проблемы можно искать в части модификации межслойного интерфейса, например, путем введения ультратонкой прослойки с различными магнитными свойствами или селективного отжига слоя $Fe_{10}Ni_{90}$.

Другой функционал можно связывать с системой Gd-Co, которая в силу низкого магнитного гистерезиса может выступать в качестве материала «закреплённого» слоя в структурах типа $FeMn/(Gd-Co)$. Можно ожидать, что специфика магнетизма аморфного слоя Gd-Co, выражающаяся, в частности, в наличии состояния магнитной компенсации и спиновой переориентации, расширит функциональность «закреплённого» слоя.

Степень разработанности темы исследований

Магнитные свойства тонких пленок типа R-T изучаются уже на протяжении более четырёх десятков лет. При этом основное внимание было уделено T-обогащенным составам, проявляющим интересные прикладные свойства при комнатной температуре [5]. Однако область R-обогащенных составов является не менее интересной с точки зрения реализации в ней неколлинеарных магнитных структур. В настоящий момент в научной литературе явно не хватает работ, на систематической основе раскрывающих фундаментальные аспекты формирования магнитных свойств в пленочных системах типа R-T, обогащенных R-элементом. Также большинство работ в данной области посвящены изучению одной бинарной композиции [6-8]. Отсюда вытекает потребность в сопоставительном изучении магнитных свойств пленок R-T, в том числе комбинаций тяжелых редкоземельных элементов с кобальтом в широких концентрационных диапазонах.

Одним из направлений практического приложения R-Co плёнок являются слоистые структуры с обменным смещением. Такого рода среды активно изучаются в варианте с использованием антиферромагнитного слоя в качестве «закрепляющего». Структуры с использованием ферромагнитного слоя в качестве «закреплённого» или «закрепляющего» исследованы в гораздо меньшей степени, хотя могут иметь ряд функциональных преимуществ. В частности, использование высокоанизотропного ферромагнитного слоя для обменного «закрепления» позволяет существенно снизить гистерезис в функциональном слое, что обуславливает интерес к дальнейшему изучению и оптимизации функциональных свойств таких структур. Еще одним вопросом, представляющим научный и практический интерес, является формирование обменного смещения в трехслойной структуре типа ферромагнетик/антиферромагнетик/ферромагнетик. В рамках такой комбинации, благодаря широкой вариативности магнитной структуры ферромагнитной составляющей можно ожидать специфические особенности эффекта смещения, которые будут иметь потенциал функционализации.

Слоистые обменно-связанные композиты, включающие редкоземельносодержащие магнитострикционные слои, могут рассматриваться как носители тензотензорезистивного эффекта – функциональной основы для сенсоров деформации, способных конкурировать с известными полупроводниковыми сенсорными элементами. На данный момент в литературе содержится всего несколько работ на данную тему, в том числе выполненных с участием автора [9,10]. Так, например, показана возможность регистрации деформации с помощью плёночных элементов $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$. Однако величина магнитострикции данного сплава невелика (~ 20 ppm) в сравнении с редкоземельными сплавами, обладающих гигантскими значениями магнитострикции (~ 1600 ppm). Редкоземельные сплавы вообще не обладают или обладают малыми значениями АМС-эффекта. Таким образом перспективным направлением исследований является комбинация двух данных эффектов в многослойных обменно-связанных структурах.

Цель работы и задачи

Целью работы является детализация концентрационных особенностей магнетизма плёнок систем R-T ($R=\text{Gd, Tb, Dy}$; $T=\text{Co, Fe}$) и на этой основе поиск новых реализаций магнитных и сопутствующих им свойств, расширяющих потенциал применения таких плёнок в качестве функциональных сред.

В соответствие с целью работы были поставлены следующие задачи:

1. Получить объекты исследования – тонкие пленки систем R-Co в широком диапазоне концентраций R-элемента, а также многослойные пленки на их основе, обладающие эффектом обменного смещения и тензотензорезистивным эффектом.
2. Установить общие закономерности и специфику формирования магнитных свойств и структурного состояния пленок типа R-Co ($R=\text{Gd, Tb, Dy}$) разного состава в условиях широкого варьирования температуры и магнитных полей.

3. Определить особенности «обменного закрепления» слоя Gd-Co в структуре типа FeNi/FeMn/(Gd-Co) вблизи состояния магнитной компенсации и при варьировании магнитной предыстории образцов.
4. На примере плёночной структуры $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}/\text{Tb}_{27}\text{Co}_{73}$ определить возможности варьирования эффективности межслойной обменной связи за счёт селективного отжига слоя $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ и путём введения ультратонких прослоек различных металлов (Fe, Ni, Ti, Tb).
5. Дать сравнительную характеристику магнитных свойств и структурного состояния пленок состава Terfenol-D ($\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$), подвергнутых термомагнитной обработке и нанесенных на нагретую подложку. Выявить условия формирования тенземагниторезистивного эффекта в структурах типа $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}/\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$.

Научная новизна работы

В рамках единого эксперимента дана обобщающая сопоставительная характеристика магнитных свойств нанокристаллических и аморфных пленок типа R-Co (R=Gd, Dy, Tb), охватывающая практически весь концентрационный диапазон бинарных систем.

Впервые показано, что основному состоянию нанокристаллических пленок Gd, полученных методом ионного распыления, отвечает асперомагнитное упорядочение, которое, вероятно, обусловлено суперпозицией свойств ферромагнитной и сперомагнитной фаз. Для широкой концентрационной области продемонстрирована возможность выделения в спонтанной намагниченности подрешеточных вкладов Gd и Co.

Впервые для аморфных плёнок системы Gd-Co, полученных методом ионного распыления, построена фазовая диаграмма, которая в координатах температура-состав устанавливает области существования перпендикулярной анизотропии, закритического и тонкоплёночного состояний.

Впервые показано, что в рамках трёхслойных плёночных структур ферромагнетик/антиферромагнетик/ферримагнетик возможна реализация новых особенностей эффекта обменного смещения, заключающихся в инверсии полярности обменного смещения в области магнитной компенсации и разнополярном смещении ферромагнитного и ферримагнитного слоёв.

Впервые продемонстрирована возможность эффективной оптимизации поля обменного смещения в системе $\text{Tb}_{27}\text{Co}_{73}/\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ путем введения ультратонкой межслойной прослойки Tb, позволяющей добиться технически ориентированных величин поля смещения при сохранении предельно низкого гистерезиса в функциональном слое $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$.

Впервые в рамках единого сопоставительно эксперимента на плёнках $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$ подтверждено существование двух разных структурных источников перпендикулярной магнитной анизотропии, к которым могут относиться столбчатая микроструктура в плёнках, осаждённых на ненагретую подложку, и совокупность высокоанизотропных текстурированных кластеров в плёнках, осаждённых на подложку, нагретую до температуры более 300°C .

В двухслойной плёночной структуре $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ реализован тензوماгниторезистивный эффект, величина которого свидетельствует о функциональной перспективности подобной среды.

Теоретическая и практическая значимость работы

В работе на систематической основе представлены развёрнутая характеристика магнитных свойств нанокристаллических и аморфных пленок систем R-Co ($\text{R}=\text{Gd}, \text{Dy}, \text{Tb}$), которая несёт дополнительную информацию о магнетизме подобных систем и имеет фундаментальную значимость для таких сфер применения магнитных материалов, как магнитомикроэлектроника, спинтроника, магнитокалорика, постоянные магниты, магнитострикционные материалы. Концентрационные зависимости ряда магнитных характеристик и

методики их получения могут использоваться при анализе свойств других R-T систем.

Продemonстрирована возможность применения редкоземельносодержащих слоёв в обменно-связанных слоистых структурах различной функциональности. К ним, в частности, относятся среды с обменным смещением, в которых R-Co слои выступают в качестве «закреплённых» или «закрепляющих» элементов с расширенной вариативностью свойств. Кроме того, показано, что подобные структуры могут являться носителями практически значимого тензотензорезистивного эффекта.

Методология и методы исследования

Пленочные образцы, исследуемые в данной работе, получены методами магнетронного напыления, на установке AJA ATC Orion 8 UHV, а также высокочастотного ионно-плазменного напыления на модернизированной установке UPM3-013. Аттестация химического состава всех образцов производилась при помощи рентгенофлуоресцентного спектрометра Rigaku Nanohunter. Контроль толщины пленок осуществлялся на стилусном профилометре Veeco Dektak-150. Структурная характеристика образцов дана на основе анализа XRD и GIXRD рентгенограмм, полученных на установке Panalytical Empyrean. Измерение магнитных свойств полученных образцов производилось при помощи вибрационного магнетометра LakeShore VSM 7407, СКВИД-магнетометра Quantum Design MPMS XL7 и измерительного комплекса PPMS DynaCool 9T с опцией вибрационного магнетометра. Магниторезистивные измерения выполнены на установке MPMD-2, в которой реализована возможность контролируемой деформации плёночных образцов.

Положения, выносимые на защиту

1. В нанокристаллических пленках Gd возможна реализация асперомагнитного состояния, которое трактуется как суперпозиция ферромагнитной и сперомагнитной фаз.
2. Концентрационное изменение свойств систем R-Co при отсутствии магнитного момента на Co определяется двумя противоположными тенденциями, к которым относятся понижение эффективности косвенного f-d и s-f обмена при аморфизации и усиление f-d обменного взаимодействия за счет увеличения плотности носителей в гибридизированной 3d-5d подзоне.
3. Ферримагнетизм слоя Gd-Co позволяет оказывать специфическое влияние на его обменное смещение в составе структуры FeNi/FeMn/Gd-Co путём изменения магнитной предыстории или температуры вблизи состояния магнитной компенсации.
4. Перпендикулярная анизотропия в плёнках Tb₁₀Dy₂₃Fe₆₇ может иметь два источника: столбчатую микроструктуру в плёнках, нанесённых на ненагретую подложку, или специфическую атомную текстуру в плёнках, осаждённых на подложку, нагретую до температуры 300°C и выше.
5. В плёночной структуре Tb₁₀Dy₂₃Fe₆₇/Fe₂₀Ni₈₀ при условии селективного отжига редкоземельносодержащего слоя реализуется практически значимый тензوماгниторезистивный эффект.

Степень достоверности и апробация результатов

Пленочные образцы, являющиеся предметом данной работы, получены при помощи современных технологий напыления. Измерение свойств плёнок, выполнено на высокоточном измерительном оборудовании ведущих мировых производителей. Составными частями оригинальных установок, используемых в данной работе, также являлись высокоточные измерительные приборы. При обсуждении и интерпретации результатов работы использовались теоретические

модели, признанные научным сообществом. Компьютерное моделирование осуществлялось в широко используемом программном пакете Comsol Multiphysics.

Результаты диссертационной работы опубликованы в рецензируемых международных изданиях и представлены на конференциях международного и всероссийского уровней: Moscow International Symposium on Magnetism MISM (2017, Москва), Международная молодежная научная конференция «Физика. Технологии. Инновации» ФТИ (2017, 2018, 2019, Екатеринбург), Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества СПФКС (2016 – 2019, Екатеринбург), Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых учёных (2016, Ростов-на-Дону, 2017, Екатеринбург), VII Euro-Asian Symposium «Trends in Magnetism» (2019, Екатеринбург), XXIII Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (2018, Москва, Россия), 8th Baikal International Conference «Magnetic materials. New technologies» (2018, Иркутск, Россия).

Личный вклад автора

Автором диссертации совместно с научным руководителем д.ф.-м.н. Васьковским В.О. сформулирована тема диссертации, определены цели и задачи работы, выбраны методики исследования. Диссертантом совместно с к.ф.-м.н. Балымовым К.Г. получены пленочные структуры пленок сплавов R-Co ($R=\text{Gd}, \text{Dy}, \text{Tb}$) а также пленок $\text{Tb}_{27}\text{Co}_{73}/\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ с различными прослойками методом высокочастотного ионно-плазменного напыления. Автором работы выполнены измерения магнитных свойств исследуемых объектов на вибрационном магнитометре LakeShore VSM 7407, а совместно с аспирантом Фещенко А.А. проведены измерения их тенземагниторезистивных свойств. Автором работы выполнена обработка всех экспериментальных данных и, в том числе построена компьютерная модель и проведено моделирование температурной зависимости спонтанной намагниченности в системах R-Co. Автор принимал непосредственное

участие в анализе полученных результатов и подготовке всех научных публикаций по теме диссертации.

Связь работы с научными программами и темами

Приведённые в работе результаты были получены, в том числе, в рамках выполнения следующих проектов: проект РФФИ № 19-32-90082 Аспирант «Магнитные, магнитоупругие свойства и тенземагниторезистивный эффект плёнок и слоистых композитов на основе редкоземельных магнетиков»; проект РНФ № 18-72-10044 «Физико-технологические основы формирования функциональных свойств плёночных нанокомпозитов для магнитомикроэлектроники»; государственное задание Министерства науки и высшего образования Российской Федерации FEUZ-2020-051 «Исследование магнитных явлений в атомных системах на основе 4f и 3d- переходных металлов в состояниях с различной пространственной размерностью и магнитополевых эффектов в механически твердых и мягких магнитных композитах как материалах для перспективных инженерных и медико-биологических технологий».

Публикации

По теме диссертации опубликованы 9 статей в рецензируемых российских и зарубежных научных изданиях, входящих в перечень ВАК и индексируемых в базах данных Web of Science и Scopus. Опубликовано 6 тезисов российских и зарубежных международных конференций. Список работ приведён в конце диссертации.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из оглавления, введения, пяти глав, заключения, списка использованных обозначений и сокращений, списков литературы и публикаций по теме диссертации, и содержит 188 страниц, 83 рисунка 2 таблицы. Список литературы насчитывает 191 наименование.

ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1 Магнетизм тяжёлых редкоземельных металлов и их сплавов с 3d-металлами в плёночном состоянии

Магнитные свойства тяжелых редкоземельных металлов представляют высокий интерес благодаря многообразию уникальных магнитных возникающих в них и в сплавах с 3d-металлами. Наиболее яркими представителями редкоземельных магнетиков (R) являются Tb, Dy, Ho и Er. Данные металлы характеризуются относительно низкими (по сравнению с 3d-металлами) температурами магнитного упорядочения, что связано с отсутствием прямого обменного взаимодействия между магнитными моментами ионов. Магнитное упорядочение в этих средах реализуется в рамках s-f, f-d и РККИ моделей косвенного обменного взаимодействия. Благодаря данному факту при низких температурах в редкоземельных металлах таких как Tb и Dy, например, реализуются геликоидальные магнитные структуры. Другой отличительной особенностью тяжелых 4f-металлов являются гигантские величины магнитокристаллической анизотропии, возникающей из-за наличия большого орбитального магнитного момента. Указанная особенность в свою очередь приводит к гигантским значениям магнитострикции и реализации высококоэрцитивного состояния при низких температурах.

Использование соединений 4f с 3d-металлами (T), такими как Fe, Ni и Co, позволяет существенно увеличить температуры магнитного упорядочения, при этом сохранив достаточно высокие значения магнитной анизотропии, намагниченности и магнитострикции. Как правило при этом в массивном состоянии образуются интерметаллиды типа RT_2 , RT_3 , R_2T_5 и т. д.

При переходе от массивного состояния к пленочному, магнитные свойства редкоземельных металлов претерпевают сильные изменения. В первую очередь, они происходят из-за изменения структурного состояния, проявляющемся в уменьшении размера кристаллитов и соответственно в значительном увеличении объёма межзеренных границ, а также из-за существенного возрастания роли

поверхностного слоя. Последний факт становится особенно значимым при уменьшении толщины пленок до нескольких нанометров. Наличие большой доли межзеренных границ может приводить к фрустрации обменного-взаимодействия, что, в свою очередь, приводит к возникновению неколлинеарных магнитных структур. В работе [11] продемонстрировано, что реализация нанокристаллического состояния в тонких пленках Tb может приводить к существенной дезориентации магнитных моментов внутри каждого кристаллита. Это приводит к уменьшению остаточной намагниченности, резкому увеличению коэрцитивной силы, а также к большой высокополевой восприимчивости. Стоит отметить, что намагниченность поликристаллических пленок Tb не достигает насыщения даже в поле с индукцией 12 Тл. Пример петли гистерезиса для такой пленки представлен на рисунке 1.1.

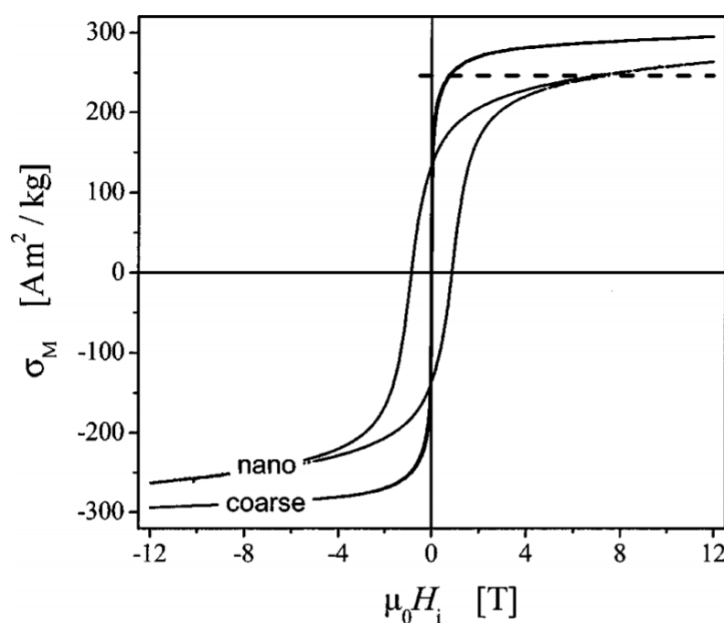


Рисунок 1.1 – Петли гистерезиса, измеренные при температуре 1.6 К для нанокристаллических пленок и массивного Tb [11]. Штриховой линией показан предел для остаточной намагниченности в модели Стонера-Вольфарта.

Авторы объясняют данные особенности наличием большой константы магнитострикции в пленках Tb, в результате чего, из-за наличия внутренних неоднородных напряжений магнитоупругий вклад в анизотропию также неоднороден и варьируется от зерна к зерну.

Тем не менее в ряде работ [12,13] показано, что при получении эпитаксиальных тонких R-пленок, может реализоваться геликоидальная магнитная структура. При этом температура магнитного упорядочения T_N такой структуры сильно зависит от толщины L в диапазоне <10 нм. Подобное явление наблюдалось в свехрешетках типа Dy/Eg и Ho/Eg. Помимо этого, показано [14], что в тонкопленочном состоянии эти структуры могут обладать гигантским магнитокалорическим эффектом $\Delta T_{ab}=12$ К. В работах [15-18], на примере ряда редкоземельных структур, продемонстрировано что температура магнитного упорядочения в тонких пленках зависит от толщины по следующему соотношению:

$$\frac{[T_C(\infty)-T_C(L)]}{T_C(\infty)} = CL^{-\lambda} \quad (1.1)$$

где $T_C(\infty)$ - температура Кюри массивного образца, $T_C(L)$ – температура Кюри пленки с толщиной L , а C и λ – феноменологические коэффициенты.

Большую роль в формировании структуры пленки имеет метод получения данных структур [19-25]. Основными методами, применявшимися в этих работах, являются высокочастотное ионно-плазменное и магнетронное распыления. Данные методы являются наиболее широко используемыми наряду с молекулярно-лучевой эпитаксией. В указанных работах установлено, что структура и магнитные свойства плёнок существенно зависят от таких технологических условий, как давление во время напыления и скорость осаждения. В частности, в работе [19] установлено, что фазовый состав пленок Ho и Tb существенно зависит от скорости напыления. Характерная толщина пленок составляла 100 нм. Так при малых скоростях напыления (~ 0.1 нм/с) в пленках реализуется нанокристаллическое состояние на основе ГЦК структуры. Авторами показано, что ГЦК-фаза Tb и Ho

является парамагнитной при комнатных температурах и антиферромагнитной при низких температурах (~ 10 K). При больших скоростях напыления начинает превалировать ферромагнитная ГПУ фаза, реализующаяся также в массивном состоянии. Соответствующие иллюстрации приведены на рисунке 1.2.

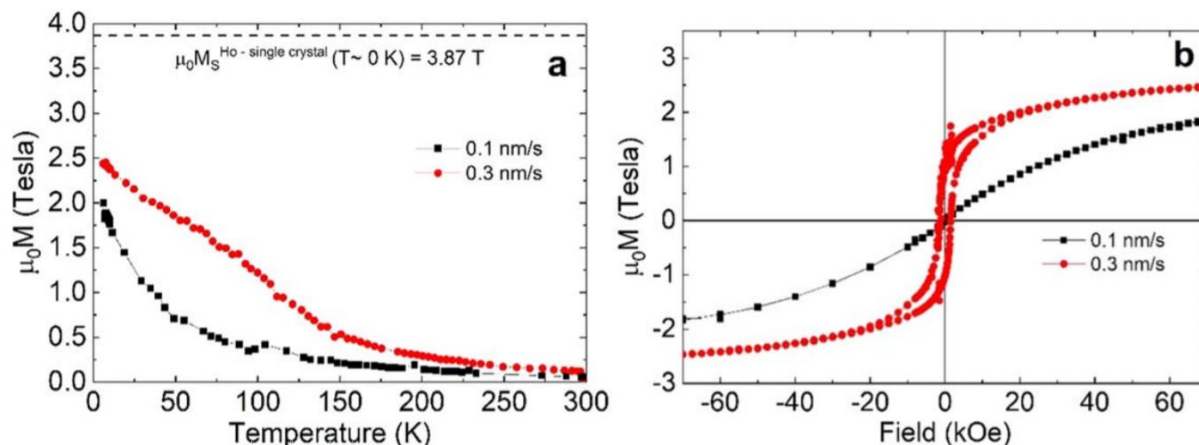


Рисунок 1.2 – а) Температурные зависимости намагниченности пленок Ho, измеренные в поле 70кЭ, б) петли гистерезиса пленок Ho полученных при разных скоростях напыления [19].

Также авторами данной работы установлено, что пленки Ho и Tb могут содержать антиферромагнитную фазу HoN_2 (TbN_2) концентрация которой зависит от рабочего давления при напылении. В другой работе [20], авторами показано, что магнитные свойства поликристаллических пленок Dy, Tb, Gd, Ho зависят также и от температуры подложки при осаждении пленки. Пленки, осаждённые при комнатной температуре, чаще всего имеют деформированную ГПУ-структуру, что по механизму, описанному выше, приводит к уменьшению спонтанной и остаточной намагниченностей из-за возникновения некоторой фрустрации магнитных моментов. Также при этом формируется толстый поверхностный слой с антиферромагнитной ГЦК-структурой на интерфейсе с подложкой (~ 10 нм). Такая «фрустрированная» магнитная структура носит название асперомагнитной и может наблюдаться как в чистых редкоземельных аморфных пленках, так и в их сплавах с другими металлами [26]. Пленки, полученные при температуре 350°C

имеют большие величины намагниченности, меньшую коэрцитивную силу и меньший слой ГЦК фазы, что происходит из-за формирования более крупных и совершенных ГПУ-зерен. При этом для пленок с толщиной менее 50 нм, этот фактор является определяющим при формировании их магнитных свойств. В работе [27] также сообщается, что пленки Gd с ГЦК структурой обладают большей температурой Кюри в сравнении с ГПУ.

Для плёнок сплавов типа R-T помимо указанных выше свойств, важной структурной особенностью является аморфизация, происходящая из-за большой разницы в ионных радиусах соответствующих компонент [28-30]. Аморфными также могут получаться пленки чистых 3d и 4f металлов. В работах [31,33-42] подробно рассмотрены свойства аморфных пленок тяжелых редкоземельных элементов, а также их сплавов с 3d-металлами. Так, например, авторами работы [31] установлено, что для сплавов на основе легких редкоземельных элементов (Pr, Nd) магнитные моменты подрешеток T и R устанавливаются параллельно, однако при этом, индивидуальные магнитные моменты 4f элементов распределены в виде пространственного конуса из-за сильной локальной анизотропии. В случае Gd, магнитные моменты R и T подрешеток образуют коллинеарную ферромагнитную структуру, а в случае тяжелых (Tb, Dy, Ho, Er, Tm) так называемую сперимагнитную структуру с отрицательной обменной связью между подсистемами, о чем свидетельствует малая величина среднего магнитного момента R ионов, которая определена с привлечением данных по системе La-Co [32]. Схематически такие магнитные структуры показаны на рисунке 1.3. В работах [33,34] авторы сообщают о возможной реализации «столбчатой» микроструктуры в аморфных пленках редкоземельных сплавов, возникающей из-за образования неоднородной дефектной структуры при напылении. Такая особенность микроструктуры может приводить к реализации перпендикулярной магнитной анизотропии, то есть к одноосной анизотропии с осью лёгкого намагничивания (ОЛН) ориентированной перпендикулярно плоскости пленки. В другой работе [35] продемонстрировано, что анизотропия в аморфных пленках типа Tb-Co

существенно зависит от температуры отжига в вакууме. Так пленки $Tb_{24}Co_{76}$ и $Tb_{30}Co_{70}$ изначально имели перпендикулярную анизотропию, либо состояние с «угловой» магнитной фазой, причины возникновения которой также описаны в [36]. Отжиг в магнитном поле 2.5 Тл даже при небольших температурах ($T_{an} > 150^{\circ}C$) приводит к реализации плоскостной анизотропии, по-видимому, в результате релаксации остаточных упругих напряжений. Также авторами сообщается о кристаллизации пленок при температурах отжига выше $350^{\circ}C$. Такое поведение характерно для целого ряда R-T сплавов.

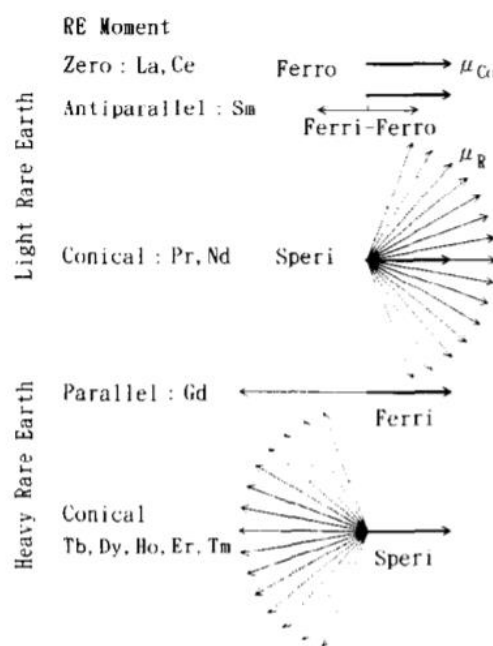


Рисунок 1.3 – Схематическое изображение магнитных структур [31].

Еще одной характерной особенностью ферритмагнитных и сперимагнитных материалов является магнитная компенсация, то есть состояние, при котором намагниченности подрешеток становятся равными. Это происходит при некоторой температуре (температура компенсации) из-за различного температурного хода намагниченностей подсистем. Данная особенность проявляется лишь в области составов, для которых магнитная компенсация реализуется ниже температуры Кюри. При этом температура компенсации является функцией состава. В работах [37-42] подробно рассматриваются магнитные свойства бинарных сплавов типа R-

Т, в которых наблюдается явление компенсации. В частности, демонстрируется, что при приближении к температуре компенсации коэрцитивная сила резко возрастает, а характер анизотропии может меняться: анизотропия типа «лёгкая плоскость» трансформируется в перпендикулярную анизотропию.

Интересный результат был получен авторами работы [38]. В ней показано, что температура компенсации в аморфных тонких пленках TbFeCo зависит от толщины. Авторами высказано предположение, что она возникает из-за изменения ближнего порядка аморфной структуры. Обнаружено, что, хотя состав пленок однороден по толщине, на интерфейсе с подложкой намагниченность пленки демонстрирует температурную зависимость отличную, от зависимости намагниченности остальной части образца (см. рисунок 1.4). Данный переходный интерфейс имеет значительную толщину (~5 нм). Методом Монте-Карло авторами было показано, что именно возникновение данного интерфейса приводит к толщинной зависимости температуры компенсации.

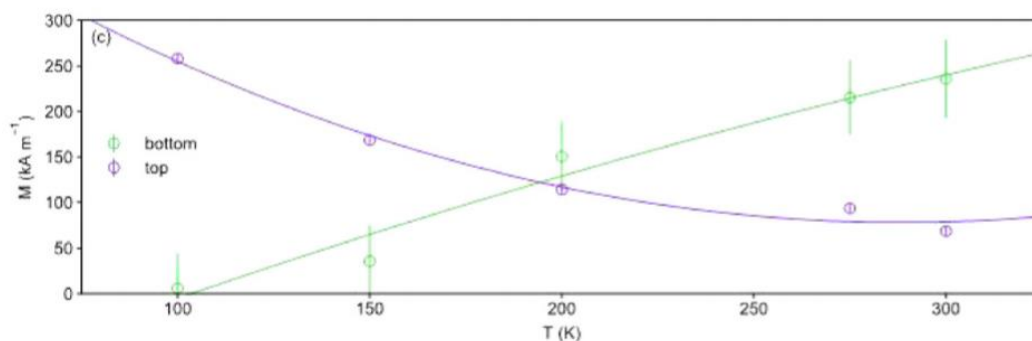


Рисунок 1.4 – Температурная зависимость намагниченности верхнего и нижнего слоя пленки TbFeCo [38].

Возникновение интерфейсного слоя также рассматривается авторами работы [39]. В данной работе изучается влияние интерфейса на магнитные свойства в спиновой модели Изинга, подходящей для ультратонких пленок (~10 нм). Авторами показано, что в рамках данной модели в подобных ферромагнитных пленках может реализоваться состояние с двумя температурами компенсации. Интересное поведение магнитных свойств наблюдали в системе $Gd_{1-x}Co_x$ с

варьируемым составом по толщине [40]. Данные пленки получены методом магнетронного напыления. Создание градиента состава по толщине осуществлялось при помощи неоднородной мишени Gd-Co и перемещения подложки относительно мишени при напылении. При этом образуется компенсационный интерфейс в объеме пленки. Авторами сообщается что в такой системе можно управлять процессами перемагничивания пленки посредством температуры (см. рисунок 1.5).

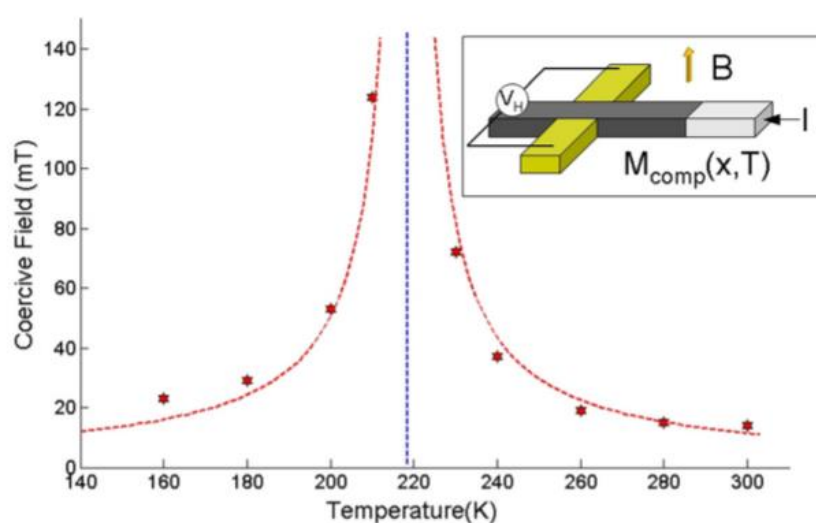


Рисунок 1.5 – Температурная зависимость коэрцитивной силы пленки Gd-Co с градиентом состава по толщине.

В работах [41,42] сообщается о толщинной зависимости коэрцитивной силы пленок TbDyFe в диапазоне толщин от 75 до 450 нм. Авторами установлено, что коэрцитивная сила в таких пленках с перпендикулярной анизотропией существенно снижается при увеличении толщины. Авторы объясняют эту закономерность релаксацией упругих изменений и возможными изменениями микроструктуры пленки.

Рассмотренные в данном обзоре особенности магнитных свойств пленок редкоземельных металлов и их сплавов с 3d-металлами демонстрируют яркие отличия от массивного состояния. Особенности магнитных свойств могут существенно сказываться и на магнитоупругих свойствах, которые будут рассмотрены в следующем параграфе.

1.2 Магнитоупругие свойства плёнок 3d- и 4f- металлов и их сплавов

Говоря о магнитоупругих свойствах магнетиков, прежде всего нужно остановиться на явлении магнитострикции. Данное явление, состоящее в деформации кристаллической структуры при возникновении магнитного упорядочения, проявляется в магнитном поле как изменение размеров и формы образца. Оно же, по сути, ответственно за дополнительную магнитную анизотропию, реализующуюся при приложении внешних деформаций, что называют обратным магнитоупругим эффектом. Данное явление, в той или иной степени, проявляется практически во всех магнитоупорядоченных веществах.

На данный момент известно множество материалов, обладающих магнитострикцией пригодной для практического использования. Среди них большую долю занимают сплавы 3d-металлов. Наиболее популярные среди них это Ni (~ -30 ppm), FeGa (~ 400 ppm), FeCo (~ 250 ppm), FeAl (~ 80 ppm). Преимуществом материалов из сплавов 3d-металлов являются низкие поля насыщения магнитострикции (~ 200 Э). Однако гораздо большую магнитострикцию имеют сплавы РЗМ-3d металлов. В них значения константы магнитострикции достигают ~ 1700 ppm при комнатной температуре, из-за чего они называются материалами с гигантской магнитострикцией. Наиболее известными представителями данной категории веществ являются соединения типа RFe_2 где R – Tb, Dy, Sm. В бинарных фазах Лавеса наибольшее значение константы магнитострикции свойственно интерметаллиду $TbFe_2 - 1760$ ppm., который также имеет торговую марку Terfenol. Однако, такие величины магнитострикции достигаются в относительно высоких магнитных полях, порядка 10 кЭ, что затрудняет практическое использование материала Terfenol. Наиболее интересным решением данной проблемы является тройной сплав типа $(Tb_{1-x}Dy_x)Fe_2$. В нём константа магнитострикции оказывается несколько меньше, чем в классическом Terfenol (~ 1200 ppm.), но насыщение достигается в существенно меньших магнитных полях, до 5 кЭ.

Проявления магнитострикции, как и магнетизма, могут претерпевать существенные изменения при переходе от массивного к тонкопленочному состоянию, где существенную роль играют особенности микроструктуры, подложка и условия получения таких пленочных структур. Своей спецификой обладают плёнки с редкоземельными элементами, рассмотрению магнитоупругих свойств которых посвящён данный параграф.

Как уже было упомянуто ранее, наиболее интересным магнитострикционным материалом состоящем из сплава 4f-3d металлов является Terfenol и его различные модификации. Однако, из-за характерных структурных особенностей, рассмотренных в предыдущем параграфе, главной из которых является склонность к аморфизации, в тонкопленочном состоянии магнитоупругие свойства указанных сплавов также имеют ряд особенностей. Они, в частности, рассмотрены авторами работ [43-58]. Так в работе [43] исследованы плёнки системы $Tb_{1-x}Dy_x(Fe_{0.45}Co_{0.55})_y$, полученные магнетронным распылением. Выбор состава 3d-подсистемы обусловлен более высоким уровнем Т-Т обмена в Fe-Co сплавах, чем в отдельно взятых Fe или Co, что в свою очередь увеличивает температуру Кюри T_c и намагниченность R-подрешётки при комнатной температуре. А это, в свою очередь, может привести к возрастанию магнитострикции. Показано, что после получения плёнки находятся в сперимагнитном состоянии, о чем свидетельствуют большая коэрцитивная сила и большая высокополевая магнитная восприимчивость. Магнитострикционные кривые исходных и отожжённых образцов представлены на рисунке 1.6.

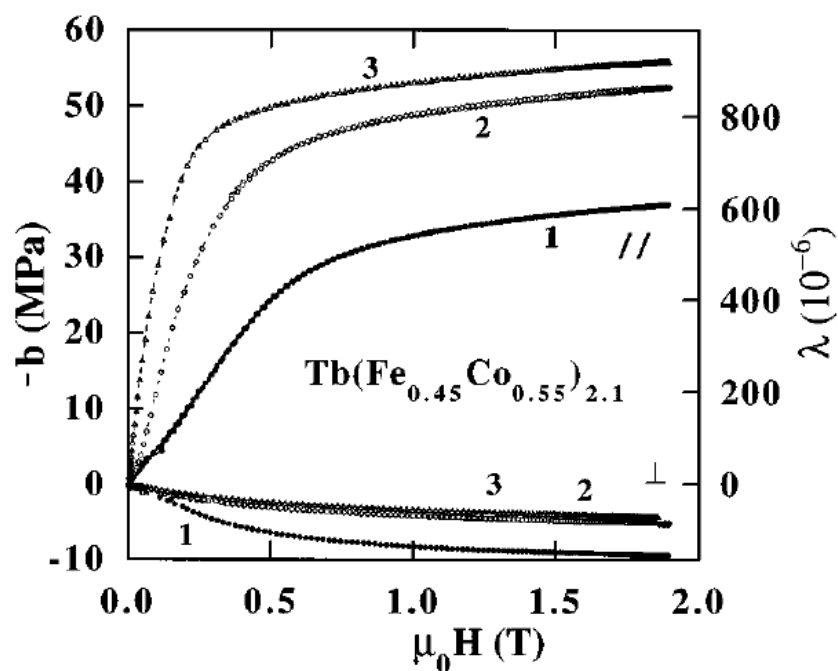


Рисунок 1.6 – Продольные и поперечные магнитострикционные кривые для пленок $\text{Tb}(\text{Fe}_{0.45}\text{Co}_{0.55})_{2.1}$ в исходном состоянии (1) и после отжига при температурах 150 °C (2) и 250 °C (3).

Из рисунка 1.6 видно, что с увеличением температуры отжига в магнитном поле наводится заметная анизотропия в плоскости, которая также сопровождается существенным ростом константы магнитострикции λ . При температуре отжига 250 °C λ достигает гигантских значений $\sim 1060 \cdot 10^{-6}$. Стоит отметить, что при данных температурах отжига структура остаётся аморфной, и, следовательно, сохраняется сперимагнитное состояние. Значения магнитострикции при этом существенно ниже, чем для поликристаллических образцов [44], однако интересной особенностью данных плёнок является выход на насыщение магнитострикции в относительно низких магнитных полях (около 0.3 Тл). Также авторами показано, что максимальная магнитострикционная восприимчивость в малых полях достигается для состава с $x=0.73$, что свидетельствует о присутствии эффекта концентрационной компенсации анизотропии даже в аморфном состоянии. В другой работе [45] показано, что частичное замещение атомов Fe на Co позволяет

получить наибольшее для $\text{Fe}_{53}\text{Co}_{47}$ значение константы магнитострикции в плоскости для аморфных пленок ($250 \cdot 10^{-6}$), при этом реализуется также более магнитомягкое состояние, и магнитострикция достигает насыщения в очень низких магнитных полях (0.06 Тл). В работах [46, 47] также сообщается о высоких значениях константы магнитострикции в полях напряжённостью 6 кЭ ($\sim 450 \cdot 10^{-6}$) и 10 кЭ ($\sim 540 \cdot 10^{-6}$) для пленок, полученных магнетронным напылением.

В работе [48] продемонстрировано, что температура подложки при напылении играет существенную роль в формировании магнитоупругих свойств пленок типа Terfenol. Так авторами зафиксирован рост константы магнитострикции со 175 до 750 ppm при увеличении температуры подложки от 300 до 510°C. Также отмечается, что рост магнитострикции сопровождается увеличением температуры Кюри от 35 до 315°C и трансформацией анизотропии из перпендикулярной в плоскостную. Также авторами установлено, что кристаллизация пленок происходит при температурах подложки выше 425°C. Другим авторским коллективом [49] показано, что пленки Terfenol кристаллизуются в результате отжига при температурах $\sim 500^\circ\text{C}$ и приобретают многофазную структуру, включающую преимущественно зерна фазы Лавеса и небольшие включения чистого $\alpha\text{-Fe}$ и оксидов редкоземельных элементов. В таком состоянии достигнута высокая константа магнитострикции ~ 1000 ppm и относительно низкая коэрцитивная сила ~ 625 Э. Однако представленные магнитные и магнитоупругие свойства ещё не позволяют говорить о полной пригодности данных структур для практических приложений.

В ряде работ [50-58] также рассматривается влияние фазового состава и параметров магнетронного напыления на магнитоупругие свойства тонких пленок типа Terfenol. Так, например, в [50-54] сообщается об образовании целого ряда интерметаллических соединений, оксидов R-элементов и чистых Tb, Dy и Fe, при отжиге аморфных пленок. Наличие неоднородного фазового состава приводит к резкому ухудшению магнитоупругих свойств. В работе [52] авторами показано, что наибольшая магнитострикция достигается при температуре отжига 600°C. При

такой обработке в пленках реализуется нанокристаллическое состояние и образуется преимущественно фаза RFe_2 с небольшими включениями α -железа, что и приводит к наиболее магнитомягкому состоянию при максимальной магнитострикции ($\lambda_s = 860 \cdot 10^{-6}$). В другой работе [55] приводятся интересные сведения о возможном образовании в аморфной матрице кластеров Fe-Co, окруженных тонким слоем фазы R_2T_{17} . Данные кластеры растут с увеличением температуры подложки при осаждении, что сопровождается увеличением магнитострикции до максимальной величины 300 ppm при температуре подложки 500°C. При этом также достигается относительно низкая коэрцитивная сила ($H_c \sim 250$ Э).

В работах [56-58] приводятся интересные сведения о влиянии параметров напыления на фазовый состав и магнитострикцию плёнок. Так в работе [56] показано, что напыление при относительно высоких давлениях (10^{-3} Торр) на нагретую подложку (550°C) приводит к образованию оксидов типа R_2O_3 . Это естественно сопровождается уменьшением намагниченности и магнитострикции. С другой стороны, авторы демонстрируют что при давлении $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ Торр получаются структуры, в которых практически отсутствует эффект окисления. В работе [57] показано, что величина давления Ag при напылении влияет как на фазовый состав, так и на остаточные напряжения в пленке. Кроме того, свойства полученных плёнок могут зависеть от расстояния между подложкодержателем и распыляемой мишенью. Авторы также констатируют, что оптимальные магнитные ($M_s = 700$ Гс) и магнитоупругие свойства ($\lambda_s = 880$ ppm) реализуются в пленке при отсутствии остаточных напряжений. Это достигается комбинированием выше указанных параметров. Также в данной работе проводится сравнение свойств пленок, осажденных на нагретую подложку и отожжённых после получения. В частности, показано, что отжиг приводит к более мелкому размеру зерна (17 нм) и низкой шероховатости поверхности (~ 1 нм). При этом в магнитных и магнитоупругих свойствах существенных различий не наблюдается.

В другой работе [58] авторы используют комбинацию отжига и нагрева подложки для достижения оптимальных магнитоупругих свойств. Они также предлагают простой способ определения магнитострикции, в основе которого лежат магнитооптические измерения свойств деформируемого образца. Магнитооптические петли гистерезиса пленки Terfenol и схема деформации образца представлены на рисунке 1.7.

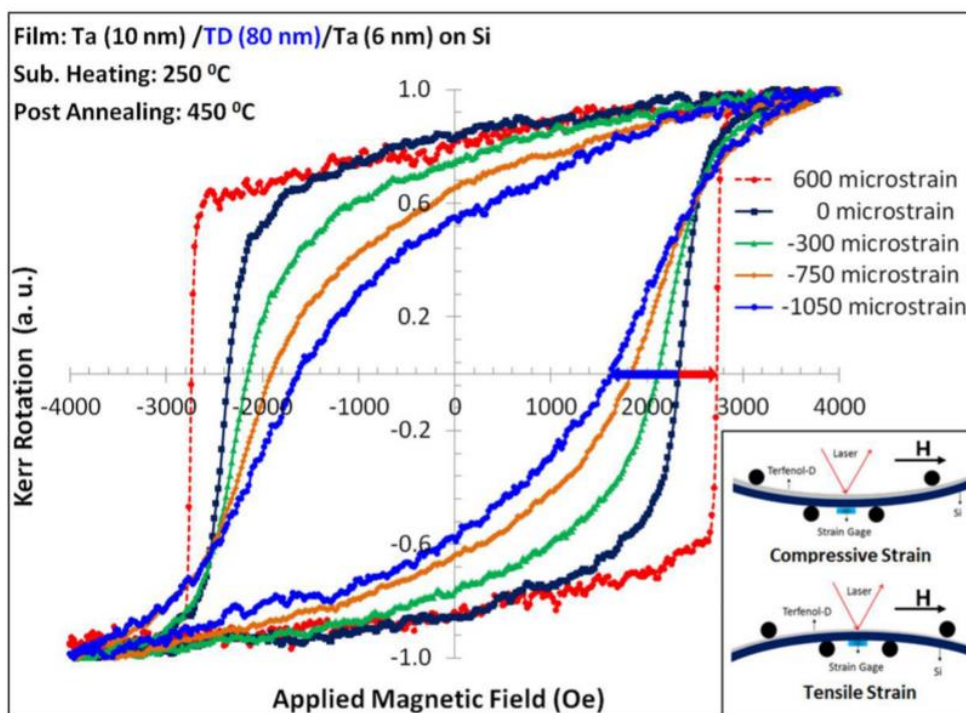


Рисунок 1.7 – Магнитооптические петли гистерезиса пленки Terfenol-D при различных величинах деформации образца.

В предложенной методике величина константы магнитострикции определялась по изменению коэрцитивной силы петли гистерезиса при деформации. Авторами использовалась следующая формула:

$$\lambda_s \approx \frac{2\mu_0 M_s \Delta H_c}{3Y\Delta\varepsilon} \quad (1.2)$$

где λ_s - константа магнитострикции насыщения, M_s – намагниченность насыщения, ΔH_c – изменение коэрцитивной силы при деформации, Y – модуль Юнга пленки, $\Delta\varepsilon$ – величина деформации.

Ниже из обзора [58] приведена обобщающая таблица магнитострикционных констант и магнитных полей насыщения магнитострикции для пленок типа Terfenol.

Таблица 1.1 – Поля насыщения и константы магнитострикции пленок типа Terfenol по данным различных авторов

Магнитное поле, кЭ	Константа магнитострикции, 10^{-6}	Ссылка
30	1060	[43,45]
6	450	[46]
10	510	[47]
-	1000	[49]
9кЭ	860	[52,53]
-	880	[57]
-	910	[58]

Как можно видеть из таблицы в тонкопленочном состоянии удастся достичь гигантских значений магнитострикции для плёнок типа Terfenol, полученных различными способами. Однако, высокий гистерезис и большие поля насыщения магнитострикции в пленочном состоянии представляют большую и актуальную проблему для практики применение этих сред.

Другой хорошо известной магнитострикционной средой является SmFe_2 . Данный интерметаллид в массивном состоянии демонстрирует величину константы магнитострикции ~ 2000 ppm при низких температурах. Тем не менее такой сплав также обладает высоким гистерезисом, вследствие чего магнитострикция достигает насыщения в полях порядка 2 Тл. Однако в тонкопленочном состоянии и эти плёнки имеют большой потенциал оптимизации

магнитных и магнитоупругих свойств. Так в работе [59] авторы сообщают о достижении отрицательной магнитострикции порядка -650 ppm в магнитном поле 250 Э для пленки $\text{SmFe}_{2.2}$, нанесенной методом магнетронного напыления на подложку, нагретую до 250°C. При напылении на ненагревую подложку пленки являлись аморфными. Отжиг при температурах ниже кристаллизационных приводит к изменению морфологии пленок и существенному росту константы магнитострикции. Авторами отмечается, что переход в кристаллическое состояние приводит к существенному увеличению коэрцитивной силы и, следовательно, полей насыщения магнитострикции, сравнимых с полями для массивных образцов. Также при кристаллизации возникают окислы редкой земли, что отрицательно сказывается на магнитоупругих свойствах. На рисунке 1.8, в качестве примера, приведены полевые зависимости коэффициента магнитострикции пленок $\text{SmFe}_{2.2}$.

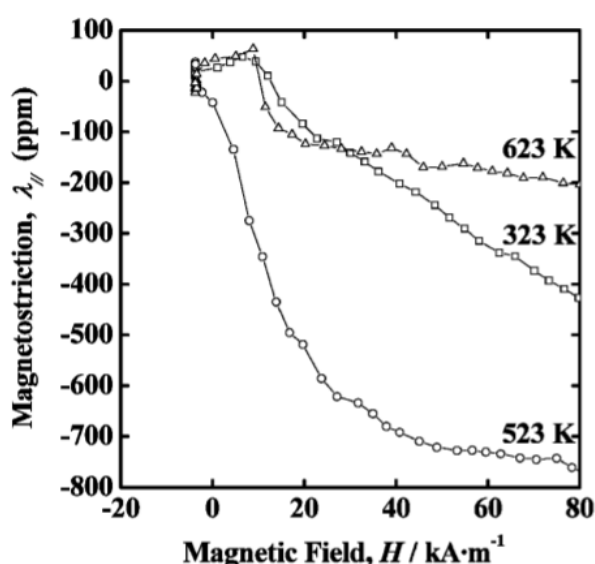


Рисунок 1.8 – Полевые зависимости коэффициента магнитострикции $\lambda_{||}$ для пленок $\text{SmFe}_{2.2}$ напыленных при различных температурах подложки.

Также стоит отметить, что толщина пленок, исследовавшихся в работе [59], составляет 3 мкм, а переход к наноразмерным толщинам может сопровождаться существенным изменением магнитных и магнитоупругих свойств.

В другой работе [60] авторы сообщают об увеличении константы магнитострикции и уменьшении поля насыщения при уменьшении давления Ag при

напылении, что связано с тенденцией к аморфизации и отсутствием окислов редкой земли в плёнках, полученных при низких давлениях. В другой работе этих же авторов [61] исследованы пленки системы Sm-Fe с варьируемым составом. На рисунке 1.9 представлены магнитострикционные кривые, измеренные в плоскости пленок. Как можно видеть гигантские значения константы магнитострикции приходятся на область составов от 29.3 до 33.5 ат.% Sm, то есть близкую к составу фазы Лавеса SmFe_2 . Это, в частности, говорит о подобии ближнего атомного окружения в аморфном и кристаллическом состояниях. Для состава 29.3 ат.% Sm достигнуто максимальное значение коэффициента магнитострикции -1230 ppm в поле ~ 1100 кА/м, но и в существенно меньших магнитных полях ~ 400 кА/м также реализуется гигантская магнитострикция (- 1100 ppm).

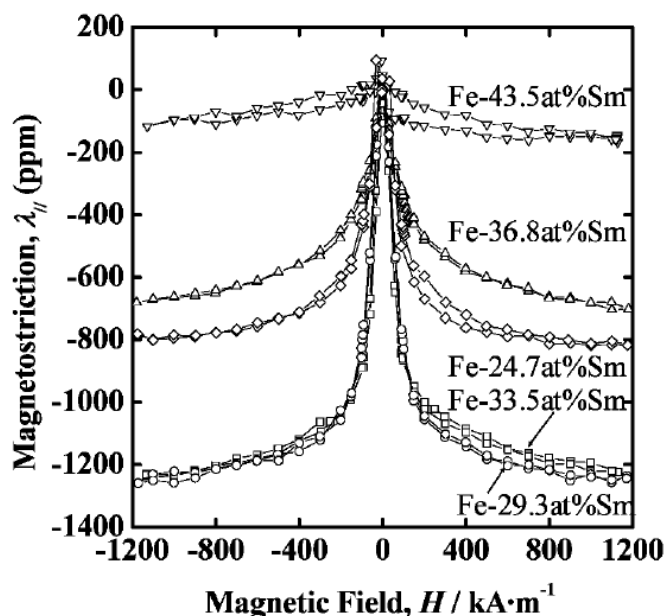


Рисунок 1.9 – Зависимости коэффициента продольной магнитострикции ($\lambda_{||}$) от напряжённости магнитного для плёнок Sm-Fe различного состава.

При рассмотрении более тонких пленок Sm-Fe (100 нм) в работе [62] сообщается о гораздо меньших значениях константы магнитострикции (-57 ppm в поле 2.5 кЭ). Авторы объясняют это высокой гетерогенностью пленок, полученных методом магнетронного напыления. В исходных пленках преобладают кристаллиты чистого α -Fe окруженные границами с высоким содержанием Sm.

При отжиге плёнок в диапазоне от 500-700°C формируется фаза SmFe_2 . Кристаллиты данной фазы увеличиваются в размерах, что приводит к возрастанию константы анизотропии. Еще в одной работе [63] сообщается о достижении гигантских значений константы магнитострикции в аморфных пленках типа Sm-Fe-B. При этом в данных структурах реализуется большая наведенная анизотропия $6 \cdot 10^4$ Дж/м³. Максимальное значение константы магнитострикции, достигнутое в данной работе, составляет -650 ppm в поле 3кЭ, что близко к значениям для массивных образцов. Авторы указывают на корреляцию между величиной остаточных напряжений, магнитными и магнитострикционными свойствами, а также отмечают лучшие, в сравнении с системой Tb-Fe, коррозионные свойства данных пленок.

Также перспективными магнитострикционными средами в пленочном состоянии могут являться сплавы типа Sm-Nd(Pr)-Fe. Известно, что интерметаллиды SmFe_2 и PrFe_2 имеют противоположные знаки константы магнитокристаллической анизотропии. Предполагая, что это справедливо и для аморфного состояния, в многокомпонентных плёнках можно ожидать компенсации анизотропии и снижения полей насыщения магнитострикции без существенного изменения её величины. В работе [64] показано, что наилучшей комбинации магнитных и магнитоупругих свойств удастся достичь в системе $\text{Sm}_{0.9}\text{Pr}_{0.1}\text{Fe}_{1.94}$. На рисунке 1.10, в качестве примера, представлены полевые зависимости коэффициента магнитострикции для пленок типа Sm-Pr-Fe. Сравнивая данные для пленок $\text{SmFe}_{1.9}$ и $\text{Sm}_{0.9}\text{Pr}_{0.1}\text{Fe}_{1.94}$, можно заключить, что замещение Sm на Pr, действительно, увеличивает магнитострикцию в магнитном поле до 400 кА/м.

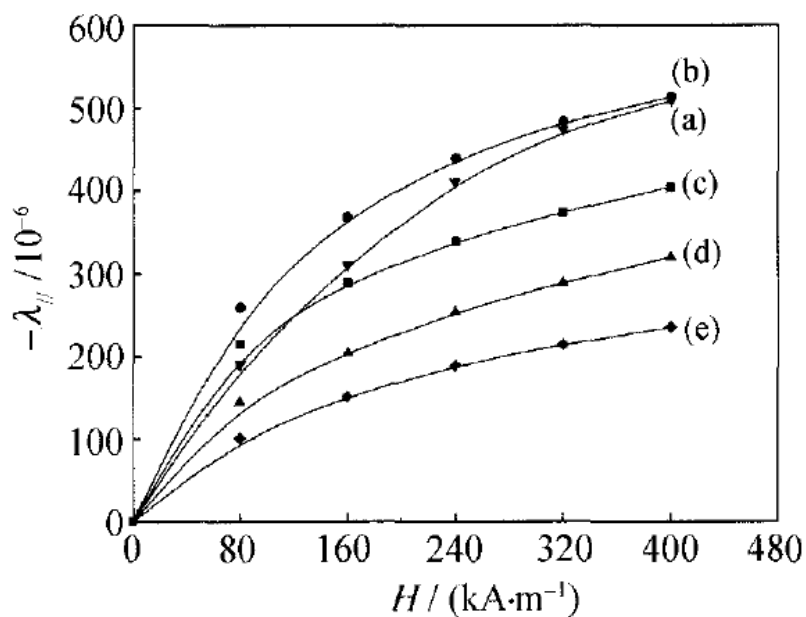


Рисунок 1.10 – Полевые зависимости коэффициента магнитострикции для пленок (a) SmFe_{1.9}, (b) Sm_{0.9}Pr_{0.1}Fe_{1.94}, (c) Sm_{0.9}Pr_{0.1}Fe_{1.84}, (d) Sm_{0.9}Pr_{0.1}Fe_{1.4}, (e) Sm_{0.9}Pr_{0.1}Fe_{2.69}.

Также авторы сообщают о подобном эффекте при замещении Sm на Nd. При 20% замещении величина коэффициента магнитострикции уменьшается с увеличением концентрации Nd в области больших магнитных полей, однако она оказывается выше в относительно слабых полях (до 160 кА/м).

Несмотря на гигантские значения магнитострикции в тонких пленках системы Sm-Fe, поля насыщения магнитострикции остаются весьма большими, что затрудняет использование этой системы в прикладных целях. Тем не менее она представляет интерес для композитных наноразмерных сред, в которых можно добиться низкокоэрцитивного состояния.

1.3 Магнитные свойства композитов с редкоземельносодержащими слоистыми компонентами

Рассмотренные выше магнитные пленки редкоземельных металлов и их сплавов с 3d-металлами могут использоваться для применения в композитных слоистых средах для создания специфических результирующих эффектов. Одним из них является магнитоэлектрический эффект, который эффективно возникает в

системе механически связанных пьезоэлектрических и магнитострикционных слоёв. Наиболее подходящими магнитострикционными материалами для применения в таких композитных мультиферроиках являются выше рассмотренные Terfenol-D и Sm-Fe. Однако в композитах их свойства могут отличаться от однослойных аналогов. Так, например, в ряде работ [65-67] рассмотрены композитные пленки типа Pt/Terfenol-D/Pt/PZT/Pt с магнитоэлектрическим эффектом. Промежуточный слой Pt используется авторами в качестве диффузионного барьера для предотвращения окисления слоя Terfenol-D. В работе [65] авторы сообщают, что магнитные свойства Terfenol-D в таком композите зависят от условий термической обработки. При температуре отжига 500°C в пленках реализуется состояние с высокой намагниченностью порядка 550 Гс, что близко к намагниченности массивного Terfenol, и низкой коэрцитивной силой ~30 Э. Авторы объясняют превосходные магнитомягкие свойства Terfenol-D реализацией в нем нанокристаллического состояния с размером зерен 7-10 нм, что было подтверждено данными просвечивающей электронной микроскопии. Однако авторами отмечается, что целесообразно использовать более низкую температуру отжига (300°C), при которой магнитные свойства Terfenol-D оказываются несколько хуже, но при этом не происходит увеличения токов утечки в слое PZT.

В настоящий момент в мировой литературе содержится не так много сведений о магнитных свойствах сплавов типа Terfenol в тонкопленочных композитных мультиферроиках, однако данный вопрос является интересным и актуальным.

Другой областью использования редкоземельных сплавов в композиционном материале являются спин-вентильные структуры. В них редкоземельные металлы и сплавы на их основе Tb [68-77], Dy [78-81], Gd [82,83] являются материалом закрепляющего слоя, обменно-взаимодействующего с функциональным слоем, обладающим магнитосопротивлением. Такие структуры могут рассматриваться в качестве потенциальных сред для спинтроники и магнитной записи информации. Так, например, в работе [68] рассмотрены магнитные и магниторезистивные свойства композитов $Tb_xCo_{1-x}/Cu/ Tb_yCo_{1-y}$. Авторами показано, что путем подбора

состава слоев можно эффективно менять поля переключения намагниченности и знака магнитосопротивления. Также в данной статье демонстрируется управление полями скачка намагниченности посредством приложения магнитного поля в различных направлениях. В другой работе [69] авторами продемонстрирована возможность управления магнитными и фазовыми свойствами структуры Pt/Tb/Fe путём отжига. Так, при различных температурах отжига формируются разные фазовый состав из компонентов L_{10} -FePt, Pt_2Tb , TbO_2 , Tb, Fe, что существенно влияет на коэрцитивную силу. В работе [71] продемонстрирована возможность создания искусственного ферромагнетика в слоистых композитах типа Tb/Co и реализации обменного смещения при низких температурах. Также интересные результаты получены в работе [74]. В ней авторы рассматривают структуру типа $Si/Tb_{27.8}Co_{72.2}/Co_{90}Fe_{10}/Cu/Co_{90}Fe/[Pt/Co]_n/Pt$, где первая пара слоев Tb-Co/Co-Fe играют роль закрепляющего слоя, а слоистая структура [Pt/Co] обладает эффектом гигантского магнитосопротивления. На рисунке 1.11 приведены петли гистерезиса такой структуры.

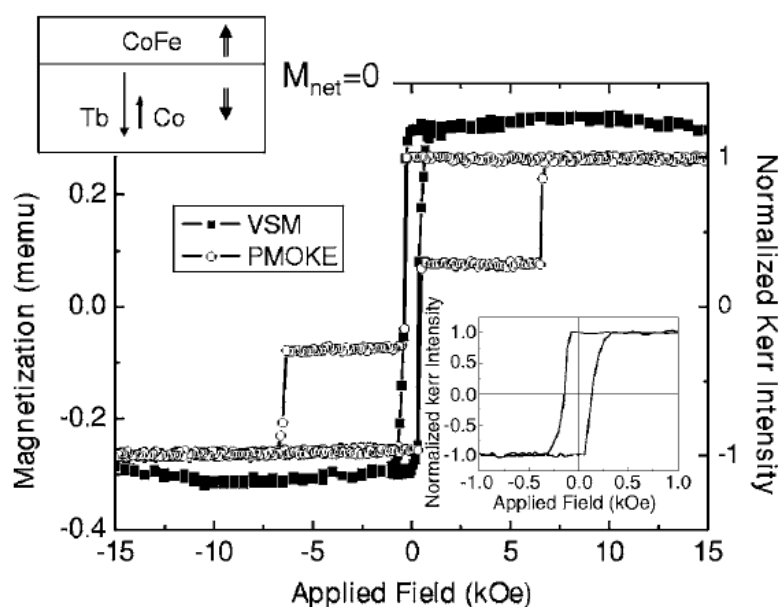


Рисунок 1.11 – Петли гистерезиса, измеренные при помощи магнитометрической (VSM) и магнитооптической (PMOKE) методик, и схема спинового клапана

$Si/Tb_{27.8}Co_{72.2}/Co_{90}Fe_{10}/Cu/Co_{90}Fe/[Pt/Co]_n=5/Pt$.

Как можно видеть из рисунка 1.11, магнитооптические петли (РМОКЕ) имеют две ступеньки, что соответствует перемагничиванию двух элементов структуры. Перемагничивание «закрепленной» пары слоёв Tb-Co/Co-Fe происходит в полях больше 6 кЭ, а слоистая составляющая [Pt/Co] перемагничивается в существенно меньших магнитных полях (~200 Э). Однако, благодаря подбору состава слоя Tb-Co, результирующий магнитный момент в «закрепленной» части практически отсутствует и не дает вклада в суммарный магнитный момент, фиксируемый на VSM. Это позволяет исключить межслойное взаимодействие между «закрепленной» и «свободной» частями. Подобные структуры могут рассматриваться для применения в MRAM высокой плотности.

В работе [75] авторы демонстрируют реализацию обменного смещения в структуре типа TbCo/FeNi. Здесь слой FeNi обладает эффектом анизотропии магнитосопротивления (AMC), а ферримагнитный слой TbCo используется для реализации обменного смещения. На рисунке 1.12, в качестве примера, приведены петли гистерезиса такой структуры.

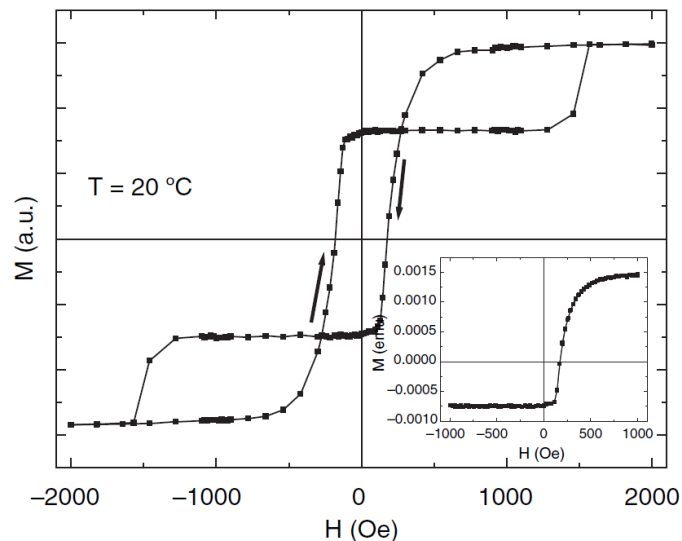


Рисунок 1.12 – Полная и частная (на вставке) петли гистерезиса плёнки TbCo/FeNi.

Как можно видеть из рисунка 1.12, частная петля гистерезиса слоя FeNi демонстрирует обменное смещение. При этом суммарная петля гистерезиса несет

ступенчатый характер. «Пережест» ступеней происходит из-за того, что магнитный момент слоя FeNi превышает магнитный момент слоя TbCo. Данные структуры могут применяться в качестве сред для датчиков магнитных полей. В другой статье [76] авторами исследуется влияние прослойки Cu и отжига на магнитные свойства слоя TbCo. В работе [77] продемонстрирован эффект «тренировки» структуры Ta(3.0)/Cu (1.4)/[Ni/Co]3/Cu (2.2)/[Co/Ni]5/Tb₂₀Fe₈₀/Ta(3.0) (в скобках указана толщина в нм), то есть изменение поля обменного смещения при многократном перемагничивании, а также возможность регулировки магнитных свойств за счет варьирования толщины слоя Tb-Co. В работе [78] авторами исследованы магнитные свойства трехслойных структур типа Ni/Dy/Ni и Co/Dy/Co с различной толщиной слоя Dy. Показано, что увеличение толщины Dy приводит к существенному росту коэрцитивной силы. При толщинах больше 15 нм происходит кристаллизация Dy и, петли гистерезиса приобретают ступенчатый характер. Подобные многослойные плёнки также рассмотрены теоретически в работе [81]. Авторами сообщается, что в системах типа Fe/Dy/Fe и Gd/Dy/Gd реализуется множество стабильных спиновых структур. Такие структуры обладают термическим гистерезисом из-за спин-ориентационных переходов, возникающих при различных температурах при охлаждении и нагреве образцов. Также интерес представляет работа [82], в которой авторами демонстрируется возможность управления полями переключения при помощи прослойки Co в спин-вентильной структуре типа GdCo(35 нм)/Co(1-7 нм)/Cu(4 нм)/Co(7 нм).

ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 1

Тонкие магнитные пленки на основе редкоземельных элементов и их сплавов с 3d-металлами являются интересными объектами исследования, как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. В них реализуются сложные магнитные структуры, большая магнитная анизотропия, гигантская магнитострикция, что позволяет рассматривать их как среды перспективные для современных технических приложений. Как показано в представленном обзоре, в тонкопленочном состоянии структура и магнитные свойства существенно и специфическим образом зависят от параметров напыления, толщины, последующей температурной обработки и т. д. На данный момент в научной литературе имеется хорошее понимание закономерностей формирования магнитных свойств в плёнках сплавов R-T с большой концентрацией 3d-элементов. Однако не так много внимания уделено магнитным свойствам R-обогащенных плёнок, изучение которых может способствовать лучшему пониманию взаимосвязи магнетизма R- и T-подсистем.

Также в обзоре продемонстрировано, что реализация гигантской магнитострикции в тонких пленках вполне осуществима. Более того, по величине магнитострикционной восприимчивости они могут превосходить массивные аналоги типа Terfenol и Sm-Fe. Однако соответствующие литературные сведения, хотя и довольно многочисленны, но в большой мере противоречивы. Основной причиной этого является сложность реализации в плёночном состоянии оптимального сочетания структурно-фазовых параметров, влияющих на магнитоупругие свойства. Наличие большого числа публикаций по данному вопросу показывает, что физико-технологические исследования потенциала плёночных магниторезистивных сред на основе сплавов R-T весьма актуальны.

В обзоре также представлены сведения о композиционных структурах, содержащих слои на основе редкоземельных металлов и их сплавов с 3d-элементами. Они показывают, что такого рода структуры имеют значительный

спектр практических применений. Это, в первую очередь, обусловлено широкой вариативностью магнитного упорядочения, магнитной анизотропии, магнитострикции, магнитного гистерезиса указанных слоёв, которая является следствием специфики структурного состояния и сочетания локализованного магнетизма R- и коллективизированного T-элементов. При этом приоритетным является исследование спин-вентильных структур и композитных мультиферроиков.

На основе представленного анализа литературы сформулирована следующая цель данной диссертационной работы: обобщающая характеристика магнетизма плёнок систем R-Co ($R = \text{Gd}, \text{Tb}, \text{Dy}$) и определение закономерностей формирования сопутствующих прикладных свойств в плёночных нанокompозитах на их основе.

ГЛАВА 2. ОБЪЕКТЫ И МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЯ

2.1. Получение, композиционная и структурная характеристика пленок и пленочных композитов

В качестве методик получения тонкопленочных структур использовались магнетронное и высокочастотное ионно-плазменное напыление, реализованные на установке АТС Orion 8 UHV и модернизированной установке УРМЗ-014, соответственно. Напыление тонкопленочных структур производилось в атмосфере аргона чистотой 99,987%, давление остаточных газов составляло не более $1.6 \cdot 10^{-6}$ мм.рт.ст., рабочее давление аргона при напылении составляло $1 \cdot 10^{-3}$ и $5.2 \cdot 10^{-4}$ мм.рт.ст. на установках Orion и УРМЗ-014, соответственно. В качестве подложек использовались покровные стекла фирмы Corning 22x22 мм² и толщиной 0.2 мм а также монокристаллические кремниевые пластины 22x22 мм². Все пленочные структуры получались в присутствии магнитного поля напряженностью 250 Э в области подложки. Также обе установки имели возможность нагрева образцов до температуры 600°C. На установке УРМЗ-014 получены серии образцов Gd_xCo_{100-x} , Tb_xCo_{100-x} , Dy_xCo_{100-x} в широком концентрационном диапазоне с шагом по $x=10$ ат.%. Серии пленок типа $Tb_{10}Dy_{23}Fe_{67}$ (Terfenol-D) и Terfenol-D/ $Fe_{20}Ni_{80}$ получены на установке магнетронного напыления Orion-8. Пленки в обеих сериях получены в исходном состоянии и после отжига при температурах от 300-500°C с шагом 50°C. Отжиг всех образцов производился в течение 1 ч в вакууме при давлении не более $1 \cdot 10^{-6}$ мм.рт.ст. Кроме того, получена серия пленок аналогичного состава, нанесенных на нагретую подложку при температурах в диапазоне от 300-500°C с шагом 50°C. На установке УРМЗ-014 получены пленки с обменным смещением типа $Tb-Co/M/FeNi$ где $M= Ti, Ni, Fe, Tb$. Толщина прослойки M варьировалась в пределах 0-3 нм.

Для получения пленок типа R-Co использовалась мозаичная мишень, для сплавов типа Fe-Ni сплавные мишени определенного состава ($Fe_{20}Ni_{80}$ и $Fe_{10}Ni_{90}$), а сплав $Tb_{10}Dy_{23}Fe_{67}$ получался сораспылением 3-х однокомпонентных мишеней. Номинальная толщина для пленок типа R-Co и Terfenol-D, в том числе в

многослойных структурах составляла 110 нм, а для системы FeNi – 50 нм во всех образцах.

На установке магнетронного напыления Orion получены также пленки типа Ta(5нм)/FeNi(5нм)/FeMn(20нм)/Gd_xCo_{100-x} (40 нм). При этом использовались сплавные мишени для слоев Ta, FeNi и FeMn, а слой Gd_xCo_{100-x} получался путем сораспыления мишеней Gd и Co.

Толщина всех пленок контролировалась при помощи стилусного профилометра Veeco Dektak-150 с разрешением по вертикали 1 Å и воспроизводимостью результатов $\pm 5 \text{ Å}$. Скорость напыления определялась по измеряемой толщине и времени напыления на предварительно напыленных образцах. При этом погрешность в определении скорости напыления не превышала 5%. Состав всех пленочных образцов контролировался при помощи рентгенофлуоресцентного анализа на установке Rigaku Nanohunter с погрешностью по составу не более 0.1%. Также для определения химического состава использовался электронный сканирующий микроскоп Carl Zeiss NTC Merlin. Данная методика являлась дополняющей, так как пики элементов таких как Tb, Dy, Fe, Co достаточно сильно перекрываются на рентгенофлуоресцентных спектрах. Для исследования структурных характеристик использовался рентгеноструктурный анализ (РСА), реализованный на установках PANalytical Empire в излучении Co-K_α и Bruker D8 Advance в излучении Cu-K_α в геометрии Брегга-Брентано θ -2 θ .

2.2 Методики измерения магнитных свойств

Для измерения магнитных свойств использовались несколько высокоточных, современных установок таких как вибрационный магнитометр LakeShore VSM 7407, СКВИД-магнитометр MPMS-XL7 и измерительный комплекс PPMS DynaCool 9T с опцией вибромагнитометра. На установке LakeShore VSM 7407 измерения магнитного момента производились в полях до 21 кЭ с максимальной

чувствительностью по магнитному моменту 10^{-7} емт. Данный вибромагнитометр также предоставлял возможность измерения угловой зависимости магнитного момента с шагом 1° . Кроме того, он позволял производить температурные измерения магнитных свойств с помощью двух приставок: низкотемпературная – в диапазоне от 78 до 430 К при охлаждении жидким азотом; высокотемпературная – в диапазоне от 300 до 1300 К в атмосфере аргона высокой чистоты. На СКВИД-магнитометре MPMS-XL7 производились измерения петель гистерезиса и температурных зависимостей магнитного момента в полях до 70 кЭ и температурном диапазоне от 5 до 350 К. Данная методика обладает высокой чувствительностью по магнитному моменту ($\sim 1 \cdot 10^{-8}$ емт) и использовалась, в частности, при определении удельного магнитного момента (на атом) в системах типа R-Co. Также был задействован комплекс PPMS с приставкой вибромагнитометра для измерения магнитного момента пленок в полях до 90 кЭ и диапазоне температур от 5 до 350 К. На этом комплексе также измерялись температурные зависимости магнитного момента пленок Gd-Co.

2.3 Методика измерения тенземагниторезистивных свойств

В основе методики определения тенземагниторезистивных свойств лежит измерение магниторезистивного эффекта, а именно анизотропии магнитосопротивления (АМС). Данный эффект заключается в зависимости электросопротивления некоторых магнетиков от взаимной ориентации векторов намагниченности и плотности тока [84-86]. Соответственно, данный эффект чувствителен к изменению ориентации вектора намагниченности в материале. Наибольший АМС эффект наблюдается в сплавах систем типа Fe-Ni, Co-Ni и достигает до 6% для сплава $\text{Co}_{20}\text{Ni}_{80}$. При этом наилучшими магнитомягкими свойствами, в том числе минимальной магнитострикцией, и достаточно большой величиной АМС обладает сплав $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$. Таким образом, плёнки сплава $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ могут быть использованы в качестве хорошей индикаторной среды в составе

плёночных композитов для анализа магнитного состояния прилегающих обменно-связанных слоёв. Для возникновения чувствительности к деформации материал также должен обладать ненулевой магнитострикцией. Очевидно, что наибольшая величина магнитострикции потенциально обеспечивает наибольшую чувствительность к деформации. Однако, большинство известных магнитострикционных материалов, таких как Terfenol-D, например, обладают практически нулевыми значениями АМС эффекта. Таким образом целесообразно использовать двухслойные пленки типа М/Fe₂₀Ni₈₀, где М – магнитострикционный материал, а Fe₂₀Ni₈₀ используется в качестве чувствительной АМС среды. Как упоминалось ранее, Fe₂₀Ni₈₀ обладает низкой магнитострикцией и, следовательно, его влияние на ход процессов перемагничивания в композите не должно выходить за рамки количественного уменьшения магнитного гистерезиса. За счет сильной обменной связи при подходящем соотношении толщин слоев оба слоя перемагничиваются совместно. Таким образом, деформация образца повлечет изменение магнитного состояния магнитострикционного слоя, что, в свою очередь, вызовет изменение магнитного состояния индикаторного слоя Fe₂₀Ni₈₀, которое, в итоге, может быть зафиксировано в изменении магниторезистивных кривых. Результирующая величина тензomagниторезистивного эффекта определяется по следующей формуле:

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_T = \frac{R_0 - R_\sigma}{R_0} \cdot 100\% \quad (2.1)$$

где $(\Delta R/R)_T$ – величина тензomagниторезистивного эффекта в процентах, R_0 – электросопротивление образца без деформации, R_σ – электросопротивление деформированного образца.

Электросопротивление измерялось четырехзондовым методом в магнитном поле ± 200 Э. Источником магнитного поля являлись катушки Гельмгольца, питаемые постоянным током до 8А. Деформация образца при этом осуществлялась

методом контролируемого прогиба. Стрела прогиба измерялась с использованием микрометрического транслятора.

2.4 Использование программного пакета Comsol Multiphysics для модельной интерпретации экспериментальных данных

В рамках данной работы для модельной интерпретации экспериментальных данных использовался программный пакет мультифизического моделирования Comsol Multiphysics. Данный пакет обладает широким рядом инструментов для решения различного рода комбинированных физических задач, а также хорошо оптимизированными решателями математических уравнений. В рамках наших задач использовался математический модуль и был реализован метод наименьших квадратов для теоретического описания экспериментальных зависимостей $M(T)$, полученных для пленок систем типа R-Co. Для этого в модель была заложена теория, основанная на теории молекулярного поля, которая предполагает представление спонтанной намагниченности M_s коллинеарного ферримагнетика, содержащего в нашем случае редкоземельную и кобальтовую магнитные подрешетки, в форме:

$$M_s(x, T) = M_R(x, T = 0)B_R(\xi_R) - M_T(x, T = 0)B_T(\xi_T) \quad (2.2)$$

где $M_i(x, T=0)$ – подрешеточные намагниченности основного состояния, $B_i(\xi_i)$ – функции Бриллюэна, описывающие температурное изменение подрешеточных намагниченностей. Аргумент функции Бриллюэна представляет собой отношение энергии подрешеточной намагниченности в соответствующем молекулярном поле H_i^* к тепловой энергии. Молекулярное поле для каждой магнитной подрешетки имеет внутриподрешеточную и межподрешеточную составляющие и определяется выражением:

$$H_i^* = \lambda_{ii}(x)M_i(x, T) + \lambda_{ij}(x)M_j(x, T) \quad (2.3)$$

где $\lambda_{ii}(x)$ и $\lambda_{ij}(x)$ – параметры молекулярного поля, которые для случая аморфного состояния в соответствии с [87] довольно просто сводятся к обменным интегралам J_{TT} , J_{TR} , J_{RR} . Эти величины являются параметрами феноменологической теории и определяются только путем аппроксимации экспериментальных зависимостей $M_s(T)$ формулой (4). Важным элементом представленной расчетной схемы является также определение подрешеточных намагниченностей в основном состоянии. Для коллинеарного ферримагнетика типа Gd–Co величина $M_R(x, T = 0)$ задается как сумма магнитных моментов редкоземельных атомов в единице объема, а $M_T(x, T = 0)$ определяется из экспериментального значения $M_s(x, T = 0)$. Для сперимагнетиков, таких как Dy–Co и Tb–Co, такой подход неприемлем. Поэтому мы использовали альтернативный вариант, задавая $M_T(x, T = 0)$ в соответствии с концентрационной зависимостью среднего атомного магнитного момента Co и определяя $M_R(x, T = 0)$ с использованием экспериментальных данных.

ГЛАВА 3. ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ И СПЕЦИФИКА ФОРМИРОВАНИЯ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПЛЁНОЧНЫХ СИСТЕМ ТИПА R-Co (R= Gd, Dy, Tb)

Одним из актуальных направлений современного магнетизма конденсированного состояния является развитие физики и технологий объектов с неоднородным распределением магнитного момента [88-93]. Естественным источником информации о закономерностях формирования сложных магнитных структур служат плёнки сплавов редкоземельных (R) и 3d- переходных (T) металлов, в которых в условиях суперпозиции зонного и локализованного видов магнетизма реализуются ферромагнитное [94-96], сперимагнитное [97-100] асперомагнитное [101,102], геликоидальное [87] упорядочения. Важным стимулом интереса к таким плёнкам является их значительный технический потенциал как сред для устройств спинтроники и сенсорики. В ряду систем R-T наибольшее внимание привлекают бинарные и тройные композиции с R= Tb, Dy, Gd и T= Fe, Co [103-106], отличающиеся относительно высокими температурами магнитного упорядочения и интересными сопутствующими свойствами такими как магнитокалорический эффект и магнитострикция [107-110]. Практическая направленность многих исследований привела к тому, что основной объём знаний в этой области накоплен по T-обогащенным плёночным системам, температуры Кюри которых локализованы выше комнатной температуры [111-113]. Однако в части изучения неколлинеарных магнитных структур R-обогащённая область составов может быть более информативна.

Естественной основой для возникновения сложных магнитных структур в редкоземельных металлах служит атомная локализация магнитных моментов, сочетающаяся с пространственной осцилляцией косвенного обменного взаимодействия и, как правило, с сильной магнитной анизотропией [114, 115]. В большинстве исследований акцент делается на последней причине, поскольку в поле зрения исследователей неколлинеарного магнетизма попадают, главным

образом, композиции, содержащие редкоземельные ионы с большим орбитальным моментом. В этой связи значительное внимание привлекает Dy [116]. Он относится к числу редкоземельных металлов с относительно высокой температурой магнитного упорядочения (178 К). Однако вплоть до 85 К это не приводит к наличию спонтанной намагниченности. Благодаря фрустрации межатомных обменных связей, в базисной плоскости ГПУ-кристаллической решетки Dy образуется антиферромагнитный геликоид. И только при более низких температурах возникает ферромагнитный порядок, сопровождающийся сильной трехосной магнитной анизотропией в базисной плоскости (оси типа *a*) [117]. Аналогичным тяжелым редкоземельным элементом является Tb. Тербий также проявляет высокую одноионную анизотропию, сравнимую с Dy. Однако, ионы указанных 4f-металлов обладают разными знаками константы гексагональной магнитокристаллической анизотропии K_6 . Данный факт, например, используется для частичной компенсации магнитокристаллической анизотропии в сплавах типа Terfenol-D. Кроме того, Tb обладает более высокой температурой магнитного упорядочения, в сравнении с Dy. Для массивного Tb она составляет 221 К. Определенный потенциал в части реализации неколлинеарного магнетизма имеют и системы с пониженным уровнем атомного порядка, которые наряду с редкоземельными элементами включают металлы группы железа. С одной стороны, таким системам свойственна более широкая температурная область существования магнитного упорядочения [118–120]. Но, с другой стороны, в силу специфики РККИ обменного взаимодействия нарушения в регулярности атомной структуры должны задавать специфику магнитной структуры и макроскопических магнитных свойств таких веществ.

Определённой альтернативой плёнкам, содержащим высокоанизотропные редкоземельные элементы можно рассматривать плёнки на основе Gd. Последний не несёт орбитального магнитного момента и, соответственно, не является эффективным источником магнитной анизотропии. Тем самым возникает возможность для исключения возмущающего влияния локальной магнитной

анизотропии и изучения особенностей магнитной структуры, обусловленных спецификой РККИ-обмена.

Данная глава посвящена сопоставительному систематическому изучению закономерностей формирования магнитных свойств и в первую очередь магнитной структуры пленочных систем типа R-Co, где R=Gd,Tb,Dy в широких диапазонах концентраций, температуры и магнитного поля.

3.1 Система $Gd_{100-x}Co_x$

На рисунке 3.1 показаны примеры дифрактограмм, характеризующие типичные варианты структурного состояния плёнок $Gd_{100-x}Co_x$ в диапазоне $0 \leq x \leq 90$. Их анализ позволяет заключить следующее. Плёнки чистого Gd находятся в нанокристаллическом состоянии. Средний размер кристаллитов, оценённый по формуле Шерера, составляет 30 ± 4 нм. Кристаллическая решетка относится к типу hcr и описывается параметрами $a = 0,368$ нм $c = 0,614$ нм, которые определены по положению рефлексов, обозначенных на рисунке 3.1 штриховыми линиями. Указанные величины выше соответствующих табличных значений для Gd ($a = 0,362$ нм, $c = 0,577$ нм). Данная структурная особенность типична для металлических плёнок, осаждённых ионно-плазменным напылением на ненагретые подложки [121]. Она свидетельствует о наличии остаточных растягивающих напряжений, источниками которых могут быть атомы внедрения инертного газа, а также специфическое взаимодействие плёнки с подложкой.

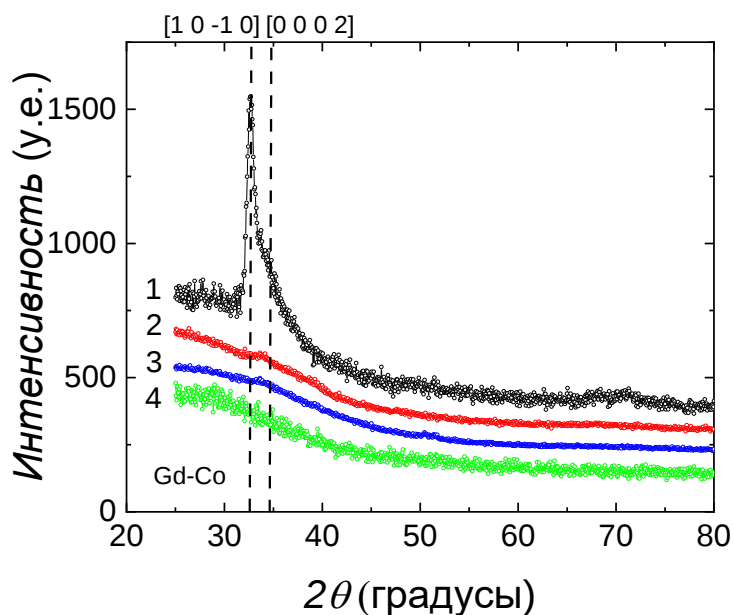


Рисунок 3.1 – Дифрактограммы пленок Gd–Co с различным содержанием Co: 1 – 0; 2 – 10; 3 – 20; 4 – 90 ат. %.

Добавление Co приводит к довольно быстрой деградации кристаллической структуры. Так уже при $x \sim 10$ пленку можно считать рентгеноаморфной, и такое состояние сохраняется как минимум до $x=90$. Отметим также, что плёнки чистого Co ($x = 100$), не являющиеся предметом специального интереса в данной работе, как и плёнки Gd, имеют нанокристаллическую микроструктуру, а также характеризуются смесью α - и β - модификаций кристаллической структуры.

3.1.1. Магнитные свойства пленок Gd

Среди редкоземельных металлов гадолиний обладает наибольшей температурой магнитного упорядочения (293 K) и простой магнитной структурой, которая во всём температурном интервале существования трактуется как коллинеарный ферромагнетизм. Однако в плёночном нанокристаллическом состоянии магнетизм Gd проявляет значительную специфику. Это, в частности,

следует из анализа температурной зависимости намагниченности $M(T)$ (рисунок 3.2).

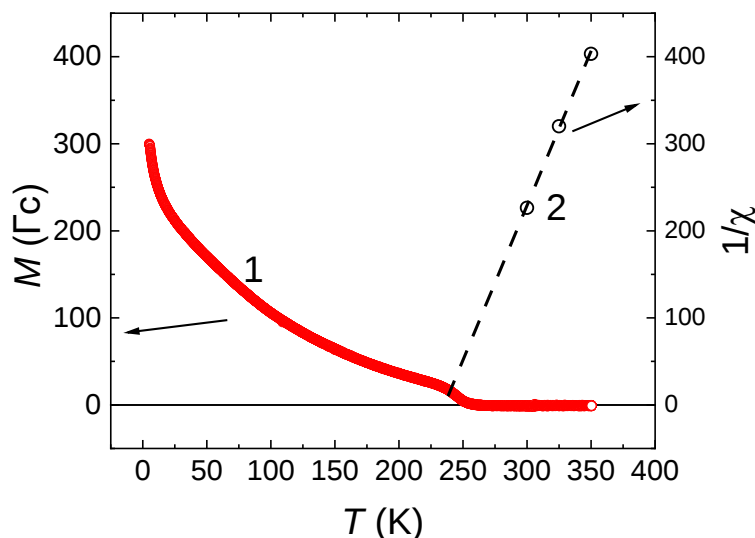


Рисунок 3.2 – Температурные зависимости намагниченности M (1) и обратной парамагнитной восприимчивости $1/\chi$ (2) плёнки Gd. Измерения M выполнены в поле напряжённостью 100 Э при монотонном увеличении температуры.

Она измерена при нагреве образца от температуры 5 K в магнитном поле напряжённостью 100 Э из состояния, которое получено путём охлаждения плёнки от комнатной температуры в сильном магнитном поле (70 кЭ). К числу особенностей, которые демонстрирует данная зависимость, относятся аномально малая намагниченность в отсутствии сколько-нибудь значимого саморазмагничивания, нетипичный для ферромагнетиков вогнутый характер кривой, низкая (~ 250 K) температура Кюри. Всё это даёт основание полагать, что магнитная структура плёнки Gd не соответствует модели однородного коллинеарного ферромагнетизма. В то же время выше температуры Кюри нанокристаллический Gd проявляет свойства типичного парамагнетика, о чём свидетельствует линейный ход температурной зависимости обратной магнитной восприимчивости $1/\chi$. Последнее обстоятельство позволяет использовать формулу Ланжевена для анализа магнитных свойств плёнки Gd:

$$\frac{1}{\chi} = \frac{3k(T-T_c)}{N_{Gd} \cdot \langle \mu_{Gd} \rangle^2} \quad (3.1)$$

где k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; T_c – температура Кюри; N_{Gd} – количество атомов Gd в единице объёма; $\langle \mu_{Gd} \rangle$ – атома Gd. В частности, положив $\langle \mu_{Gd} \rangle$ равным табличному значению для свободного атома ($7 \mu_B$), можно найти плотность плёнки. Её значение составило $7,3 \text{ г/см}^3$, что заметно меньше табличного значения ($7,9 \text{ г/см}^3$).

Определённое подтверждение высказанному выше предположению о неоднородности магнитной структуры плёнки можно найти и в характере петель гистерезиса $M(H)$, представленных на рисунке 3.3.

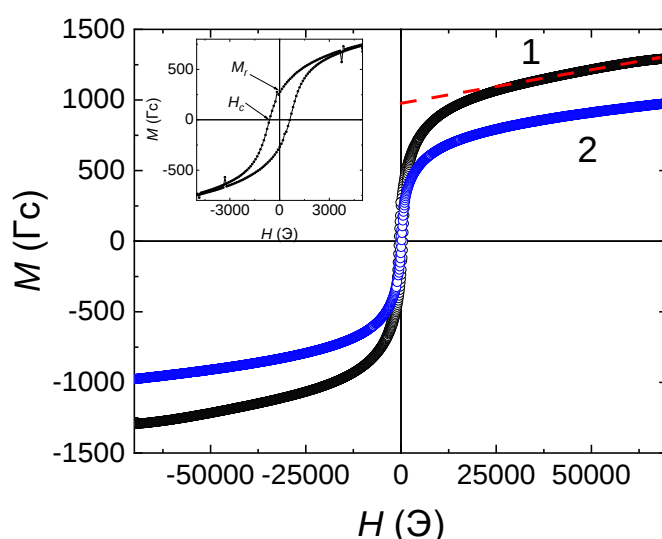


Рисунок 3.3 – Петли гистерезиса пленки Gd при температурах 5 К (кривая 1) и 100 К (кривая 2). На вставке показан фрагмент петли 1 в меньших полях. Штриховая линия демонстрирует линейную аппроксимацию высокополевого зависимости $M(H)$.

Видно, что петля, измеренная при $T=5 \text{ К}$ (кривая 1 и вставка), наряду с малой остаточной намагниченностью $M_r = 270 \text{ Гс}$ демонстрирует относительно большую магнитную восприимчивость в области высоких полей. Но при этом в поле напряжённостью 70 кЭ максимальная намагниченность $M_{\max} = 1300 \text{ Гс}$ остаётся много меньше табличного значения спонтанной намагниченности основного

состояния гадолиния (с поправкой на пониженную плотность - 1800 Гс). Кроме того, процесс перемангничивания сопровождается гистерезисом, который характеризуется относительно большой коэрцитивной силой $H_c \sim 600$ Э (см. вставку на рисунке 3.3). Значительный гистерезис указывает на наличие магнитной анизотропии, которая всё-таки присутствует в образце и может быть связана с наблюдаемым в экспериментах небольшим отклонением орбитального момента Gd от нулевого значения.

Отмеченные особенности в формировании намагниченности, сохраняются и при более высоких температурах вплоть до температуры Кюри (T_c), но их количественное содержание претерпевает изменение. На рисунке 3.4 представлены температурные зависимости коэрцитивной силы H_c , начальной магнитной восприимчивости χ_o и высокополевой восприимчивости χ_h .

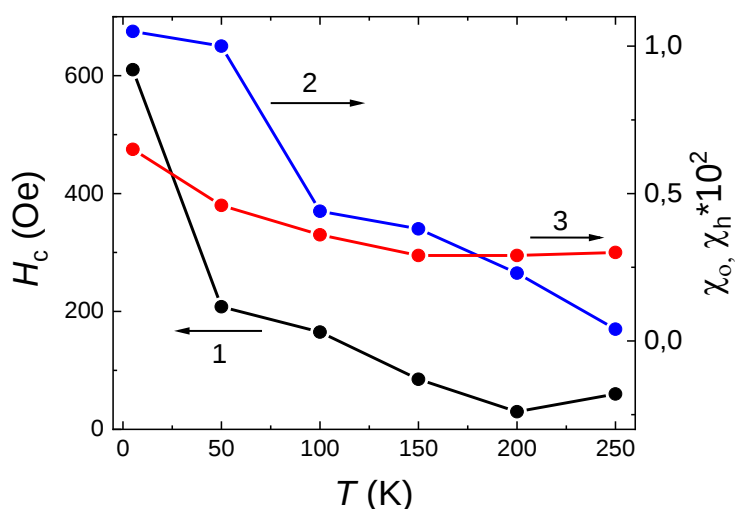


Рисунок 3.4 – Температурные зависимости параметров петель гистерезиса плёнки Gd: 1 – коэрцитивная сила; 2 – начальная магнитная восприимчивость; 3 – высокополевая восприимчивость.

Величина χ_o определялась как производная кривой $M(H)$, полученной усреднением восходящей и нисходящей ветвей петель гистерезиса, в точке $H=0$, а χ_h – как тангенс угла наклона прямой, аппроксимирующей часть $M(H)$ в области высоких полей (штриховая линия на рисунке 3.3). Видно, что зависимости $H_c(T)$ и

$\chi_o(T)$ являются монотонно убывающими и неплохо коррелируют между собой. Это даёт основание предполагать, что в формировании той и другой величин определяющую роль играет магнитная анизотропия, эффективность которой понижается с увеличением температуры. Зависимость $\chi_h(T)$ также демонстрирует убывающий тренд, но иного характера, что может быть следствием иной природы данной закономерности.

В целом представленные свидетельства неоднородности магнитной структуры дают основание для разделения магнетизма плёнки Gd между двумя источниками (объёмами). Один отражает наличие в материале поликристаллической составляющей, в рамках которой реализуется ферромагнитное упорядочение при высокой дисперсии магнитной анизотропии. Другой, по-видимому, указывает на присутствие высокодефектной составляющей, приводящей с учётом механизма РККИ к дисперсии величины и знака обменного взаимодействия. В такой ситуации неизбежно возникновение многочисленных фрустраций в системе локальных магнитных моментов, ведущих к понижению T_c , сперомагнетизму или вообще к отсутствию магнитного упорядочения.

Структурно ферромагнетизм можно связать с центральной частью (ядром) относительно крупных кристаллитов, а сперомагнетизм с межкристаллитными границами и ультратонкими зёрнами. Иными словами, в плёнке имеет место суперпозиция ферромагнитной и сперомагнитной фаз, эффективно проявляющая себя как асперомагнитная структура. Причём ферромагнитная фаза, по-видимому, неоднородна по величине T_c , что, в частности, может объяснить вогнутый характер кривой $M(T)$. Не исключено также наличие немагнитоупорядоченной фазы, которая даёт парамагнитный вклад в намагниченность. Но вычленить его на основе имеющихся данных не представляется возможным. Поэтому условно всю высокополевою восприимчивость можно отнести к сперомагнитной фазе.

Естественно предположить, что сперомагнитная фаза присутствует в форме некой матрицы, что позволяет рассматривать погруженные в неё ферромагнитные кристаллиты как систему невзаимодействующих магнитоодносных частиц с

изотропным распределением осей лёгкого намагничивания. А малый размер частиц, даёт основание считать их однодоменными. Тогда относительный объём ферромагнитной фазы можно оценить по величине остаточной намагниченности M_r с использованием соотношения:

$$M_r = 0.5M_s n \quad (3.2)$$

где n – концентрация ферромагнитной фазы, M_s – её спонтанная намагниченность. Если принять $M_s = 1800$ Гс (спонтанная намагниченность массивного Gd с поправкой на пониженную плотность), а величину M_r взять из эксперимента (270 Гс), то получается $n = 0,3$. Иными словами большую часть объёма плёнки занимает ферромагнитная фаза. Модель ансамбля магнитоодносных частиц можно использовать и для количественной характеристики магнитной анизотропии ферромагнитной фазы на основе соотношения:

$$\chi_0 = \frac{M_s^2}{3K} \quad (3.3)$$

где χ_0 – начальная магнитная восприимчивость, обусловленная исключительно процессом вращения намагниченности, K – константа одноосной магнитной анизотропии. Последняя в соответствии с формулой (3.3) оказалась равной $(1,1 \pm 0,3) \cdot 10^6$ эрг/см³. Литературные источники дают меньшую, но сопоставимую величину K ($6 \cdot 10^5$ эрг/см³) [122], что можно рассматривать как косвенное подтверждение адекватности выбранной модели.

3.1.2. Магнитные свойства пленок $Gd_{100-x}Co_x$ ($x \leq 50$)

Выше (см. начало пункта 3.1.) было показано, что для Gd кобальт является своего рода аморфообразующей добавкой. Иными словами, двухкомпонентная система $Gd_{100-x}Co_x$ при $x > 10$ становится практически рентгеноаморфной, что существенно и нетривиальным образом сказывается на её магнитных свойствах. На рисунке 3.5 показаны температурные зависимости намагниченности, измеренные по вышеописанному протоколу, для плёнок двух составов из концентрационной

области $x < 50$, в которой Co не несёт магнитного момента из-за модификации его 3d-зоны валентными электронами Gd [123]. Видно, что уже десятипроцентная добавка Co (кривая 1) ведёт к качественному изменению характера зависимости $M(T)$. Она из вогнутой, наблюдающейся в плёнке Gd (рисунок 3.2), становится выпуклой, что указывает на установление в образце однородного ферромагнитного порядка. Причём это сопровождается резким понижением T_c , в сравнении с плёнкой Gd, от 250 до 150 К. Увеличение концентрации Co не меняет ферромагнитного типа зависимости $M(T)$, но усиливает эффективность обменного взаимодействия, выражающееся в повышении температуры Кюри и общего уровня намагниченности.

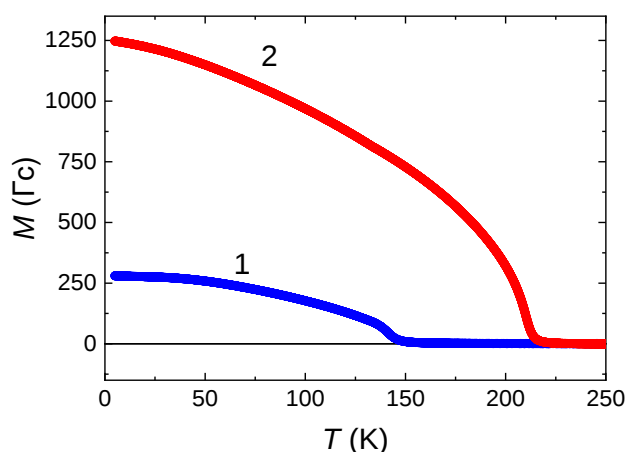


Рисунок 3.5 – Температурные зависимости намагниченности (M) плёнок Gd₉₀Co₁₀ (1) и Gd₆₀Co₄₀ (2). Измерения M выполнены в поле напряжённостью 100 Э при монотонном увеличении температуры.

Аморфизация вносит коррективы и в характер изменения намагниченности во внешнем поле. На рисунке 3.6 (кривые 2,3) в качестве примера приведены петли гистерезиса образцов с $x = 10$ и 40. Главное, что следует из сравнения их с петлёй гистерезиса плёнки Gd (кривая 1), это уменьшение высокополевой магнитной восприимчивости. При $x > 20$ петли становятся практически прямоугольными, что является свидетельством отсутствия магнитной неоднородности, которая

свойственна плёнкам Gd (см. пункт 3.1.1.). Наряду с этим наблюдается значительное (более чем на порядок) уменьшение коэрцитивной силы (рисунок 3.7, кривая 1), также указывающее на установление структурно однородного состояния, и вариация других параметров петли гистерезиса, среди которых большой интерес представляет величина M_f . Она определяется по точке пересечения линии, аппроксимирующей высокополевую зависимость $M(H)$, с осью $H=0$ (см. рисунок 3.3) и может рассматриваться как оценка спонтанной намагниченности ферромагнитной фазы. Очевидно, что в большей части концентрационного диапазона ($x \geq 20$) она совпадает с намагниченностью насыщения M_s . Аномальное поведение $M_f(x)$ в интервале $x = 10 \div 20$ как раз соответствует переходу от двухстадийного ферро-сперо перемангничивания к прямоугольным петлям гистерезиса. Последующее ($x \geq 20$) изменение M_f , на наш взгляд, связано с наличием двух противоположных тенденций в модификации магнетизма системы Gd-Co. Для их анализа целесообразно перейти от M_f к удельной характеристике $\langle \mu_{Gd} \rangle$, то есть среднему магнитному моменту, приходящемуся на атом Gd в ферромагнитной фазе.

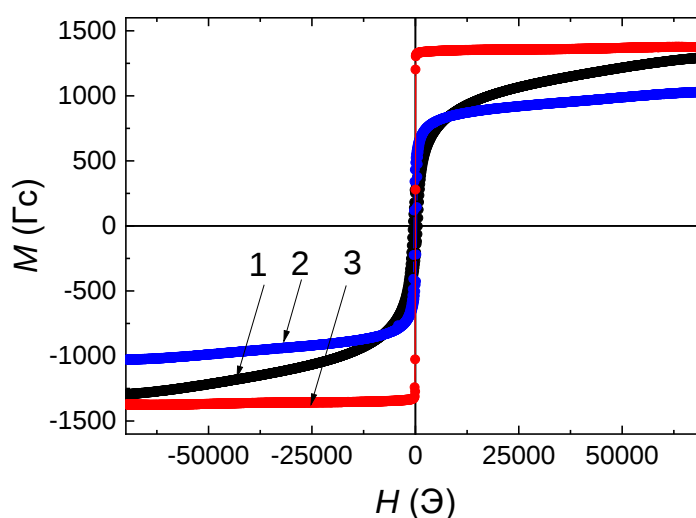


Рисунок 3.6 – Петли гистерезиса пленок $Gd_{100-x}Co_x$ различного состава, измеренные при температуре 5 К. Концентрация кобальта x составляет: 1 – 0; 2 – 10; 3 – 40 ат.%.
56

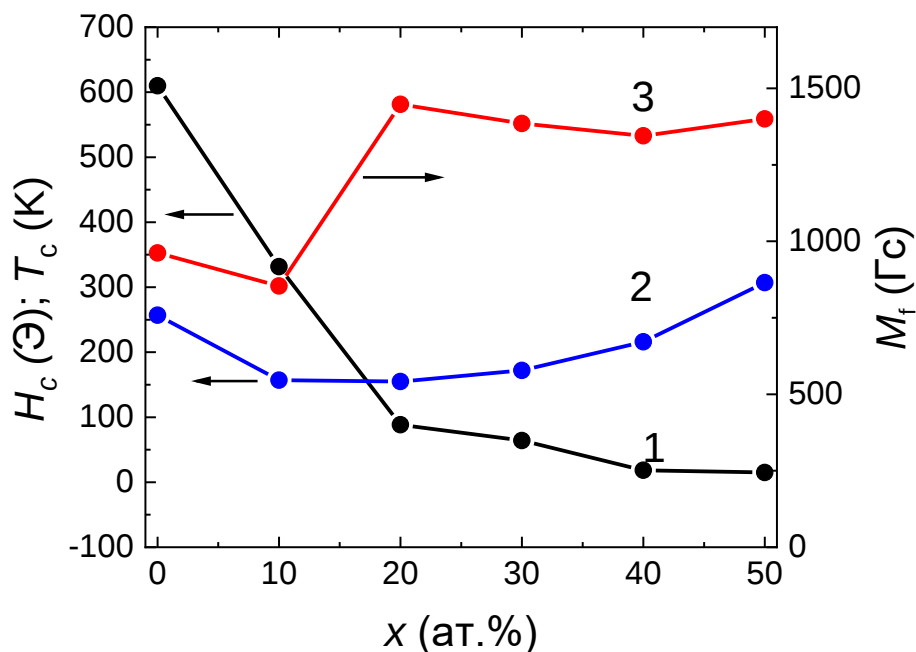


Рисунок 3.7 – Концентрационные зависимости коэрцитивной силы H_c (1), температуры Кюри T_c (2) и намагниченности M_f (3) в пленках $Gd_{100-x}Co_x$.

Величина $\langle \mu_{Gd} \rangle$, рассчитывалась по формуле:

$$\langle \mu_{Gd} \rangle = \frac{M_f}{N_{Gd} \cdot \mu_B} \quad (3.4)$$

где μ_B – магнетон Бора, а N_{Gd} – количество атомов Gd в единице объема с учётом состава, а также поправки на эффект понижения плотности материала в плёночном состоянии. Плотность плёнки Gd была определена выше и составила 0,92 от номинальной плотности массивного материала. Плотности двухкомпонентных образцов вычислялись в предположении линейного изменения этой характеристики между значениями свойственными однокомпонентным плёнкам Gd и Co. В последнем случае поправка к плотности массивного Co была определена как отношение соответствующих спонтанных намагниченностей (1350 и 1422 Гс) и составила 0,95. Зависимость $\langle \mu_{Gd} \rangle(x)$ показана на рисунке 3.8, и демонстрирует хорошо выраженную тенденцию к увеличению удельного магнитного момента с ростом концентрации Co. Но в большей части

рассматриваемого концентрационного диапазоне его значения существенно меньше магнитного момента свободного атома Gd ($\mu_{\text{Gd}} = 7 \mu_{\text{B}}$), уровень которого обозначен на рисунке штриховой линией. И только при $x = 50$ наблюдается практическое совпадение этих величин.

Магнитный момент $\langle \mu_{\text{Gd}} \rangle$ можно определить и иным способом, анализируя температурное поведение магнитной восприимчивости χ в парамагнитной области. Нами были выполнены соответствующие оценки для $x=10$ и 20 с использованием экспериментальных данных по $\chi^{-1}(T)$ и формулы (3.1). Оказалось, что найденные таким образом значения $\langle \mu_{\text{Gd}} \rangle$ (звёздочки на рисунке 3.8) близки к номинальной величине μ_{Gd} . Это, в частности, указывает на отсутствие Gd в химически связанном состоянии, наличие которого могло бы быть причиной уменьшения количества магнитоактивных атомов в плёночных образцах.

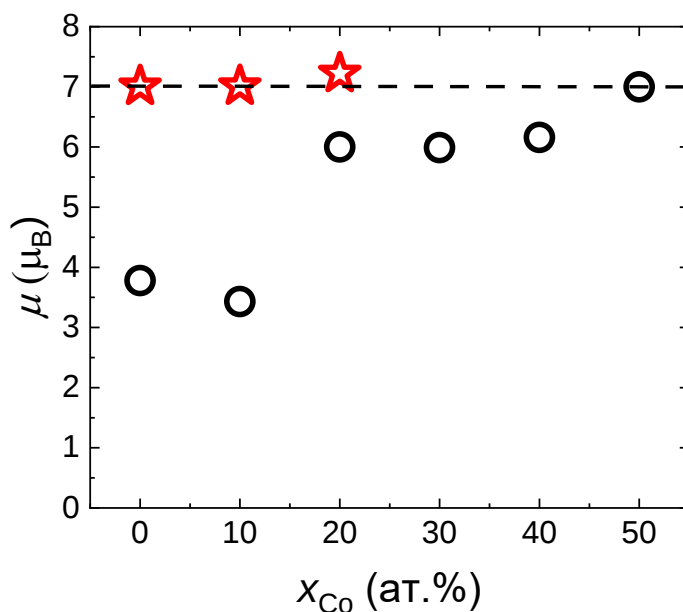


Рисунок 3.8 – Значения удельного магнитного момента Gd, определённые по формуле 12 (кружки) и из парамагнитной восприимчивости по формуле 9 (звёздочки). Штриховой горизонтальной линией показан уровень, соответствующий величине магнитного момента свободного атома Gd.

Понижение среднего магнитного момента на атом редкоземельного элемента по сравнению с его номинальным значением наблюдалось и ранее на аморфных плёночных системах Tb-Co и Dy-Co [124,125]. Для указанных систем данное явление может быть связано с возникновением спин-стекольного состояния при низких температурах либо с асперомагнетизмом редкоземельной подсистемы, содержащей ионы с большим орбитальным моментом и характеризующейся в аморфном состоянии высокой дисперсией локальных осей лёгкого намагничивания. В случае Gd такой механизм маловероятен, поскольку он не генерирует высокой одноионной анизотропии. Да и описанные выше закономерности перемагничивания с большой вероятностью указывают на ферромагнетизм аморфной структуры. Остаётся предположить, что аморфизация, оказывающая определённое влияние на структуру зоны проводимости, тем самым приводит к понижению эффективности механизма косвенного обмена (по s - f и f - d моделям) между ионами Gd в целом и, в частности, исключает часть из них из ферромагнитного ансамбля.

Иными словами, можно предположить, что на фоне общего уменьшения температуры Кюри для некоторой доли ионов реализуется антиферромагнитный порядок или они переходят в парамагнитное состояние. Последнее, правда, представляется менее вероятным, поскольку соответствующие измерения выполнены практически при гелиевой температуре. Так или иначе, неполное участие ионов Gd в формировании спонтанной намагниченности является главной причиной наблюдающегося понижения $\langle\mu_{Gd}\rangle$. Очевидно, что Co проявляет себя не только как аморфизатор, но и как элемент, оказывающий свое специфическое влияние на структуру зоны проводимости. Причём оно соответствует усилению ферромагнетизма и порождает обратную (по отношению к аморфизации) тенденцию в изменении его параметров с увеличением x . При $x > 20$ данная тенденция становится преобладающей, обеспечивая рост T_c и увеличение $\langle\mu_{Gd}\rangle$, которое в рамках принятой логики соответствует вовлечению относительно большей части ионов Gd в ферромагнитную структуру.

3.1.3. Магнитные свойства пленок $Gd_{100-x}Co_x$ ($x \geq 50$)

При увеличении концентрации Co $x > 50$ ат.% в системе типа R-Co, в кобальтовой подсистеме возникает ферромагнитный порядок, а наличие отрицательного обменного взаимодействия между ней и редкоземельной подсистемой приводит к ферримагнетизму. При этом магнитная структура может быть коллинеарной ($R=Gd$) [126] или иметь сперимагнитный характер ($R=Tb, Dy$) [127]. Результаты, полученные нами на системе Gd-Co, в целом соответствуют этой модели и могут трактоваться в терминах коллинеарного ферримагнетизма. В частности, на рисунке 3.9 показаны концентрационные зависимости намагниченности насыщения M_s и коэрцитивной силы H_c плёнок $Gd_{100-x}Co_x$ в диапазоне $50 \leq x \leq 100$ при $T=5$ К. Немонотонность кривой $M_s(x)$ отражает различие в концентрационном изменении парциальных намагниченностей двух подсистем, а минимум указывает на область составов, в которой они уравниваются, то есть происходит магнитная компенсация. Соответствующим образом изменяется и коэрцитивная сила, принимая максимальные значения в области с наименьшей спонтанной намагниченностью.

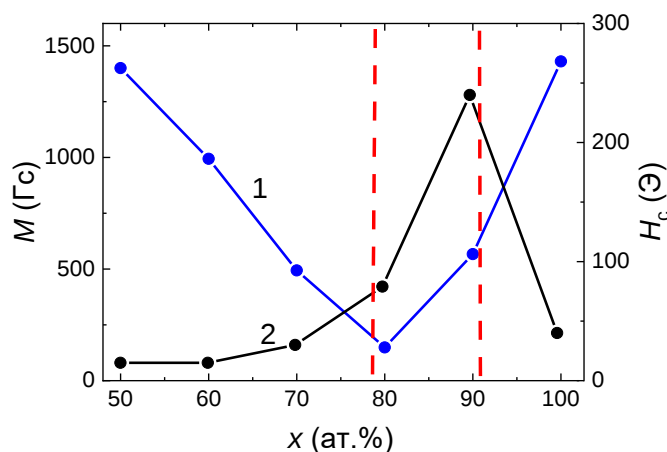


Рисунок 3.9 – Зависимости намагниченности насыщения (1) и коэрцитивной силы (2) от содержания Co в плёнках $Gd_{100-x}Co_x$ при $T=5$ К. Штриховыми линиями отмечена концентрационная область, внутри которой в плёнках наблюдается перпендикулярная анизотропия.

Отметим также, что значения M_s и H_c определены по петлям гистерезиса, измеренным в плоскости плёнок. Вне концентрационного интервала $80 \div 90$, обозначенного на рисунке 3.9 штриховыми линиями, по форме они близки к прямоугольным и подобны, петле, представленной на рисунке 3.10,а. Внутри этого интервала на петлях присутствует значительный участок монотонного изменения намагниченности (рисунок 3.10, б). Он возникает из-за наличия в образцах соответствующего состава так называемой перпендикулярной магнитной анизотропии и отражает естественный поворот намагниченности от нормали к плоскости плёнок. Перпендикулярная магнитная анизотропия известный атрибут R-T плёнок [128,129]. Её наиболее вероятным источником является специфическая столбчатая микроструктура, которая имеет микронный масштаб и, соответственно, не отражает особенностей атомного магнетизма. Для плёнок с перпендикулярной анизотропией за величину M_s (рисунок 3.9) принималась намагниченность насыщения, которая достигалась в полях напряжённостью более 20 кЭ (см. рисунок 3.10,б).

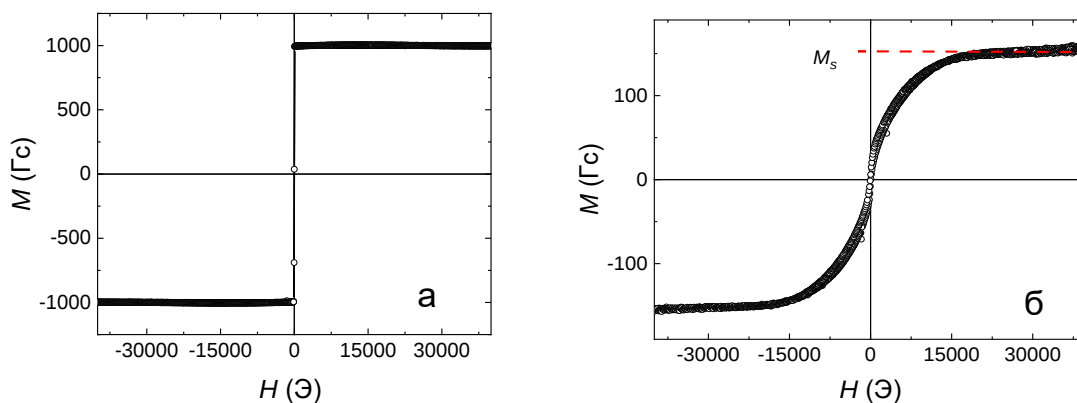


Рисунок 3.10 – Петли гистерезиса $Gd_{40}Co_{60}$ (а) и $Gd_{10}Co_{90}$ (б) при температуре 5 К. Штриховая линия на рисунке (б) иллюстрирует способ определения M_s в плёнках с перпендикулярной анизотропией.

Известно, что в рамках ферромагнитной структуры, формирующей $M_s(x)$ основного состояния плёнок Gd-Co, композиционная вариация намагниченностей Gd- и Co-подсистем происходит по-разному. Первая определяется строго в

соответствии с составом как простая сумма атомных магнитных моментов. Вторая – есть следствие обменного расщепления 3d-зоны, состояние которой зависит не только от концентрации соответствующих атомов, но и от эффектов её гибридизации с зоной проводимости редкоземельного металла. Последнее обстоятельство, несмотря на зонный характер магнетизма Co, можно наглядно описать на языке эффективного атомного магнитного момента $\langle \mu_{Co} \rangle$. Формально он определяется как отношение парциальной намагниченности M_{Co} к числу соответствующих атомов в единице объёма N_{Co} :

$$\langle \mu_{Co} \rangle = \frac{7\mu_B N_{Gd} \pm M_s}{N_{Co} \cdot \mu_B} \quad (3.5)$$

где знаки «–» или «+» в нашем случае соответствуют областям составов $x \leq 80$ или $x > 80$. Магнитный момент на атом Gd в данном случае считается равным магнитному моменту свободного атома Gd ($7\mu_B$), что является вполне обоснованным, так как, судя по экспериментальным данным, существенного отклонения от коллинеарного ферримагнетизма в этой системе не происходит. Кроме того, расчёт плотности атомов Co проводился в предположении её линейного концентрационного изменения, методика определения которого описана выше (см. пункт 3.1.2). Зависимость $\langle \mu_{Co} \rangle(x)$, рассчитанная по представленным выше экспериментальным значениям $M_s(x)$ (рисунок 3.9) показана на рисунке 3.11 (кривая 1). Она демонстрирует резкое изменение момента в области $x < 70$ и последующую его стабилизацию на уровне $1.7 \mu_B$, что соответствует литературным данным для чистого Co. Да и в целом эта зависимость, несмотря на разброс точек около компенсационного состава, коррелирует с аналогичными данными, полученными на плёночной системе La-Co [127] (рисунок 3.11, кривая 2), в которой упорядоченный магнетизм исходит только от Co. При этом нужно оговориться, что согласно данным работы [130] на La вследствие 5d-3d обменного взаимодействия может индуцироваться небольшой магнитный момент. Этим, в частности, может быть обусловлено некоторое количественное различие зависимостей $\langle \mu_{Co} \rangle(x)$, показанных на рисунке 3.11. Так или иначе, полученную

концентрационную зависимость магнитного момента на атом Co при изучении системы Gd-Co, можно использовать для анализа магнитных свойств асперомагнитных R-Co систем.

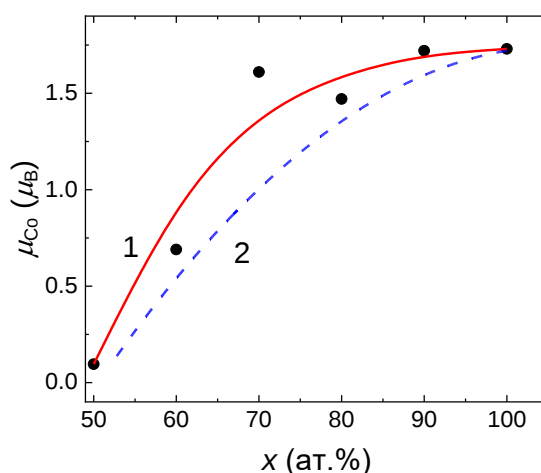


Рисунок 3.11 – Концентрационные зависимости атомного магнитного момента Co, определенные из системы Gd-Co (кривая 1 и черные точки) и из системы La-Co (кривая 2) [127].

3.1.4. Магнитная компенсация и спиновая переориентация в Co-обогащённых плёнках ($50 \leq x \leq 100$)

В пункте 3.1.3. показано, что в пленках Gd-Co при высоких концентрациях Co вблизи температуры компенсации может реализовываться состояние с перпендикулярной магнитной анизотропией. Однако из-за низкой величины перпендикулярной анизотропии, такое состояние реализуется в относительно узком диапазоне температур, вне которого начинает превалировать анизотропия формы, и намагниченность ориентируется в плоскости пленки. Данное явление называется спонтанной спиновой переориентацией, температурный диапазон которой определяется составом, а также зависит от условий получения аморфных структур. Оно представляет интерес для терромагнитной записи информации, а также может быть использовано в устройствах спинтроники. Данный пункт

посвящен более подробному рассмотрению указанных выше особенностей свойств пленок Gd-Co, полученных магнетронным распылением.

Как было показано ранее, в аморфных пленках Gd-Co состояние магнитной компенсации при комнатной температуре реализуется, когда содержание Co составляет около 80 ат.%. Поскольку наличие спиновой переориентации определённым образом связано с магнитной компенсацией, основное внимание мы уделим концентрационной области $x = 75 \div 83$. На рисунке 3.12 представлены температурные зависимости намагниченности $M(T)$, измеренные на образце $Gd_{19.8}Co_{80.2}$ вдоль нормали (нормальная компонента) и параллельно плоскости (планарная компонента) плёнки. Вид этих кривых указывает на наличие магнитной компенсации вблизи $T_{comp}=215$ К и позволяет заключить, что во всём температурном интервале данному образцу свойственна перпендикулярная анизотропия. Последнее подтверждается и характерной формой петель гистерезиса (вставки на рисунке 3.12), которая говорит о присутствии одноосной магнитной анизотропии с осью лёгкого намагничивания, ориентированной перпендикулярно плоскости плёнки даже при максимальном температурном удалении от T_{comp} .

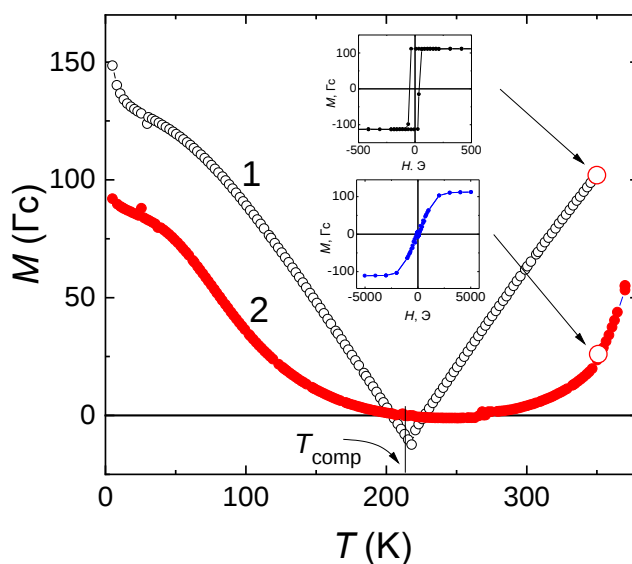


Рисунок 3.12 – Температурные зависимости нормальной (кривая 1) и планарной (кривая 2) компонент намагниченности образца $Gd_{19.8}Co_{80.2}$, измеренные

соответственно в нормальном магнитном поле напряжённостью 2 кЭ и планарном магнитном поле напряжённостью 0,5 кЭ. На вставках показаны петли гистерезиса, измеренные при температуре 350 К в обоих вариантах приложения внешнего поля.

Однако более детальный анализ анизотропии гистерезисных свойств такого типа плёнок указывает на наличие существенных отклонений от того, что предписывает, например, модель однородного вращения намагниченности. Так на рисунке 3.13 (вставка) показаны петли гистерезиса, измеренные под разными углами φ по отношению к нормали, и соответствующая угловая зависимость коэрцитивной силы $H_c(\varphi)$. Видно, что с увеличением φ имеет место не монотонное уменьшение, а изменение H_c с выраженным максимумом вблизи $\varphi=80^\circ$. Такое поведение коэрцитивной силы свидетельствует о том, что для области углов $\varphi < 80^\circ$ преобладающую роль в формировании гистерезисных свойств играют механизмы задержки зародышей перемagnetизации и смещения доменных границ [131].

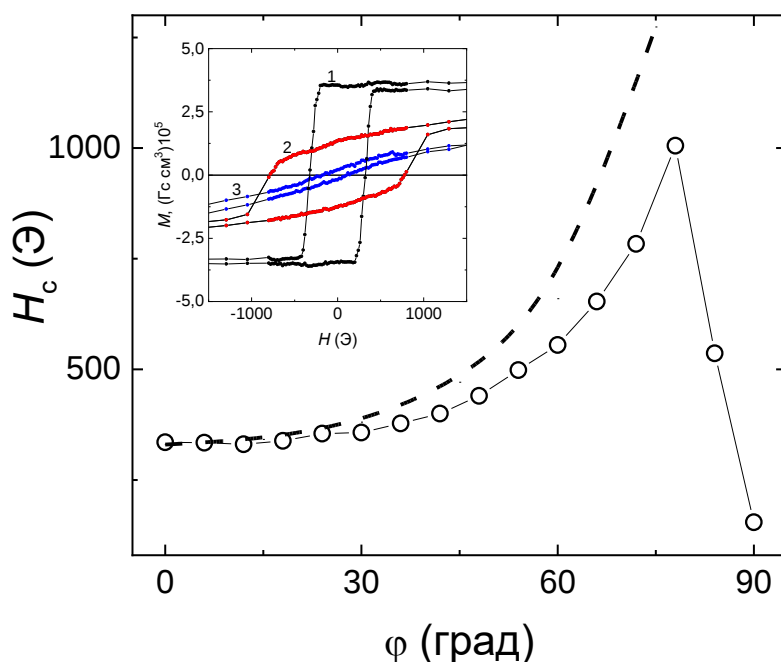


Рисунок 3.13 – Примеры петель гистерезиса, измеренных под разными углами по отношению к нормали к плоскости плёнки (вставка), и определённая по ним

угловая зависимость коэрцитивной силы (точки). Петли гистерезиса 1, 2, 3 представлены соответственно для углов 0, 72, 90 градусов. Пунктирная линия – расчётные значения внешнего магнитного поля, обеспечивающего его фиксированную нормальную компоненту.

В таком случае рост H_c с увеличением φ можно связать с уменьшением компоненты перемagnичивающего поля, действующей вдоль нормали, то есть вдоль оси лёгкого намагничивания. Штриховой линией на рисунке 3.13 приведена соответствующая зависимость, полученная из соотношения $H(\varphi) = H_c(0)/\cos\varphi$. Как видно, она идёт несколько выше экспериментальной кривой $H_c(\varphi)$. Это можно рассматривать как следствие определённого вклада вращения намагниченности, в том числе с нарушением коллинеарности в ферримагнитной структуре, в общий ход перемagnичивания. Этот вклад нарастает с увеличением φ и становится определяющим при $\varphi > 80^\circ$. Наблюдать спонтанную спиновую переориентацию в рассматриваемом интервале температур (5÷400 К) оказалось возможным на плёнках, концентрация Со в которых выходит за пределы диапазона 80 ± 3 ат.%. На рисунке 3.14 показаны температурные зависимости планарной компоненты намагниченности образцов $Gd_{17,4}Co_{82,6}$ и $Gd_{25,7}Co_{74,3}$. Их вид позволяет ожидать, что при повышении температуры в первом случае реализуется переориентация равновесного положения намагниченности от нормали к плоскости плёнки, а во втором случае – обратным образом. Более определённое суждение о наличии переориентации можно сделать по виду петель гистерезиса. Примеры характерных кривых $M(H)$, привязанных к зависимости $M(T)$, для одного из образцов приведены на вставках рисунка 3.14. Они несут информацию о планарной намагниченности и однозначно показывают, что петля в низкотемпературной области отражает наличие перпендикулярной анизотропии, а петля при большей температуре соответствует плоскостной равновесной ориентации намагниченности. Подобные петли, но в обратном порядке реализуются и на втором образце. Таким образом, представленные примеры демонстрируют оба возможных варианта спонтанной

спиновой переориентации на плёнках разного состава. Двойная переориентация в одном образце в наших экспериментах не наблюдалась, но при меньшей величине перпендикулярной анизотропии она вполне возможна.

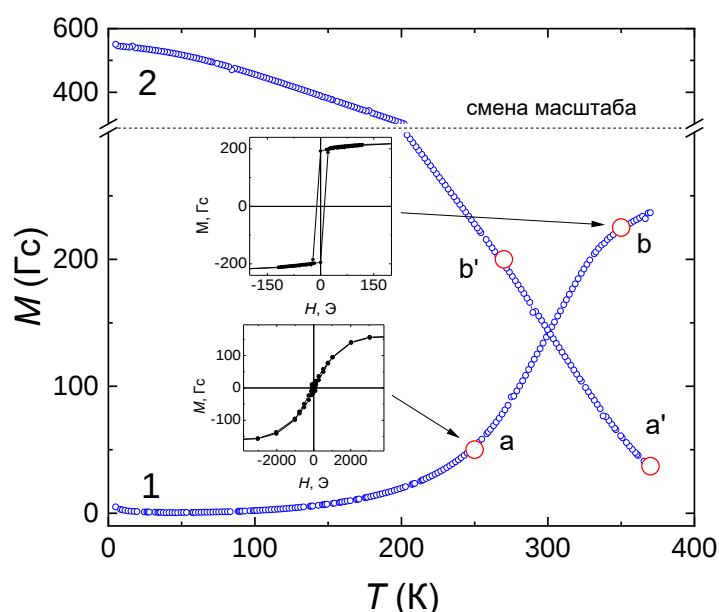


Рисунок 3.14 – Температурные зависимости плоскостной компоненты намагниченности плёнок $\text{Gd}_{17,4}\text{Co}_{82,6}$ (кривая 1) и $\text{Gd}_{25,7}\text{Co}_{74,3}$ (кривая 2), измеренные в поле напряжённостью 0,5 кЭ. Кружки с буквенными обозначениями (a-b) и (a'-b') указывают границы существования «закритического состояния». На вставках показаны планарные петли гистерезиса при температурах, соответствующих границам «закритического состояния» для образца $\text{Gd}_{17,4}\text{Co}_{82,6}$.

На зависимостях $M(T)$, представленных на рисунке 3.14, кружками отмечены области, вне которых положение намагниченности идентифицируется однозначно – в плоскости или вдоль нормали к плоскости образцов. То, что переход от одного состояния к другому происходит не скачкообразно, как следовало бы из простой модели баланса между перпендикулярной магнитной анизотропией и анизотропией формы для однородной намагниченности, обычно связывается с образованием специфической магнитной структуры или так называемого «закритического состояния» [132]. В отсутствии внешнего поля этому состоянию отвечает система доменов, в которых магнитные моменты отклонены от нормали

на угол меньший 90° , их планарные компоненты одинаковы, а нормальные – знакопеременны. На наличие определённых атрибутов «закритического состояния» в плёнках системы Gd-Co указывалось ранее в [133], и в полной мере нашло подтверждение в ходе данного исследования. Так, на рисунке 3.15 приведён фрагмент планарной петли гистерезиса образца $\text{Gd}_{17,4}\text{Co}_{82,6}$ из середины области переориентации, который можно рассматривать как типичный для «закритического состояния» [132]. Наблюдающаяся на нём протяжённая область плавного хода кривой $M(H)$ в полях напряжённостью $0,1 \div 1,5$ кЭ естественно связывается с изменением ориентации магнитных моментов в доменах (вариация угла θ на схеме рисунка 3.15), а относительно резкое переключение намагниченности в малых полях – с зеркальной перестройкой магнитной структуры.

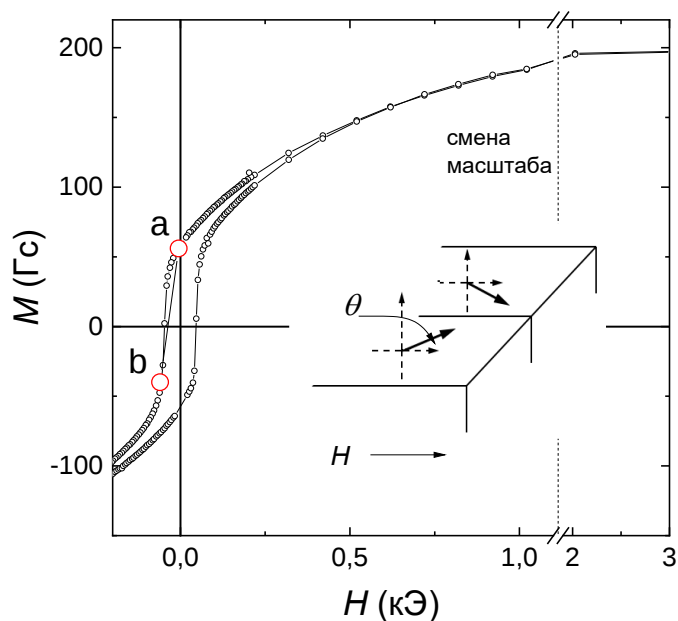


Рисунок 3.15 – Фрагмент планарной петли гистерезиса плёнки $\text{Gd}_{17,4}\text{Co}_{82,6}$ и схема магнитной структуры в «закритическом состоянии». Кругами с буквенными обозначениями отмечены состояния, в которых наблюдалась доменная структура, показанная на рисунке 3.16.

Прямые наблюдения доменной структуры в целом подтверждают приведённую выше трактовку. В частности, рисунок 3.16,а в полярном эффекте Керра иллюстрирует магнитное состояние в отсутствие магнитного поля, возникшее в образце $\text{Gd}_{17,4}\text{Co}_{82,6}$ после насыщающего намагничивания (соответствует точке «а» на кривой $M(H)$ на рисунке 3.15). Как видно, оно характеризуется не системой плоскопараллельных доменов («стрейп-доменов»), как, например, в случае плёнок пермаллоя [132], а совокупностью мелкодисперсных магнитных областей малой протяжённости. Впрочем, некоторая выстроенность вдоль оси предварительного намагничивания в них всё же присутствует. В относительно небольшом поле противоположной полярности происходит резкое изменение в картине доменной структуры, которое отражено на рисунке 3.16,б (соответствует точке «б» на рисунке 3.15). Промежуточные стадии этого переключения достаточно трудно зафиксировать при большом увеличении. На рисунке 3.16,с при меньшем увеличении дано изображение доменной структуры в состоянии, которое на петле гистерезиса (рисунок 3.15) позиционируется между точками «а» и «б». Кроме того, оно получено в режиме суперпозиции полярного и экваториального эффектов Керра, что позволило регистрировать магнитооптический контраст как в нормальной, так и в планарной компонентах намагниченности. Из рисунка 3.16,с, можно заключить, что рассматриваемое состояние характеризуется двумя уровнями организации магнитной структуры, которые можно трактовать как две совокупности микродоменов, объединённых в своеобразные макродомены. При этом макродомены отличаются между собой знаком планарной компоненты намагниченности, а микродомены в объёме макродоменов одного типа – полярностью нормальной компоненты намагниченности. В такой структуре скачкообразное перемагничивание реализуется как смещение границ между двумя типами макродоменов.

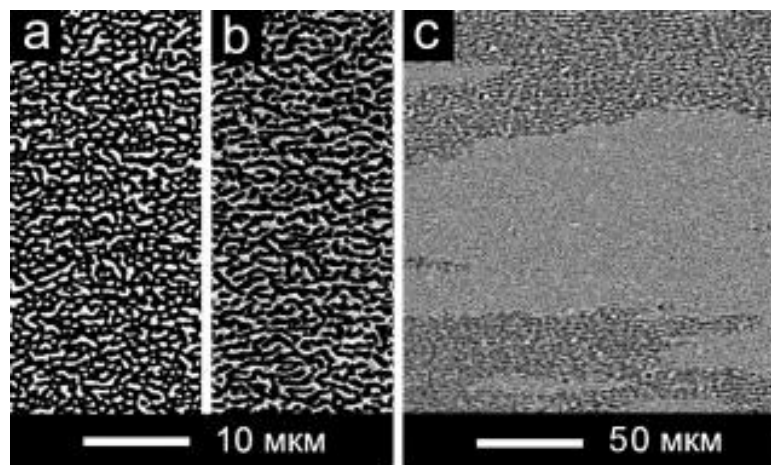


Рисунок 3.16 – Фотографии доменной структуры плёнки $\text{Gd}_{17,4}\text{Co}_{82,6}$ при комнатной температуре в магнитных полях обратной полярности по отношению к полю, в котором образец предварительно намагничивался до состояния магнитного насыщения (см.: a – 0; b – 50; c – 20 Э).

В рамках модели «закритического состояния» спонтанная спиновая переориентация может рассматриваться как изменение угла θ , характеризующего положение магнитных моментов в микродоменах. Величину этого угла позволяет оценить соотношение $\cos\theta = M_r/M_s$, где M_r – остаточная намагниченность в плоскости плёнки, а M_s – намагниченность насыщения. На рисунке 3.17 (кривая 1) показана зависимость $\theta(T)$ для плёнки $\text{Gd}_{17,4}\text{Co}_{82,6}$, найденная из соответствующих магнитометрических петель гистерезиса. Как видно, скорость изменения θ нарастает по мере увеличения температуры, то есть с увеличением самого угла, но в целом каких-то характерных особенностей на кривой $\theta(T)$ не выявляется. Несколько иначе ведёт себя коэрцитивная сила H_c , определённая из планарных петель гистерезиса в температурном интервале переориентации и также показанная на рисунке 3.17 (кривая 2). При общей тенденции к уменьшению с ростом T скорость её изменения в области переориентации ведёт себя немонотонным образом. Это хорошо видно в сравнении экспериментальных данных по $H_c(T)$ с некой расчётной зависимостью. Последняя получена из тех соображений, что при прочих равных коэрцитивная сила должна быть обратно пропорциональна

планарной компоненте остаточной намагниченности, которая в данном случае изменяется с увеличением температуры, как за счёт повышения спонтанной намагниченности, так и в результате роста угла θ . Интересно, что привязка кривых выполнена только на одном краю интервала переориентации при $T=350$ К, а совпадение экспериментального и расчётного значений H_c имеет место и на другом краю этого интервала ($T=250$ К). В то же время внутри области переориентации данные зависимости заметно расходятся. Это можно рассматривать как определённое указание на возможные трансформации в системе микродоменов, например, переход от высокодисперсного состояния (см. рисунок 3.16) к более регулярной совокупности «страйп-доменов». Однако для более определённого заключения по этому вопросу необходимы прямые температурные наблюдения тонкой доменной структуры, которые не проводились в рамках диссертационной работы.

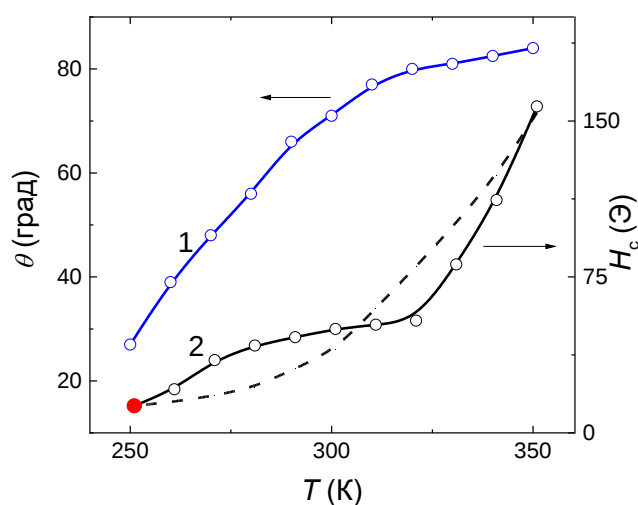


Рисунок 3.17 – Зависимости угла отклонения магнитного момента микродомена от нормали к плоскости образца (кривая 1) и планарной коэрцитивной силы (кривая 2) от температуры для плёнки $Gd_{17,4}Co_{82,6}$. Штриховая линия – расчётная зависимость коэрцитивной силы, имеющая привязку к экспериментальной зависимости в точке, обозначенной красным кружком

Представленный анализ трансформации магнитной структуры в ходе спонтанной спиновой переориентации проведён на примере образца $\text{Gd}_{17,4}\text{Co}_{82,6}$. Однако, как отмечалось выше, переориентация наблюдается и при других соотношениях компонентов, которые в рамках аморфной структуры образуют непрерывный ряд твёрдых растворов. Основываясь на полученных экспериментальных данных и модели молекулярного поля, успешно применяемой для описания спонтанной намагниченности в ферритмагнитной структуре Gd-Co [134,135], нами проведена оценка концентрационных изменений температурного интервала существования «закритического состояния» в форме фазовой T - x диаграммы. В основу методики построения диаграммы были положены следующие принципы. Считалось, что вблизи нормали к плоскости ($\theta=0$) граница перехода (T_1) определяется условием $K_{\perp}=2\pi[M_s(T_1)]^2$, где $K_{\perp}$ – константа перпендикулярной анизотропии, которая зависит от состава плёнок, но для каждого состава постоянна в достаточно широком диапазоне температур ($T \leq 400$ К). На рисунке 3.14, иллюстрирующем свойства плёнок на границах исследуемого концентрационного интервала, состояния, соответствующие температурам T_1 , отмечены точками «а» и «а'». Значения спонтанной намагниченности для них, найденные из петель гистерезиса, составили 160 Гс для $\text{Gd}_{17,4}\text{Co}_{82,6}$ и 50 Гс для $\text{Gd}_{25,7}\text{Co}_{74,3}$, что дало в первом случае $K_{\perp}=1,6 \cdot 10^5$ эрг/см³, а во втором случае $K_{\perp}=0,16 \cdot 10^5$ эрг/см³. Столь сильное концентрационное изменение перпендикулярной анизотропии для плёнок Gd-Co не удивительно. На это, в частности, указывалось и в ранее выполненных исследованиях [136]. Предположив, что в интервале концентраций Co $74 < x < 83$ изменения $K_{\perp}(x)$ носят линейный характер, можно найти значения $M_s(T_1)$ для разных x , а по соответствующим зависимостям $M_s(T)$ и линию раздела фаз $T_1(x)$.

Столь определённого критерия для нахождения другой температурной границы «закритического состояния» (T_2) нет. Поэтому, было использовано предположение, что переход в области $\theta=90^\circ$ также, как и в предыдущем случае, связан с достижением определённой величины спонтанной намагниченности

$M_s(T_2)$. Эксперимент (точки b и b' на рисунке 3.14) даёт, что для плёнок $Gd_{17,4}Co_{82,6}$ и $Gd_{25,7}Co_{74,3}$ она составляет 225 и 200 Гс соответственно. Отсюда в рамках линейного концентрационного изменения $M_s(T_2)$ по зависимостям $M_s(T)$ можно построить линию раздела фаз $T_2(x)$.

Таким образом, основой для построения T - x диаграммы является достаточно подробный концентрационный набор зависимостей $M_s(T)$. В целях экономии экспериментальных ресурсов такой набор был получен расчётным путём по методике, описанной в параграфе 2.4 в программном пакете COMSOL Multiphysics. При этом использовался ряд опорных экспериментальных зависимостей $M_s(T)$, показанных точками на рисунке 3.18, а. Варьируемыми параметрами при построении расчетных зависимостей $M_s(T)$ для каждого x выступали магнитный момент атомов Co и обменные интегралы в парах Co-Co, Co-Gd, Gd-Gd. Результаты подгоночного расчёта приведены на рисунке 3.18, а линиями. Хорошее совпадение экспериментальных и вычисленных зависимостей позволило установить концентрационное изменение указанных выше подгоночных параметров и с учётом этого получить семейство кривых $M_s(T)$, примеры которых для разных значений x приведены на рисунке 3.18, b.

На рисунке 3.19 представлена итоговая T - x диаграмма, построенная по вышеописанной методике. T - x диаграмма определяет условия существования четырёх различных фаз: 1 – состояние с перпендикулярной анизотропией; 2 – «закритическое состояние»; 3 – состояние со строго планарной ориентацией намагниченности, которое для краткости называют «тонкоплёночным состоянием»; 4 – парамагнитное состояние. Штриховая линия на рисунке 3.19 ограничивает температурную область ($T < 400$ K), в которой выполнено экспериментальное исследование, а кружками отмечены параметры межфазных переходов, наблюдавшихся на эксперименте. Кроме того, вертикальная линия демонстрирует тот экспериментальный результат, что плёнке $Gd_{19,8}Co_{80,2}$ во всём исследованном температурном интервале присуща перпендикулярная анизотропия.

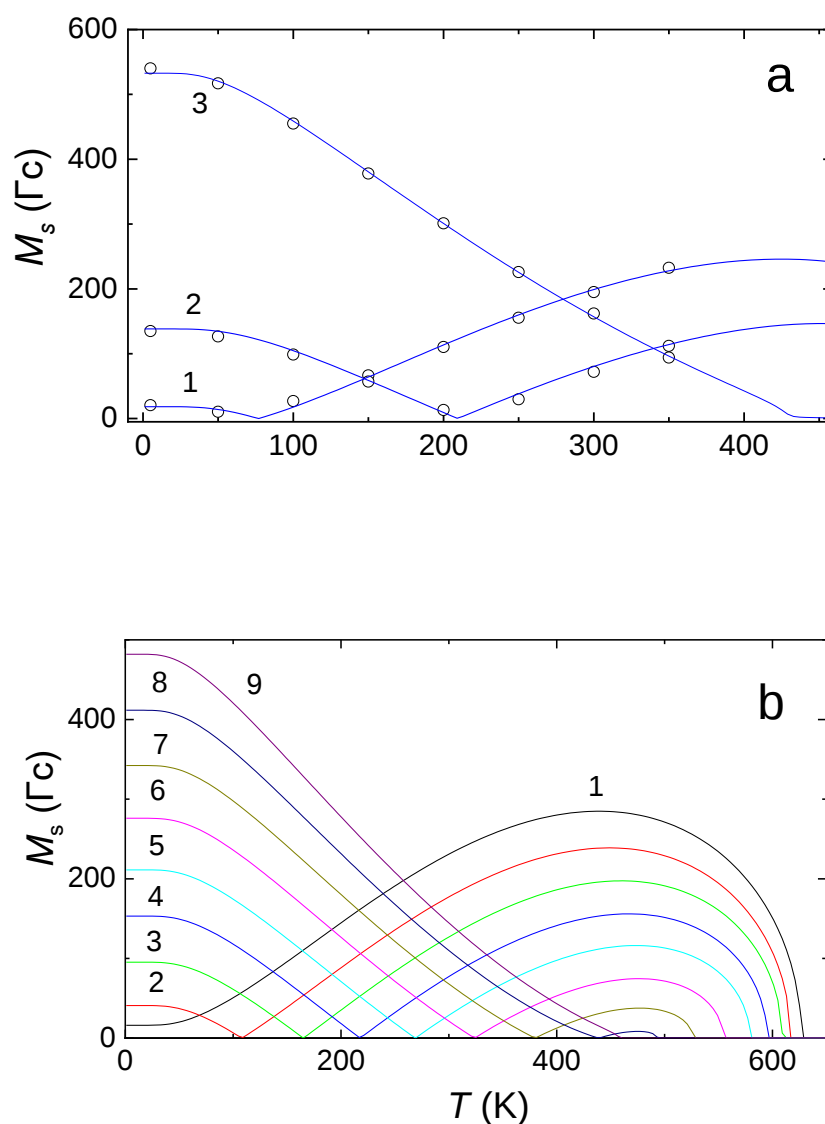


Рисунок 3.18 – Температурные зависимости спонтанной намагниченности $M_s(T)$, иллюстрирующие: а – результаты аппроксимации экспериментальных данных (точки) рассчитанными кривыми (линии) для плёнок с концентрацией гадолиния 17,4 ат.% (кривая 1), 19,8 ат.% (кривая 2), 25,7 ат.% (кривая 3); б – их детальное концентрационное изменение в диапазоне 17 (кривая 1) ÷ 25 (кривая 9) ат.% с шагом $\Delta x = 1$ ат.%.

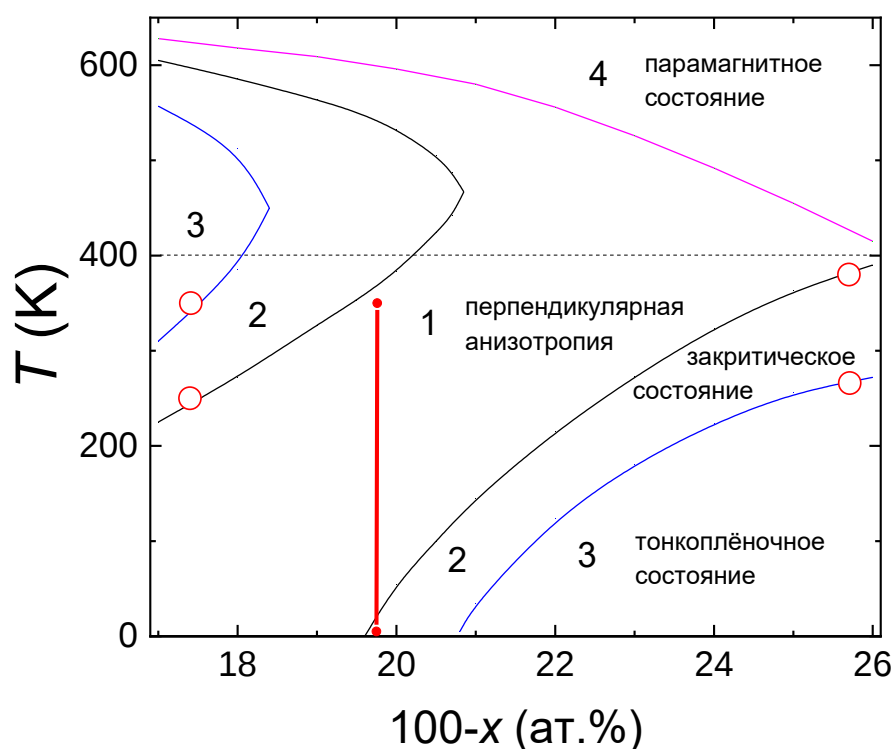


Рисунок 3.19 – Диаграмма, определяющая условия реализации различных магнитных состояний в аморфных плёнках системы $Gd_{100-x}Co_x$. Штриховая линия показывает уровень предельных температур, использованных в эксперименте, кружки и вертикальная линия отображают экспериментальные данные.

В целом полученная диаграмма представляется вполне адекватным качественным описанием магнетизма системы Gd-Co, которое можно использовать при разработке сред с необходимой магнитной структурой. Правда череда фазовых переходов типа $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1 \rightarrow 4$, которая, согласно диаграмме, должна реализовываться при повышении температуры в плёнках с концентрацией Gd $x_{Gd} < 18$ ат.%, выглядит довольно экзотично и, как минимум, нуждается в проверке. В количественном отношении данную диаграмму также нужно считать приближённой из-за достаточно серьёзных допущений, использованных при её построении.

В заключение можно констатировать, что аморфным плёнкам системы Gd-Co, в приведенном диапазоне составов, свойственна перпендикулярная магнитная

анизотропия, которая в конкуренции с анизотропией формы приводит к спонтанной спиновой переориентации. Переориентация осуществляется посредством перехода в «закритическое состояние», которое реализуется, в том числе, в форме мелкодисперсной системы доменов с неколлинеарной взаимной ориентацией магнитных моментов, и присутствует в определённых температурных интервалах, зависящих от состава плёнок. Композиционная и температурная локализация различных магнитных состояний может быть оценена с помощью соответствующей фазовой диаграммы, построенной в результате данного исследования.

3.2 Система $\text{Dy}_{100-x}\text{Co}_x$

На рисунке 3.20 представлены дифрактограммы ряда пленочных образцов системы $\text{Dy}_{100-x}\text{Co}_x$. Как и в случае системы Gd-Co, они наглядно демонстрируют, что пленки чистого Dy являются поликристаллическими, а введение Co приводит к аморфизации пленочных образцов. Количественная обработка дифрактограммы Dy (кривая 1) дает средний размер кристаллитов $\sim 22 \pm 2$ нм и параметры гексагональной кристаллической решетки: $a = 0,364$ нм, $c = 0,574$ нм. Тот и другой параметры несколько превышают соответствующие табличные величины (0,363 и 0,562 нм [137]), что также, но в значительно большей степени наблюдалось в системе Gd-Co. В рамках бинарной системы Dy-Co признаки кристалличности проявляются только в области $x < 20$ (кривые 2, 3). Для пленок с большим содержанием Co наблюдается рентгеноаморфное состояние (кривая 4), которое сохраняется вплоть до максимальных для наших образцов концентраций Co (~85 ат. %).

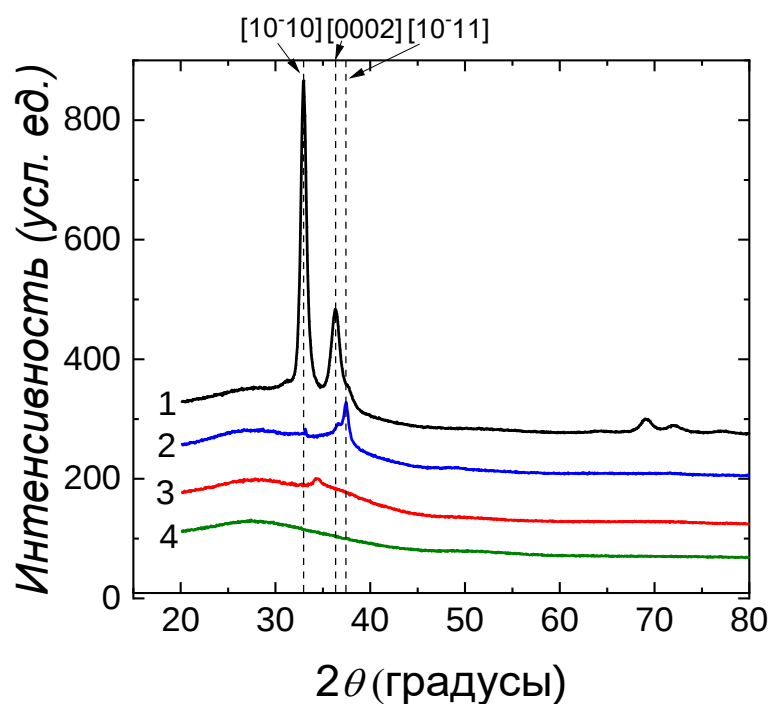


Рисунок 3.20 – Дифрактограммы пленок Dy–Co с различным содержанием Co: 1 – 0; 2 – 9.3; 3 – 18.7; 4 – 84.4 ат. %.

На рисунке 3.21 показаны петли гистерезиса, отражающие температурные изменения в характере перемангничивания пленки Dy. Они получены по следующей измерительной схеме: охлаждение образца от комнатной температуры до 5 К в магнитном поле H напряженностью +70 кЭ, ориентированном в плоскости пленки; измерение магнитного момента при циклическом изменении поля (± 70 кЭ); повышение температуры на один шаг (50 К) при нахождении образца в поле $H = +70$ кЭ; измерение петли гистерезиса и т.д.

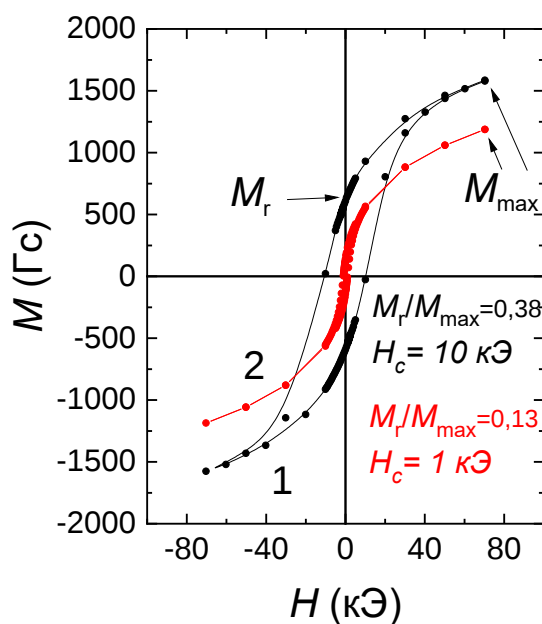


Рисунок 3.21 – Петли гистерезиса пленок Dy при разных температурах: 5 К (кривая 1); 100 К (кривая 2).

Представленные данные показывают, что вблизи основного состояния (5 К) пленки Dy характеризуются большой коэрцитивной силой H_c при низкой остаточной намагниченности M_r (рисунок 3.21, кривая 1). Первое является очевидным следствием высокой магнитной анизотропии поликристаллического материала, но второе не имеет столь однозначной трактовки. В изотропном ансамбле невзаимодействующих кристаллитов с соответствующим трехосным характером магнитной анизотропии после намагничивания до насыщения M_r должна составлять около 0.6 от намагниченности насыщения M_s . Используемых нами полей явно не хватает для магнитного насыщения образца, которому должна соответствовать величина M_s около 3000 Гс. Однако его магнитная предыстория формировалась таким образом, что позволяла рассчитывать на $M_r \sim 0.6 M_s$. Эксперимент же дает трехкратно меньшую величину. Это позволяет предположить, что при гелиевых температурах пленочному состоянию Dy отвечает не ферромагнитная, как в массивных кристаллах, а, скорее, асперомагнитная структура. Причина такого отличия может лежать в повышенной дефектности

нанокристаллической пленки, которая формируется как из-за значительного объема межзеренных границ, так и из-за отмеченного выше увеличения параметров кристаллической решетки в целом. Указанная структурная особенность, по-видимому, ведет к значительной дисперсии обменного взаимодействия и образованию фрустраций, в комбинации с высокой локальной анизотропией, задающих асперомагнитное упорядочение. Кроме того, возможна и реализация более сложной магнитной структуры в данных пленках, сочетающая асперомагнитные и ферромагнитные компоненты, наподобие той, что, по нашему мнению, возникает в пленках Gd (см. параграф 3.1.). По-видимому, объем асперомагнитной фазы намного превосходит объем ферромагнитной фазы, что не позволяет корректно оценить объем последней.

Предположение о существовании структурно обусловленного асперомагнетизма позволяет объяснить и основные закономерности температурного изменения гистерезисных свойств пленки Dy. Повышение температуры в первую очередь ведет к уменьшению коэрцитивной силы и остаточной намагниченности, в том числе по отношению к ее максимальному значению $M_{\max}$ (ср. петли на рисунке 3.21). Это можно трактовать как ослабление роли кристаллической анизотропии и смещение энергетического баланса в сторону обменного взаимодействия, сильная дисперсия которого при этом сохраняется.

С указанной дисперсией связывается и наличие спонтанной намагниченности при температурах, значительно превышающих температуру ферро-антиферромагнитного перехода, свойственного данному редкоземельному металлу (85 K). Соответствующую иллюстрацию даёт рисунок 3.22 (кривая 1), на котором представлена температурная зависимость намагниченности, измеренная в фиксированном магнитном поле (0.1 кЭ). Она получена при непрерывном нагреве образца, предварительно охлажденного до 5 K в присутствии магнитного поля (+70 кЭ).

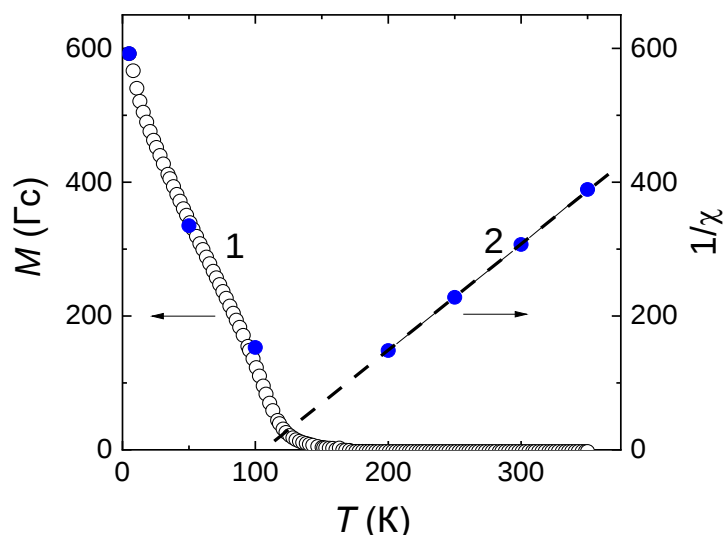


Рисунок 3.22 – Температурные зависимости намагниченности (кривая 1) и обратной восприимчивости (кривая 2) пленки Dy. Данные получены при нагреве в поле 0.1 кЭ (открытые символы) или из петель гистерезиса (синие точки).

Заметим, что в реперных точках значения намагниченности на ней практически совпадают с M_r , определенными из петель гистерезиса. Таким образом, представленная кривая наглядно иллюстрирует факт сохранения спонтанной намагниченности вплоть до $T \sim 120$ К, т.е. примерно до середины той температурной области, в которой кристаллам Dy свойственен антиферромагнитный порядок (85-180 К). Выше указанной температуры спонтанная намагниченность и магнитный гистерезис отсутствуют, но нелинейность кривых намагничивания еще сохраняется на значительном температурном промежутке. Только при $T \geq 200$ К зависимости $M(H)$ приобретают линейный характер, свойственный парамагнитному состоянию.

Температурная зависимость обратной парамагнитной восприимчивости $1/\chi$ также представлена на рисунке 3.22 (кривая 2). Как видно, при $T \geq 200$ К она практически линейна и может быть аппроксимирована известной формулой (3.1), которая уже использовалась нами при анализе свойств системы Gd-Co (пункт 3.1.1).

Плотность плёнки Dy, определённая, как и для Gd, с использованием формулы (3.1) и табличного значения магнитного момента атома – $10.6 \mu_B$ [138], составила 7.2 г/см^3 . Это меньше и табличных значений (8.44 г/см^3) и рентгеновской плотности (8.19 г/см^3). Последнее, в частности, указывает на наличие значительного свободного объёма (пористость) в структуре плёнок. Если исключить изменение плотности за счёт искажения кристаллической решётки, то пористость составит около 10%.

3.2.1. Магнетизм Dy-обогащённых плёнок ($0 \leq x \leq 50$)

Как уже указывалось выше, R-T системы сочетают в себе локализованный магнетизм 4f- и коллективизированный магнетизм 3d-переходных элементов. При этом расщепление 3d-зоны, отвечающее за величину намагниченности T-подсистемы, зависит от соотношения R и T компонентов [139, 140]. В частности, для Co магнитный момент в расчете на один атом монотонно уменьшается от $1.7 \mu_B$ для чистого Co до нуля при эквиатомном составе. Таким образом, для плёнок $\text{Dy}_{100-x}\text{Co}_x$ величина $x \sim 50$ условно делит бинарную систему на две концентрационные области, аналогично тому, как это происходит в системе Gd-Co. В первой ($x < 50$) Co не несет магнитного момента, во второй ($x > 50$) – выступает как активный магнитный элемент. В соответствии с этим рассмотрение магнитных свойств целесообразно разбить на две части, начав с составов с низким содержанием Co.

На рисунке 3.23 показаны низкотемпературные ($T = 5 \text{ K}$) петли гистерезиса образцов с разным содержанием Co. Их анализ с учетом петли гистерезиса чистого Dy (рисунок 3.21) позволяет констатировать следующее. На начальной стадии легирования кобальтом наиболее выраженными закономерностями являются увеличение высокополевой магнитной восприимчивости и ослабление магнитного гистерезиса. Иными словами, уменьшается “жесткость” асперомагнитной структуры. При большем содержании Co добавляются новые закономерности. На фоне уменьшения максимальной намагниченности возрастают остаточная

намагниченность и коэрцитивная сила, а форма петли становится похожей на прямоугольную.

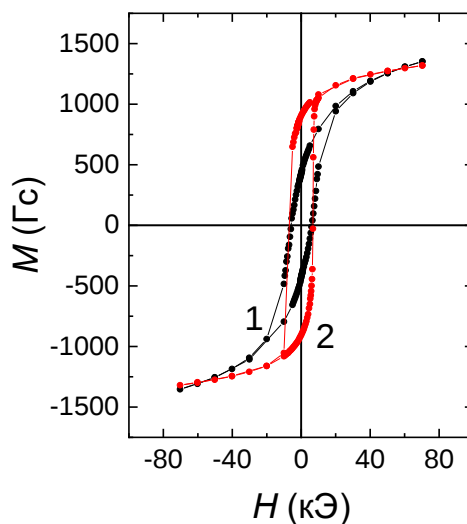


Рисунок 3.23 – Петли гистерезиса, измеренные при температуре 5 К на пленках Dy–Co с разным содержанием Co: 9.3 (кривая 1); 38.7 ат. % (кривая 2).

В целом, концентрационные зависимости основных гистерезисных характеристик ($M_{\max}$, M_r , H_c) показаны на рисунке 3.24. Как видно, главной их особенностью является немонотонность, что говорит о присутствии как минимум двух тенденций в изменении свойств, обусловленных различными причинами. К числу таких причин, с одной стороны, можно отнести аморфизацию пленок Dy–Co (см. дифрактограммы на рисунке 3.20), которая, по-видимому, главенствует в низкокобальтовой области. Очевидно, что переход от нанокристаллического к аморфному состоянию приводит к деградации кристаллической магнитной анизотропии. Но локальная магнитная анизотропия при этом остается, обеспечивая довольно высокий уровень H_c . Аморфизация сказывается и на межатомных обменных связях, усиливая их фрустрацию и приводя тем самым к уменьшению спонтанной намагниченности основного состояния.

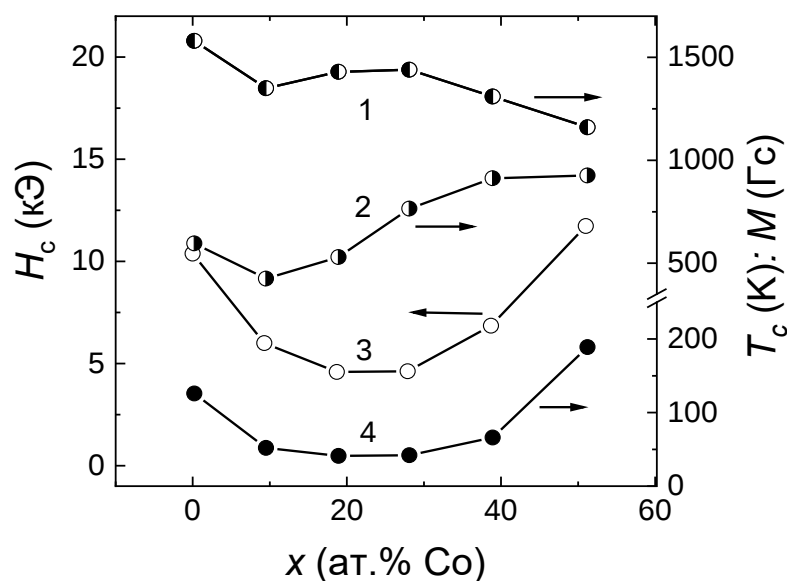


Рисунок 3.24 – Концентрационные зависимости максимальной намагниченности при $H = 70$ кЭ (кривая 1), остаточной намагниченности (кривая 2), коэрцитивной силы (кривая 3) и температуры Кюри (кривая 4) в пленках $Dy_{100-x}Co_x$.

С другой стороны, Co вносит изменения в электронную структуру бинарной системы. На примере системы Gd-Co было показано (см. параграф 3.1), что такие изменения способствуют усилению косвенного обменного взаимодействия (причем, положительного) между редкоземельными атомами в соответствии с механизмом 5d-3d обменного взаимодействия. Этот фактор становится определяющим в области $x > 10$ и задает рост M_T вплоть до $x \sim 50$, несмотря на уменьшение плотности магнитных атомов. Интересно, что при $x > 20$ это сопровождается ростом H_c , который можно связать с усилением локальной магнитной анизотропии. Кривая 4 на рисунке 3.24 иллюстрирует концентрационное изменение температуры Кюри T_C . Как видно, зависимость $T_C(x)$ также является немонотонной функцией и хорошо коррелирует с ходом кривой $H_c(x)$, показывая, что переход от деградации к усилению магнетизма происходит в концентрационной области $20 < x < 30$.

Из магнитометрических данных также можно оценить эффективный момент Dy, концентрационная зависимость которого представлена на рисунке 3.25. Для его определения использовалась формула аналогичная формуле 3.4. Как можно видеть из рисунка 3.25, эффективный момент Dy во всем концентрационном диапазоне сильно отличается от магнитного момента свободного атома Dy, что еще раз свидетельствует о реализации глубокого асперомагнитного состояния в пленках Dy-Co. Увеличение доли Co приводит к росту момента Dy, что может быть обусловлено рядом причин, главенствующей из которых является усиление обмена по модели 5d-3d-3d-5d взаимодействия.

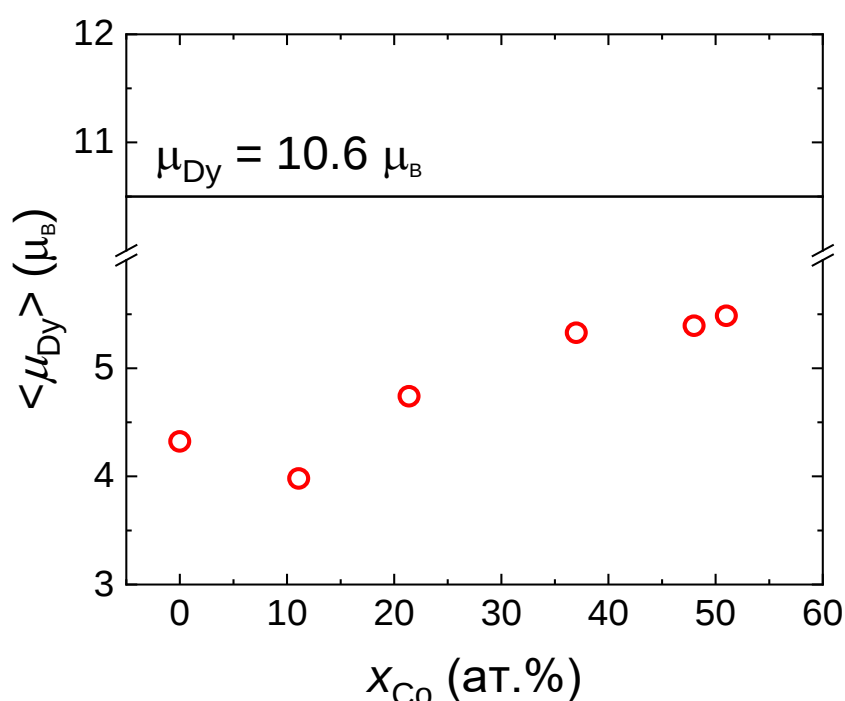


Рисунок 3.25 – Значения удельного магнитного момента Dy. Горизонтальной линией показан уровень, соответствующий величине магнитного момента свободного атома Dy.

3.2.2. Особенности сперимагнитной структуры Co-обогащённых плёнок ($50 \leq x \leq 100$)

Аморфные пленки R–T с высоким содержанием 3d-элементов исследованы значительно подробнее, чем их R-обогащенные аналоги. В первую очередь это относится к системам Gd–T. Они характеризуются коллинеарным ферромагнетизмом, поддающимся хорошему представлению в модели молекулярного поля [141]. Не обойдены вниманием и системы типа R–Co, где R = Tb, Dy. В них реализуется неколлинеарная (сперимагнитная) структура [141–143]. Однако для описания макроскопических магнитных свойств, в частности, спонтанной намагниченности, эффективным может оказаться и модель двухподрешеточной магнитной структуры. Ниже представлены экспериментальные данные по свойствам системы Dy–Co, которые могут быть основой такого описания.

На рисунке 3.26 показаны петли гистерезиса пленок разного состава, измеренные при 5 К. Они иллюстрируют две основных закономерности концентрационных изменений. С увеличением содержания Co происходит уменьшение остаточной намагниченности при сохранении формы петли, близкой к прямоугольной, и значительное понижение коэрцитивной силы. Первое является следствием появления магнитного упорядочения в Co-подсистеме. Ее намагниченность, благодаря отрицательному обменному взаимодействию между Co и Dy, ориентируется противоположно результирующей намагниченности редкоземельной подсистемы. Другими словами, формируется сперимагнитная структура. Второе связано с подавлением локальной магнитной анизотропии Dy за счет уменьшения его концентрации и сильного обменного влияния со стороны Co.

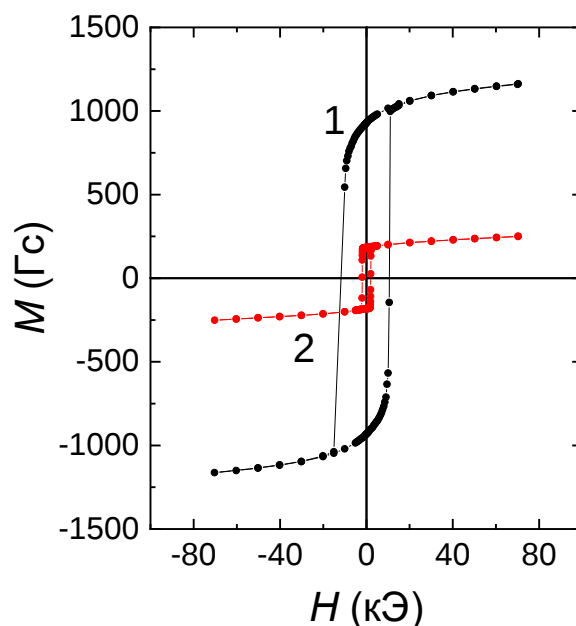


Рисунок 3.26 – Петли гистерезиса, измеренные при температуре 5 К на пленках Dy–Co с разным содержанием Co: 51 (кривая 1); 84.4 (кривая 2) ат. %.

Количественное описание указанных тенденций дано на рисунке 3.27,а. Как видно, H_c изменяется равномерно во всем представленном диапазоне составов, а M_r более резко уменьшается при $x > 60$. Это обусловлено интенсивным нарастанием роли Co-составляющей намагниченности как за счет увеличения относительного количества атомов, так и за счет роста их среднего магнитного момента $\langle \mu_{Co} \rangle$. Информация о $\langle \mu_{Co} \rangle$ в аморфных пленках типа R–Co, позаимствованная из [127], приведена на рисунке 3.27,б (кривая 1). В совокупности с экспериментальными данными по M_r (рисунок 3.27,а) это позволяет определить составляющую атомных моментов Dy ($\langle \mu_{Dy} \rangle$), антипараллельную намагниченности Co-подсистемы (рисунок 3.27,б, кривая 2). Как видно, зависимость $\langle \mu_{Dy} \rangle(x)$ является монотонно возрастающей. Фактически это означает уменьшение угла раствора конуса магнитных моментов атомов Dy в сперимагнитной структуре из-за усиления, упорядочивающего действия обменной R–Т-связи. Однако, можно также заметить, что при концентрации Co ~ 50 ат.% эффективный магнитный момент Dy оказывается равным $4.8 \mu_B$ что более чем в 2 раза меньше магнитного момента

свободного атома Dy, что дает угол раствора магнитных моментов $\theta_{\text{сperi}}$ более 180° . В присутствии высокой локальной анизотропии и определенной магнитной предыстории такое значение вполне может реализоваться. Однако малые значения магнитного момента Dy при больших концентрациях Co плохо соотносятся с представлениями об уменьшении локальной анизотропии и возрастающем упорядочивающем влиянии со стороны Co.

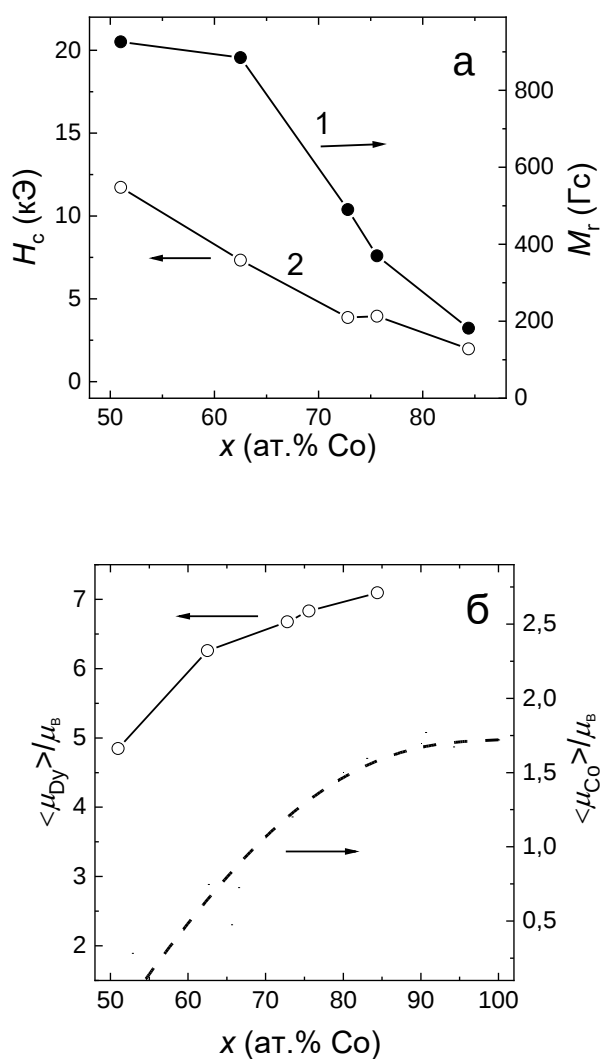


Рисунок 3.27 – Концентрационные зависимости: а – остаточной намагниченности (кривая 1) и коэрцитивной силы (кривая 2) пленок Dy–Co при $T = 5$ K; б – усредненных атомных магнитных моментов Co (кривая 1)[127] и Dy (кривая 2).

В пункте 3.1.3. данной работы была продемонстрирована возможность определения магнитного момента Co из магнитометрии системы Gd-Co, что является некоторой альтернативой методике, основанной на анализе свойств системы La-Co. На рисунке 3.28, представлены значения магнитного момента Dy, рассчитанные при использовании именно такого подхода, а также соответствующая зависимость $\theta_{\text{speri}}(x)$. Как можно видеть, в этом случае угол раствора конуса сперимагнитной структуры θ_{speri} во всём концентрационном диапазоне оказывается меньшим 180° , что представляется более естественным.

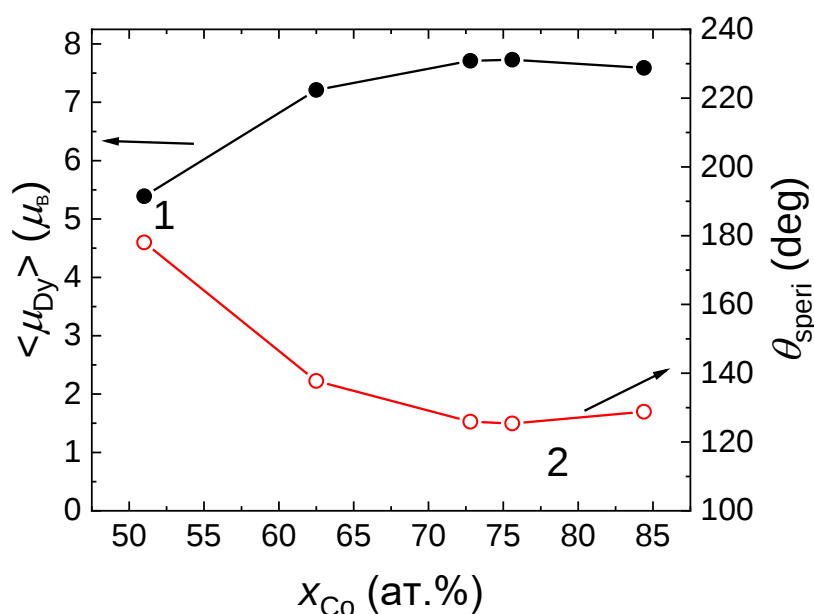


Рисунок 3.28 – Концентрационные зависимости эффективного момента Dy, полученного при использовании магнитного момента Co из системы Gd-Co и угла раствора конуса магнитных моментов в сперимагнитной структуре для системы Dy-Co.

Переходя от основного состояния к характеристике температурного изменения магнитных свойств пленок Dy–Co, можно констатировать, что

качественно оно очень схоже с тем, что наблюдается в коллинеарных ферримагнетиках. В этой связи имеет смысл проанализировать применимость феноменологической теории спонтанной намагниченности, хорошо зарекомендовавшей себя в случае Gd–Co [141] и для системы Dy–Co. Для этого использовался подход, описанный в параграфе 2.4. На рисунке 3.29 в качестве примера приведены результаты моделирования температурных зависимостей спонтанной и подрешеточных намагниченностей пленки Dy_{24.4}Co_{75.6}. Расчетные зависимости $M_R(T)$, $M_T(T)$ и $M_s(T)$ показаны линиями. Они получены для плотности образца 7.3 г/см³, магнитного момента Co 1,5 μ_B (рисунок 3.11) и подгоночных параметрах J_{TT} , J_{TR} , J_{RR} , равных 233×10^{-16} , 20.6×10^{-16} , 0.84×10^{-16} эрг, соответственно. Порядок приведенных величин хорошо согласуется с данными, полученными для системы Gd–Co [141, 143, 135]. Точками на рисунке показаны экспериментальные значения $M_r(T)$, найденные из петель гистерезиса, которые можно считать эквивалентными соответствующим значениям спонтанной намагниченности. Как видно, имеет место весьма хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных. Это говорит о применимости феноменологической теории ферримагнетизма для количественного описания макроскопических магнитных свойств R–Co ферримагнетика.

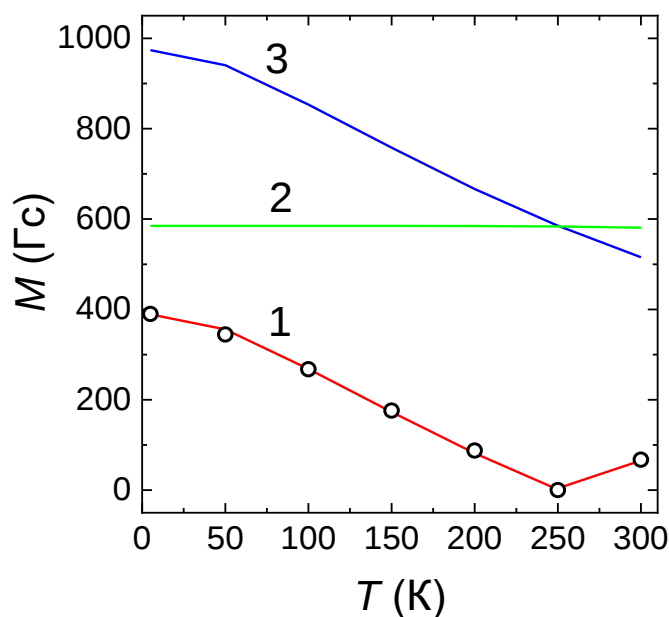


Рисунок 3.29 – Температурные зависимости спонтанной намагниченности (кривая 1), намагниченностей подрешеток Co (кривая 2) и Dy (кривая 3), рассчитанные для пленки $\text{Dy}_{24.4}\text{Co}_{75.6}$. Точками показаны экспериментальные значения остаточной намагниченности данного образца.

Таким образом, представленные в данном параграфе результаты дают систематическую характеристику структурных и магнитных свойств пленок Dy и бинарной системы $\text{Dy}_{100-x}\text{Co}_x$, полученных ионным высокочастотным распылением. В частности, показано, что нанокристаллическим пленкам Dy в основном состоянии свойственна асперомагнитная структура, в формировании которой участвуют сильная кристаллическая анизотропия и фрустрация межатомных обменных связей. Последнее является вероятной причиной того, что температура Кюри пленок Dy значительно выше, чем это свойственно массивным образцам. Основной структурной особенностью бинарной системы Dy–Co является аморфизация, которая распространяется на весьма широкий концентрационный диапазон ($20 < x < 85$). Аморфизация, с одной стороны, и определенное изменение электронной структуры бинарной системы, с другой стороны, ведут к немонотонным концентрационным зависимостям ее основных

магнитных свойств даже при отсутствии магнитного момента на атомах Co ($x \leq 50$). В высококобальтовой области ($x > 50$) пленкам свойственна сперимагнитная структура, в рамках которой возможно хорошее количественное описание спонтанной намагниченности с использованием теории молекулярного поля и ряда модельных приближений, сформулированных ранее для коллинеарной ферримагнитной системы типа Gd–Co.

3.3 Система Tb_{100-x}Co_x

На рисунке 3.30 изображены дифрактограммы пленок Tb_{100-x}Co_x различного состава. По их виду можно заключить, что характер концентрационных структурных изменений в данной системе схож с таковым в плёнках Gd–Co и Dy–Co. То есть по мере увеличения содержания Co происходит переход от нанокристаллического к аморфному состоянию. Правда, плёнки чистого Tb отличаются от плёнок Gd и Dy меньшей величиной среднего размера кристаллитов (18 ± 2 нм) и отсутствием выраженных искажений кристаллической решётки. По нашим данным ГПУ-решётка плёнок Tb характеризуется параметрами, $a=0,360$ нм, $c=0,565$ нм, а табличные значения соответствующих величин составляют: $a=0,360$ нм, $c=0,57$ нм [137]).

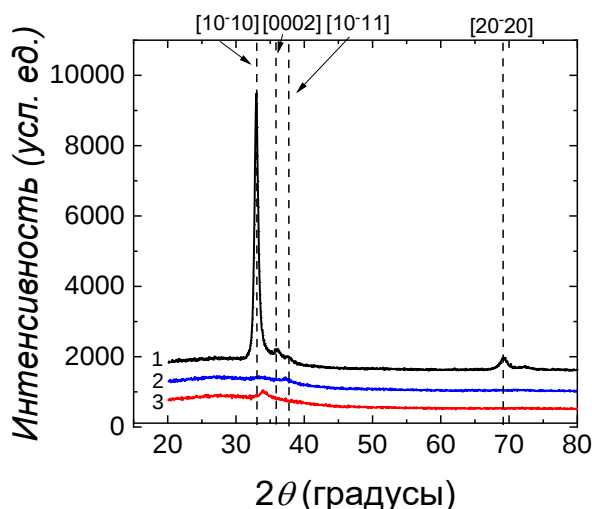


Рисунок 3.30 – Дифрактограммы пленок Tb–Co с различным содержанием Co: 1 – 0; 2 – 15.2; 3 – 25. ат. %.

На рисунке 3.31 представлены петли гистерезиса пленки Tb, при различных температурах. Можно отметить, что они похожи на соответствующие петли пленки Dy (рисунок 3.20), что по аналогии позволяет сделать заключение об асперомагнетизме Tb в нанокристаллическом пленочном состоянии. В то же время пленка Tb демонстрирует большие значения коэрцитивной силы как при 5 К (~12 кЭ), так и при 100 К (~3.5 кЭ), что, по-видимому, является следствием большей магнитной анизотропии. Данный факт наряду с меньшим по отношению к плёнкам Dy параметром $M_r/M_{\max}$ при 5 К свидетельствуют о более выраженном асперомагнетизме в случае плёнок Tb.

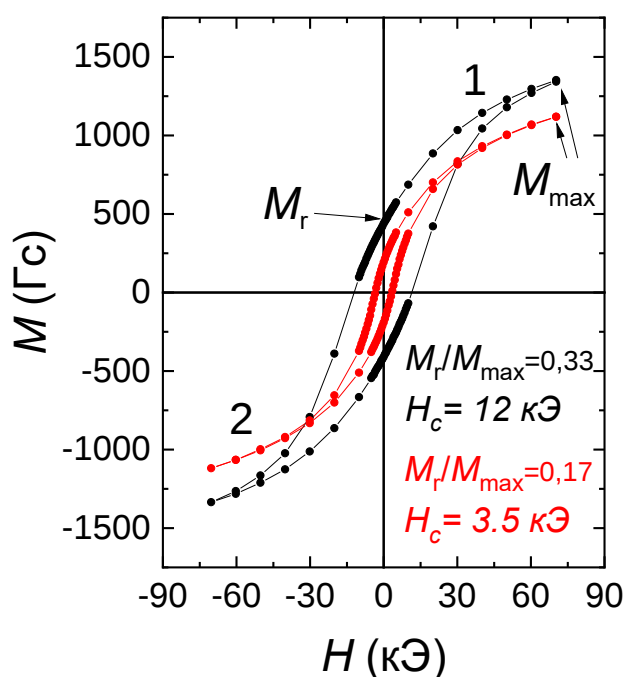


Рисунок 3.31 – Петли гистерезиса пленки Tb при разных температурах: 5 (кривая 1); 100 К (кривая 2).

Имеется отличие и в закономерностях формирования температурных зависимостей намагниченности (рисунок 3.32, кривая 1). С одной стороны, присутствует очевидная качественная схожесть кривых $M(T)$ для плёнок Tb и Dy (сравни с рисунком 3.22). Но, с другой стороны, значения температуры Кюри для Tb в плёночном (~215 К) и массивном (~220 К) состояниях практически совпадают,

а для Dy существенно различаются. Не исключено, что в этом проявляется специфика структурных искажений при переходе из массивного в плёночное состояние. Напомним, что для Tb они практически отсутствуют, а для Dy состоят в заметном увеличении объёма элементарной ячейки. На рисунке 3.32 (кривая 2) также представлена температурная зависимость обратной восприимчивости. Линейный характер зависимости позволяет, как и в случае с Dy, использовать её для нахождения плотности (формула 3.1). Она оказалась раной 7,4 г/см³ при табличном значении 8,23 г/см³. То есть и в этом случае при переходе в плёночное имеет место понижение плотности, хотя значение рентгеновской плотности практически не меняется. При этом пористость, как и для плёнок Dy, составляет около 10 %.

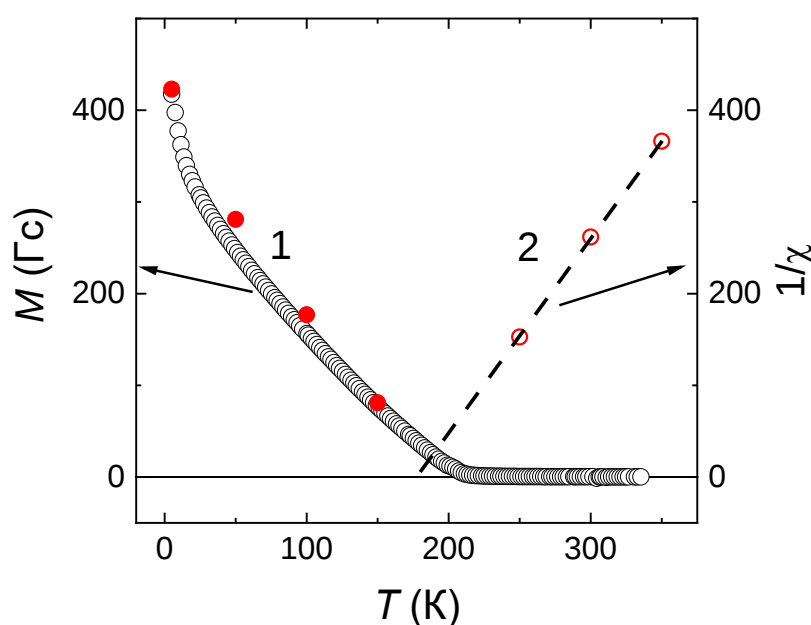


Рисунок 3.32 – Температурные зависимости намагниченности (кривая 1) и обратной восприимчивости (кривая 2) пленки Tb. Данные получены при нагреве в поле 0.1 кЭ (открытые символы) или из петель гистерезиса (красные точки).

3.3.1. Магнетизм Tb-обогащённых плёнок ($0 \leq x \leq 50$).

На рисунке 3.33 представлены петли гистерезиса плёнок системы Tb-Co с различным содержанием Co. Видно, что увеличение концентрации Co ведёт к росту остаточной намагниченности и уменьшению высокополевой восприимчивости, что указывает на ослабление асперомагнетизма. Эти тенденции наблюдались и в системе Dy-Co. Обращает на себя внимание нетривиальное концентрационное изменение коэрцитивной силы. Она растёт при аморфизации и достигает максимума (~ 20 кЭ) на эквипомном составе, почти вдвое превышая H_c пленки чистого Tb (12 кЭ). Это наводит на мысль, что локальная магнитная анизотропия аморфного состояния выше кристаллической анизотропии. Однако для более определённых заключений в этом отношении необходимы дополнительные исследования. Количественное описание указанных выше особенностей даёт рисунок 3.34. Он же ещё раз демонстрирует немонокотное изменение температуры Кюри, подчёркивая общность этой закономерности для рассмотренных систем R-Co.

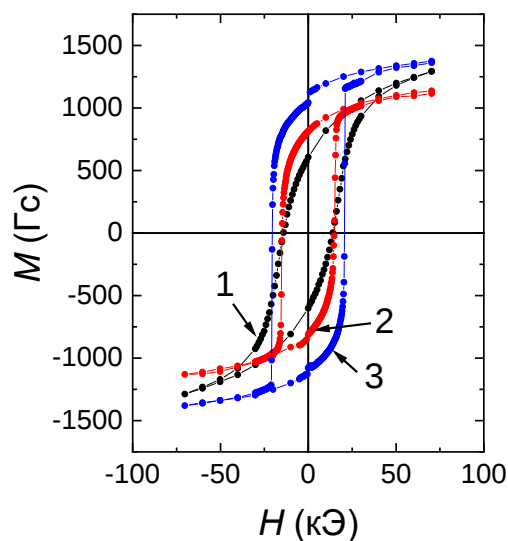


Рисунок 3.33 – Петли гистерезиса, измеренные при температуре 5 К на пленках Tb-Co с разным содержанием Co: 11.1 (кривая 1); 37.2 (кривая 2); 48 ат.% Co (кривая 3).

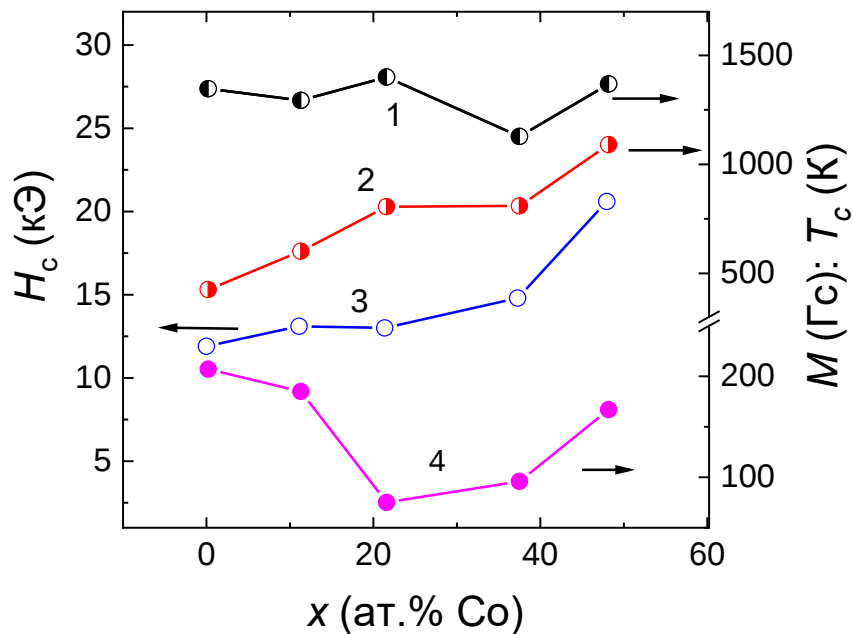


Рисунок 3.34 – Концентрационные зависимости максимальной намагниченности при $H = 70$ кЭ (кривая 1), остаточной намагниченности (кривая 2), коэрцитивной силы (кривая 3) и температуры Кюри (кривая 4) в пленках $\text{Tb}_{100-x}\text{Co}_x$.

На рисунке 3.35 представлена концентрационная зависимость эффективного магнитного момента Tb ($\langle \mu_{\text{Tb}} \rangle$), полученная из магнитных измерений. Эти данные также свидетельствуют о реализации ярко выраженного асперомагнитного упорядочения, «жесткость» которого уменьшается с увеличением содержания Co по причинам, обсужденным выше (см. пункт 3.2.2).

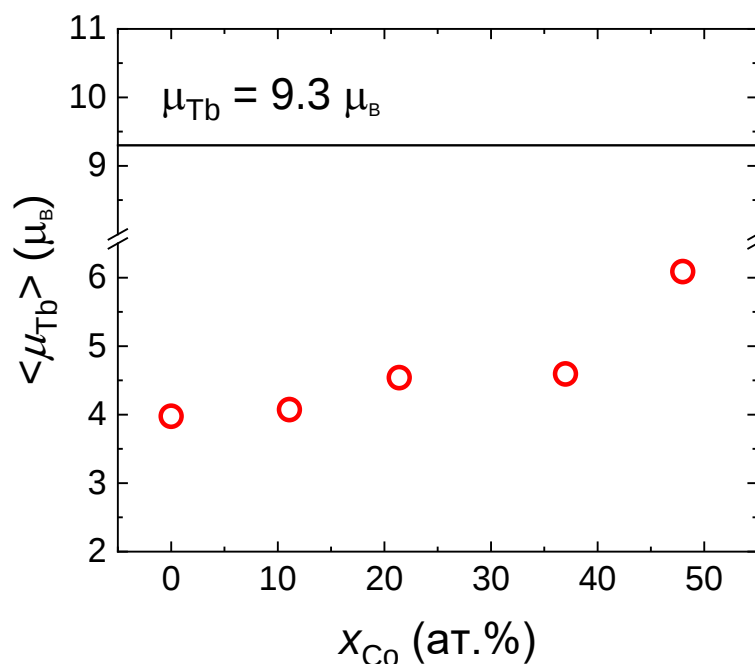


Рисунок 3.35 – Зависимость удельного магнитного момента Tb от концентрации Co. Горизонтальной линией показан уровень, магнитного момента свободного атома Tb.

3.3.2. Магнетизм Co-обогащённых плёнок ($50 \leq x \leq 100$)

На рисунке 3.36 представлены низкотемпературные петли гистерезиса пленок Tb-Co различного состава из области, в которой Co-подсистема несёт магнитный момент. В целом магнитная структура этих плёнок, подобно системе Dy-Co, может быть охарактеризована как асперомагнитная, в рамках которой по мере роста содержания Co наблюдается немонотонное изменение спонтанной намагниченности. В частности, магнитная компенсация при 5 К реализуется в образцах, содержащих около 80 % Co. При этом себя проявляет перпендикулярная анизотропия, инициирующая образование «закритического» состояния (см. ставку на рисунке 3.36), описанного в пункте 3.1.4 на примере системы Gd-Co. Количественное описание концентрационного изменения параметров петель гистерезиса дано на рисунке 3.37.

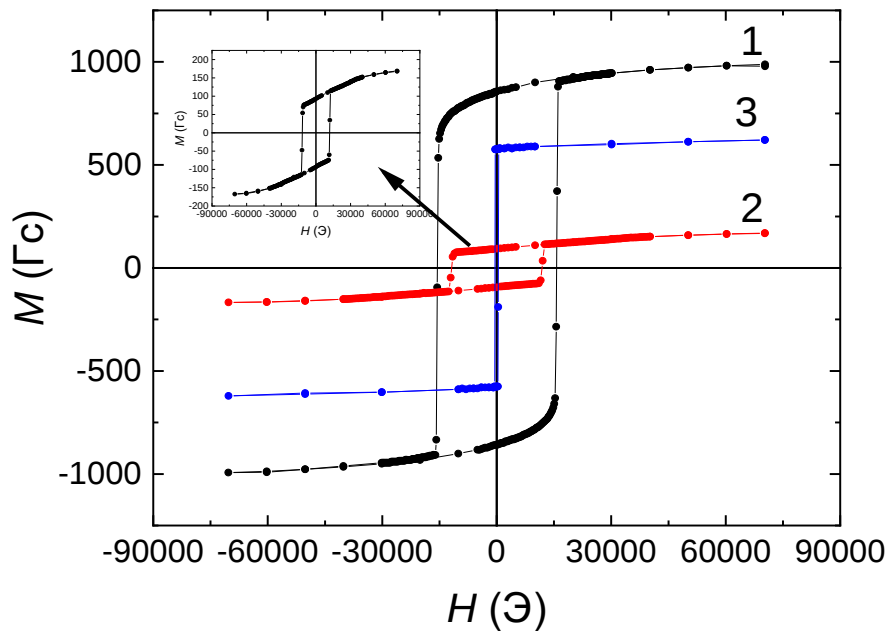


Рисунок 3.36 – Петли гистерезиса, измеренные при температуре 5 К на пленках Tb–Co с разным содержанием Co: 59.6 (кривая 1); 80.8 (кривая 2); 90.4 (кривая 3) ат. %. На вставке петля 2 в ином масштабе.

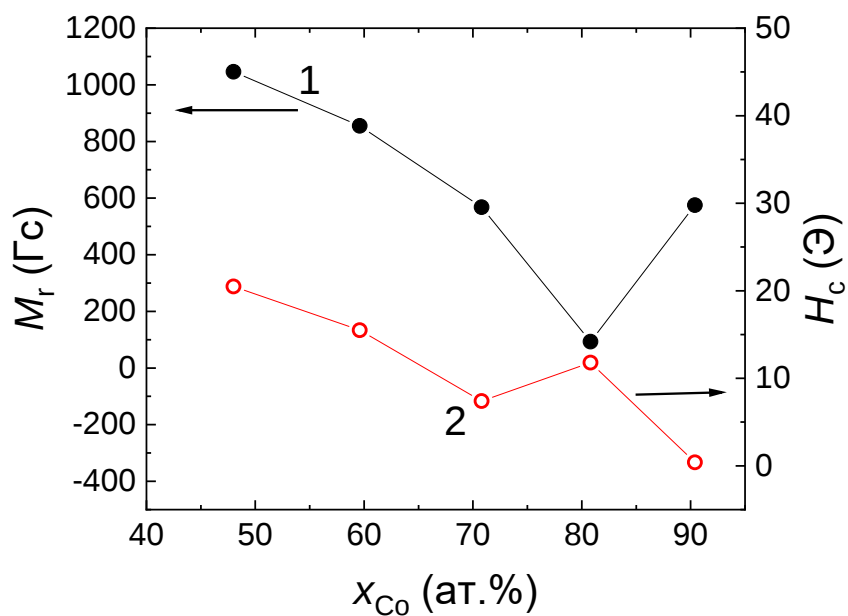


Рисунок 3.37 – Концентрационные зависимости остаточной намагниченности (кривая 1) и коэрцитивной силы (кривая 2) пленок Tb–Co при $T = 5$ К;

С увеличением концентрации Со и, следовательно, усилением междоузельного обмена, а также ослаблением локальной анизотропии, источником которой является Tb, можно ожидать увеличения эффективного момента атомов Tb. Эксперимент и оценки, выполненные с использованием данных по $\langle \mu_{Co} \rangle(x)$ из рисунка 3.11 показывают, что в целом это, действительно, так (рисунок 3.38).

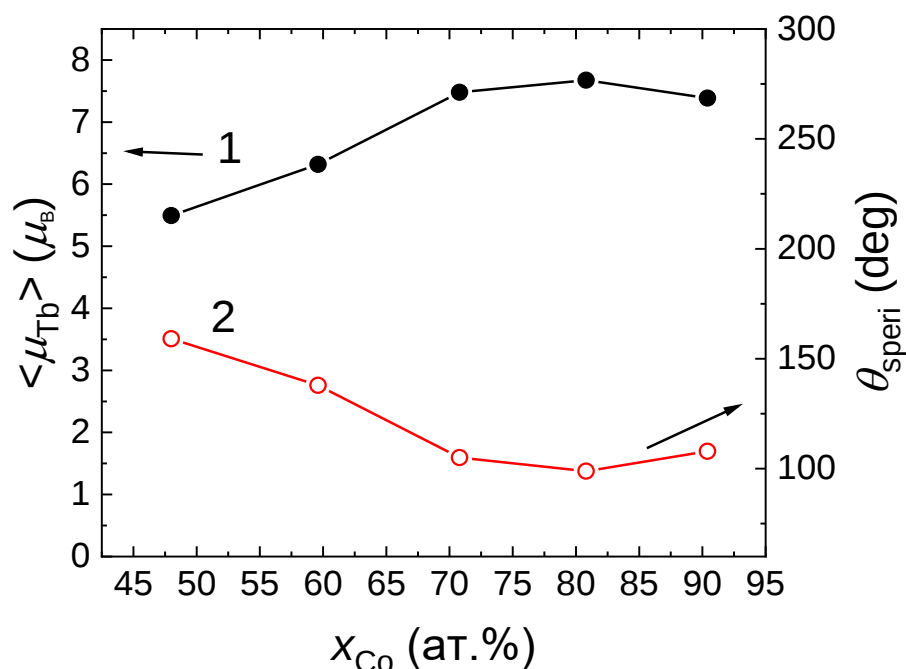


Рисунок 3.38 – Концентрационные зависимости эффективного момента Tb, полученного при использовании магнитного момента Со из системы Gd-Co и угла раствора конуса магнитных моментов в сперимагнитной структуре для системы Tb-Co.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ ПО ГЛАВЕ 3

В данной главе представлены результаты систематического исследования структуры и магнитных свойств тонких пленок бинарных систем типа R-Co, где R=Gd, Dy, Tb, в условиях широкого варьирования состава, температуры и магнитного поля. Получен большой объём экспериментальных данных по атомной структуре, микроструктуре, магнитной структуре и основным магнитным характеристикам – температуре Кюри, спонтанной намагниченности, коэрцитивной силе – плёнок, позволяющий сделать ряд следующих обобщений.

Плёнкам редкоземельных металлов, полученным методом ионного распыления, свойственна нанокристаллическая структура и значительная (до 10%) пористость. Кроме того, в них могут наблюдаться искажения (растяжение) кристаллической решётки, которые нарастают в ряду Tb, Dy, Gd. Указанные особенности структурного состояния обуславливают дисперсию межатомного обменного взаимодействия и магнитной анизотропии, которые ведут к формированию асперомагнитной структуры. В случае Gd она может быть следствием суперпозиции магнетизма ферромагнитной и сперомагнитной фаз, а в случае Tb, Dy в основном определяться пространственной флуктуацией локальных осей лёгкого намагничивания.

Для плёнок бинарных систем $R_{100-x}Co_x$ характерно рентгеноаморфное состояние. Оно возникает при концентрации Co более 10 ат.% и, по-видимому, сопровождается повышением структурной и фазовой однородности плёнок, усугубляющей фрустрированность магнитной структуры вплоть до того, что часть редкоземельных атомов не дают вклада в спонтанную намагниченность. Наряду с этим введение Co приводит к изменению электронной структуры и формированию гибридизированной 3d-5d подзоны, усиливающей магнетизм бинарной системы. В концентрационной области $x < 50$ наличие этих противоположных тенденций ведёт к одинаковому по характеру (немонотонному с минимумом) изменению температуры Кюри для всех R, но по-разному сказывается на магнитном

гистерезисе их основного состояния. На увеличение концентрации Co плёнки Gd-Co реагируют монотонным снижением коэрцитивной силы, в плёнках Dy-Co она изменяется немонотонно (с минимумом), а в плёнках Tb-Co монотонно возрастает. Такое отличие, по-видимому, является следствием специфики влияния ближайшего атомного окружения на магнитную анизотропию различных редкоземельных ионов.

В области составов $x > 50$ аморфным плёнкам R-Co свойственно ферримагнитное ($R = \text{Gd}$) или сперимагнитное ($R = \text{Tb}, \text{Dy}$) упорядочение, в рамках которого реализуются немонотонные концентрационные и температурные зависимости спонтанной намагниченности и, в частности, состояние магнитной компенсации. Эффективным способом их описания является модель молекулярного поля, которая исходит из коллинеарного ферримагнетизма в том числе в плёнках Tb-Co и Dy-Co. Вблизи магнитной компенсации из-за низкой спонтанной намагниченности в плёнках проявляется перпендикулярная магнитная анизотропия, источником которой, по-видимому, является столбчатая микроструктура. Спонтанные спин-ориентационные переходы между плоскостной к перпендикулярной ориентациями намагниченности происходят через образование промежуточного «закритического» магнитного состояния. Для системы Gd-Co совокупность экспериментальных и расчётных данных систематизирована в форме фазовой диаграммы, определяющей области концентраций и температур, в которых реализуются различные магнитные состояния.

ГЛАВА 4. ОСОБЕННОСТИ ЭФФЕКТА ОБМЕННОГО СМЕЩЕНИЯ В КОМПОЗИТАХ С РЕДКОЗЕМЕЛЬНОСОДЕРЖАЩИМИ СЛОЯМИ

Одной из специфических особенностей свойств многослойных плёнок, имеющих непосредственное прикладное значение, является эффект обменного смещения. Он проявляется в форме сдвига по оси магнитного поля петли гистерезиса одного из слоёв (закреплённого) плёночной структуры за счёт обменной связи с другим (закрепляющим) слоем. При этом магнитное состояние закрепляющего слоя имеет повышенную устойчивость во внешние магнитные поля за счёт антиферромагнитного упорядочения или высокой коэрцитивной силы, а закреплённый слой переманчивается в относительно слабом поле. Бинарные плёнки редкоземельных металлов и металлов группы железа в силу специфики магнетизма, описанного в предыдущей главе, представляют интерес в роли тех и других элементов многослойных плёночных структур. В данной главе представлены результаты изучения особенностей обменного смещения в плёночных композитах, содержащих слои типа R-Co где R=Gd, Tb, Dy.

4.1 Влияние магнитной предыстории на «обменное закрепление» слоя Gd-Co в структуре FeNi/FeMn/(Gd-Co)

Обычно обменное смещение рассматривается в рамках двухслойной структуры типа ферромагнетик/антиферромагнетик (ФМ/АФМ). В самой первой модели, предложенной первооткрывателями этого эффекта [144, 145], обменное смещение рассматривалось как чисто поверхностное явление, спиновая структура АФМ-слоя не менялась, а намагниченность ФМ-слоя вращалась под действием внешнего магнитного поля [144]. Однако последующие исследования показали, что особенности спиновой структуры внутри АФМ-слоя также влияют на величину обменного смещения [146–153]. Кроме того, при вращении намагниченности ФМ-слоя в АФМ-слое может образовываться спиральная спиновая структура [154,155].

Одним из нерешенных вопросов является вопрос о взаимодействии ФМ-слоев через АФМ-слой в трехслойной структуре ФМ/АФМ/ФМ. В частности, обсуждается гипотеза о существовании двух обменных систем смещения, взаимодействующих через общий антиферромагнитный слой [147,150,151,156–161]. Замена одного из ФМ слоев в указанной тройной системе на ферримагнитный (ФИМ) открывает дополнительные возможности для понимания механизма обменного смещения. В главе 3, было показано, что магнетизм пленок R-Co с высоким содержанием Co хорошо описывается в рамках двухподрешеточного ферримагнетика (сперимагнетика), для которого характерны специфическая температурная зависимость спонтанной намагниченности, включая явление магнитной компенсации. Системы типа ФМ/ФИМ с обменным смещением изучены гораздо в меньшей степени [162-168]. Но и имеющиеся результаты указывают на ряд интересных особенностей в формировании этого эффекта. В частности, наблюдается резкое возрастание величины и инверсия знака поля обменного смещения вблизи состояния магнитной компенсации ФИМ слоя [168,169]. При этом магнитные свойства обменно-связанных сред оказываются зависящими от их магнитной предыстории. В продолжение такого рода исследований в данном параграфе рассмотрен эффект обменного смещения в многослойных пленках типа Ta(5)/Fe₂₀Ni₈₀(5)/FeMn(20)/Gd_xCo_{100-x}(40)/Ta(5).

Исследовались три варианта структур с различным составом слоя Gd-Co: S1 – Gd₁₅Co₈₅, S2- Gd₂₅Co₇₅ и S3 – Gd_{18.7}Co_{81.3}. Рентгеноструктурный анализ показал, что для всех образцов на рентгенограммах присутствует только один яркий пик, который связан с высокотекстурованным слоем FeMn. На рисунке 4.1 в качестве примера представлена рентгенограмма образца типа S1. Пик при 43.8° соответствует линии типа (111) ГЦК-решётки γ-фазы FeMn, которой свойственно антиферромагнитное упорядочение. На фоне этой линии сигнал, соответствующий отражениям от плоскостей (111) ГЦК-решётки пермаллоя (2θ = 44.4°) почти незаметен вследствие малой толщины и высокой дисперсности слоя FeNi.

Характерные пики кристаллических фаз Gd-Co, как можно видеть из рисунка, отсутствуют, что говорит об аморфном состоянии слоя GdCo.

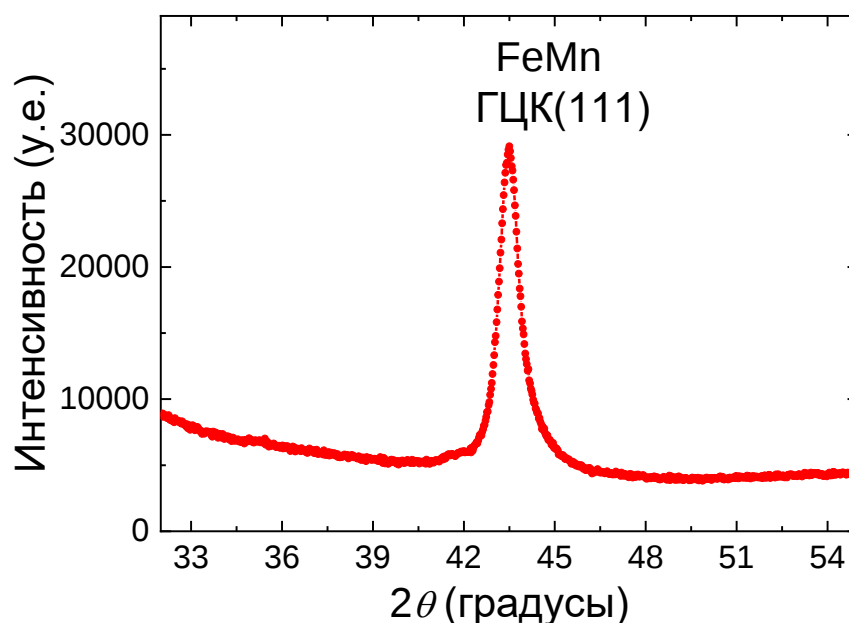


Рисунок 4.1 – Рентгенограмма пленки типа S1.

На рисунке 4.2 представлены температурные зависимости спонтанной намагниченности слоев Gd-Co разного состава определенные из петель гистерезиса многослойных образцов. Экспериментальные данные интерпретированы при помощи уже представленной ранее методики, в основе которой лежит модель молекулярного поля Нееля. Используя данную модель, получены температурные зависимости намагниченностей Gd- и Co- подрешеток, которые также показаны на рисунке 4.2. Как можно видеть, для образцов типа S1 и S2 они имеют монотонный вид. Это указывает на превалирование Co или Gd – магнитных подсистем для образцов типа S1 и S2 соответственно. В то же время в образце типа S3 имеет место явление магнитной компенсации, с температурой компенсации $T_{\text{comp}} \sim 160$ К, выше которой превалирует подрешетка Co а ниже Gd.

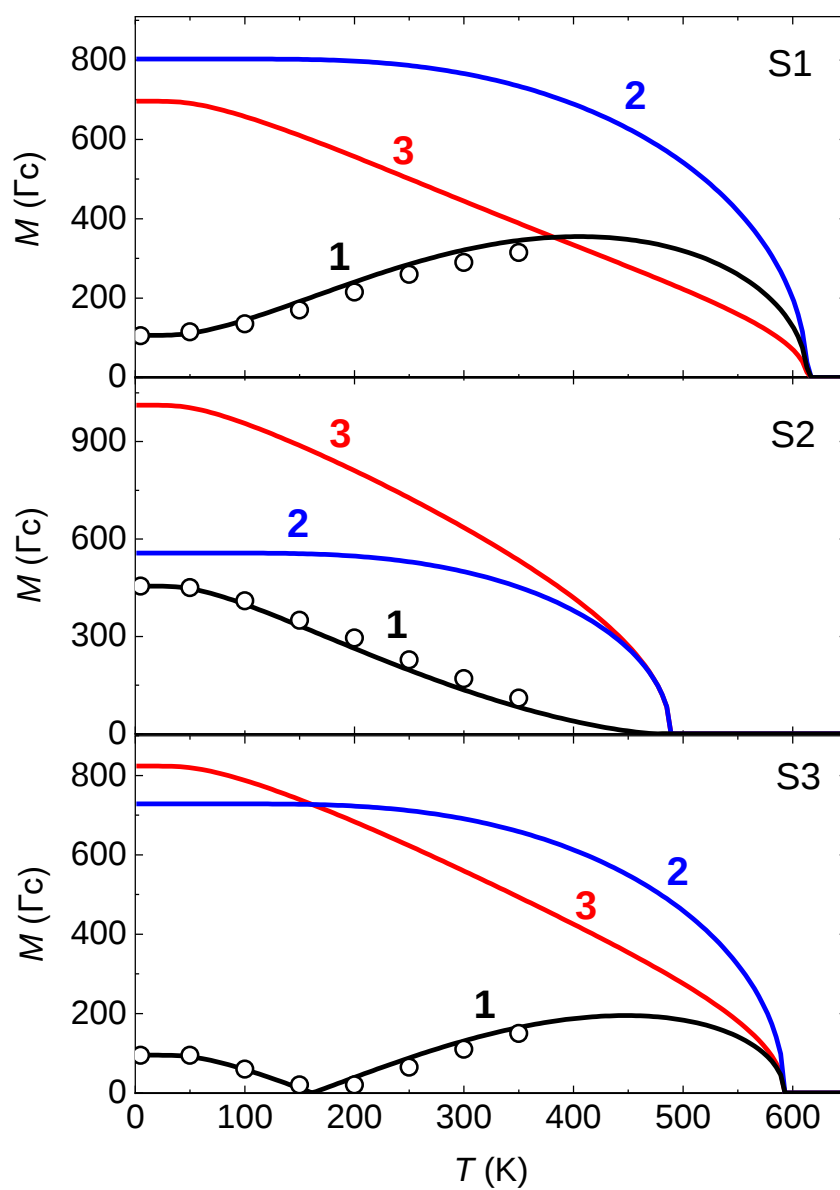


Рисунок 4.2 – Температурные зависимости спонтанной намагниченности (кривая 1), намагниченности Co и Gd подрешеток (кривая 2 и 3 соответственно) для образцов типа S1, S2 и S3. Экспериментальные данные показаны кружками.

Петли гистерезиса, измеренные на плёнках сразу после получения, демонстрируют что все образцы характеризуются наличием обменного смещения. Так, в качестве примера на рисунке 4.3 (кривая 1) представлена петля гистерезиса образца типа S1 измеренная вдоль оси приложения технологического магнитного поля (ТМП).

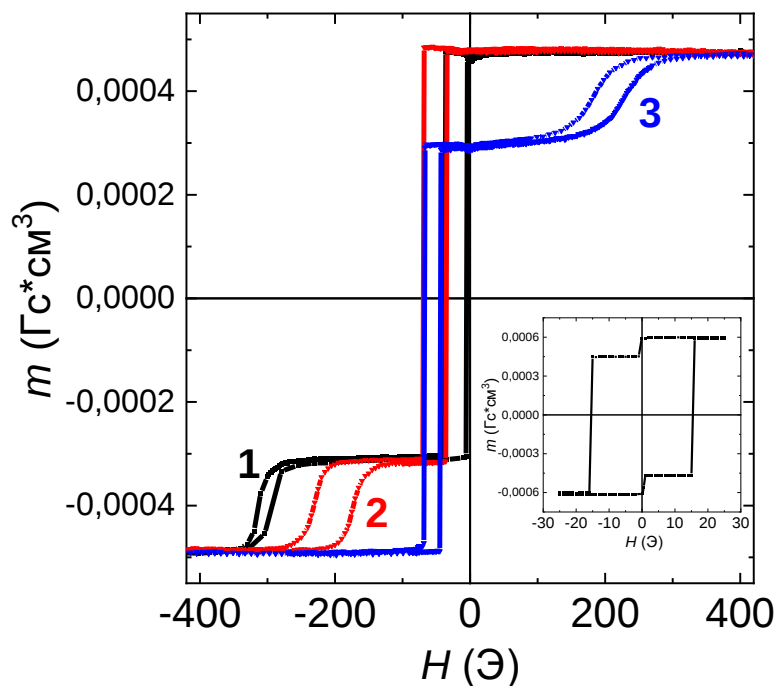


Рисунок 4.3 – Петли гистерезиса образца типа S1, измеренные при комнатной температуре в исходном состоянии (1), после нагрева до 473 К и охлаждения в поле 500 Э (2) и -7 Э (3). На вставке изображена петля, измеренная при 473 К.

Зная номинальные значения намагниченности и толщин слоев FeNi и GdCo, можно легко определить вклады в намагниченность от разных слоёв и их поля обменного смещения $H_{\text{об}}$, которые составили 300 и 20 Э для слоев FeNi и GdCo. Намагниченность слоя FeNi, определенная по величине сигнала частной петли, составила 540 Гс, при толщине слоя 5 нм. Данное отклонение от типичного значения для пермаллоя (800 Гс) представляется естественным, принимая во внимание возможность формирования интерфейсного субслоя FeNi-FeMn с пониженной намагниченностью, толщина которого может достигать до 1 нм

[170,171]. Кроме того, при таких толщинах начинает играть существенную роль размерный эффект, состоящий в ослаблении обменного взаимодействия из-за уменьшения количества магнитоактивных атомов в направлении перпендикулярном плоскости пленки [15,172].

В ходе напыления слой FeMn оседает на уже существующий и намагниченный до насыщения слой FeNi. Таким образом, магнитная структура слоя FeMn формируется под влиянием магнетизма поверхности слоя FeNi. В свою очередь поверхностная магнитная структура слоя GdCo образуется под влиянием магнитной структуры слоя FeMn. Кроме того, температура Кюри слоев GdCo и FeNi существенно превышают температуру Нееля слоя FeMn. Таким образом, нагрев многослойной структуры до температуры выше температуры Нееля слоя FeMn, но ниже температур магнитного упорядочения других слоёв и последующее охлаждение в магнитном поле может существенно повлиять на состояние магнитной структуры образца в целом. Суть в том, что в этом случае магнитная структура слоя FeMn формируется под одновременным действием со стороны слоев FeNi и GdCo.

В нашем эксперименте образец нагревался до температуры 473 К. С одной стороны, данная температура не является существенной для инициации изменений структурных и магнитных свойств аморфного слоя GdCo [173]. С другой стороны, она практически равна температуре Нееля слоя FeMn. Вставка на рисунке 4.3 демонстрирует петлю гистерезиса пленки типа S1 при температуре 473 К. Она отражает аддитивную суперпозицию двух петель гистерезиса, соответствующих слоям FeNi и GdCo с разными коэрцитивными силами $(H_c)_{\text{FeNi}} = 1$ Э и $(H_c)_{\text{Gd-Co}} = 15$ Э. Как можно видеть, обе петли не имеют обменного смещения при данной температуре, что говорит о превышении выбранной температуры как минимум над температурой блокировки магнитной структуры.

После измерений, выполненных при повышенной температуре, образец был охлажден до комнатной температуры в магнитном поле напряжённостью 500 Э, направление которого совпадало с направлением ТМП. Как видно из рисунка 4.3

(кривая 2), после такой термомагнитной обработки амплитуда как суммарной, так и частных петель гистерезиса не изменилась. Этот факт косвенно свидетельствует о том, что выбранная температура (473 К) не вызывает структурных изменений в слоях и не приводит к межслойной диффузии. Однако, значения полей смещения после такой термообработки изменились значительно: $(H_{eb})_{FeNi} = 200$ Э, $(H_{eb})_{GdCo} = 50$ Э. Такой эффект, может быть, обусловлен взаимным влиянием двух обменно-связанных систем FeNi/FeMn и GdCo/FeMn взаимодействующих через общий антиферромагнитный слой FeMn. В то же время изменение обменного смещения в слое FeNi может быть последствием низкотемпературного отжига, которым можно считать нагрев до температуры 473 К. Как показано в работе [174], подобное воздействие приводит к уменьшению поля обменного смещения и в двухслойных (FeNi/FeMn) и трехслойных (FeNi/FeMn/FeNi) пленках, полученных при тех же условиях, что и образцы, изучаемые в данной работе. Вероятно, низкотемпературный отжиг приводит к частичной модификации структуры нижней межслойной границы, состояние которой является метастабильным после нанесения слоя FeMn на слой FeNi. В результате данной модификации количество нескомпенсированных спинов на интерфейсе и/или количество пар взаимодействующих спинов на интерфейсе, наличие которых определяет величину обменного смещения [174], уменьшается. Поверхностную плотность энергии обменного взаимодействия слоёв можно оценить по известной формуле:

$$J_{int} = M_{sFM} \cdot t_{FM} \cdot H_{ebFeNi} \quad (4.1)$$

где $(M_s)_{FM}$ и t_{FM} спонтанная намагниченность и толщина слоя FeNi.

Полученные величины J_{int} для исходного и отожженного состояний составили 0.08 и 0.05 эрг/см² соответственно, что хорошо согласуется со значениями, полученными ранее для систем типа FeNi/FeMn [151,175].

На рисунке 4.3 (кривая 3) представлена петля гистерезиса образца типа S1, измеренная после специального режима термомагнитной обработки: при температуре 473К образец был предварительно намагничен до насыщения в положительном магнитном поле 500 Э, после чего охлажден в поле -7 Э,

приложенном вдоль оси ТМП, до комнатной температуры. Таким образом, при охлаждении намагниченность слоя FeNi оказалась антипараллельной намагниченности слоя Gd-Co. После этого, как и ожидалось, поле смещения слоя FeNi сменило знак, но его абсолютная величина осталась практически без изменений.

Отсутствие влияния взаимной ориентации намагниченностей слоев FeNi и GdCo на эффект обменного смещения образца типа S1 следует и из анализа температурных зависимостей $(H_{\text{eb}})_{\text{FeNi}}$, представленных на рисунке 4.4.

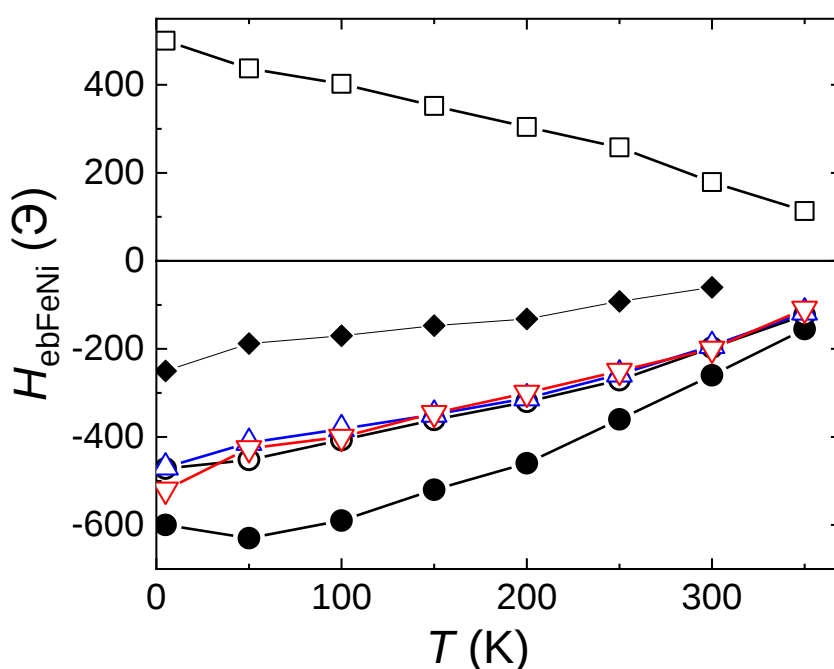


Рисунок 4.4 – Температурные зависимости поля обменного смещения слоя FeNi: для образца S1 в исходном состоянии (●) и после нагревания и охлаждения при параллельной (○) и антипараллельной (□) ориентациях намагниченностей слоев FeNi и GdCo; образцов S2 (Δ) и S3 (▽) после нагрева и охлаждения при параллельной ориентации слоев FeNi и Gd-Co; для образца типа S3 после нагрева и охлаждения в поле 9 кЭ перпендикулярном плоскости пленки (◆).

Хорошо видно, что кривые $(H_{\text{eb}})_{\text{FeNi}}(T)$ образца S1, подвергнутого вышеупомянутым протоколам термомагнитной обработки практически зеркально отражают друг друга относительно горизонтальной оси. Данный факт можно

рассматривать как следствие независимого формирования обменного смещения в слое FeNi от наличия слоя Gd-Co. Дополнительным подтверждением адекватности такой точки зрения служат температурные зависимости $(H_{\text{eb}})_{\text{FeNi}}$ для образцов типа S2 и S3, подвергнутых нагреву до 473 К и охлаждению в магнитном поле напряжённостью 500 Э (см. рисунок 4.4). Величины намагниченности слоя GdCo в трех разных образцах вблизи температуры блокировки, когда при охлаждении начинает формироваться магнитная структура слоя FeMn, заметно отличаются друг от друга (см. рисунок 4.2), однако зависимости $(H_{\text{eb}})_{\text{FeNi}}(T)$ практически совпадают (см. рисунок 4.4).

Напротив, величина поля обменного смещения слоя GdCo увеличивается после терромагнитной обработки для образца типа S1 (рисунок 4.5). В процессе получения многослойных пленок слой Gd-Co осаждается на относительно гладкую поверхность слоя FeMn, спиновая структура которой близка к компенсированной. Скорее всего, увеличение $(H_{\text{eb}})_{\text{GdCo}}$ связано с тем, что при охлаждении образца в поле после нагрева до 473 К спиновая структура на поверхности слоя FeMn подстраивается под спины слоя GdCo. Вследствие этого возникает большой поверхностный магнитный момент АФМ слоя, который обеспечивает большее значение $(H_{\text{eb}})_{\text{GdCo}}$ [176]. В то же время наблюдается заметная зависимость поля смещения $(H_{\text{eb}})_{\text{GdCo}}$ от взаимной ориентации намагниченностей слоев для образца типа S1 при высоких температурах, а для образца типа S3 подобной зависимости не выявлено (рисунок 4.5).

Возможность реализации состояния магнитной компенсации для образца типа S3 порождает и другие особенности температурного поведения поля обменного смещения слоя GdCo, а именно резкое возрастание величины и изменение знака $(H_{\text{eb}})_{\text{GdCo}}$ вблизи температуры компенсации (рисунок 4.5, b). Увеличение значения $(H_{\text{eb}})_{\text{GdCo}}$ является следствием уменьшения спонтанной намагниченности слоя Gd-Co при приближении к температуре компенсации. Смена знака может быть объяснена с учетом того, что при переходе через температуру компенсации изменяется преобладающий магнитный момент в слое GdCo [169]. При $T > 160$ К

в слое $\text{Gd}_{18.7}\text{Co}_{81.3}$ преобладает магнитный момент Co – подрешетки. В тот момент, когда возникает обменная связь между слоями GdCo и FeMn, спины Co лежат вдоль направления технологического поля. При температуре $T < 160$ К, в слое $\text{Gd}_{18.7}\text{Co}_{81.3}$ доминирует магнитный момент подрешетки Gd. Таким образом, намагниченность подрешетки Co в слое $\text{Gd}_{18.7}\text{Co}_{81.3}$ направлена против внешнего магнитного поля, и ее обменное взаимодействие со слоем FeMn приводит к перемангничиванию слоя $\text{Gd}_{18.7}\text{Co}_{81.3}$ в положительном внешнем магнитном поле. Магнитный момент слоя FeNi ориентирован антипараллельно магнитному моменту подрешетки Co, что приводит к смещению петли гистерезиса этого слоя в противоположную сторону по оси магнитного поля (рисунок 4.6).

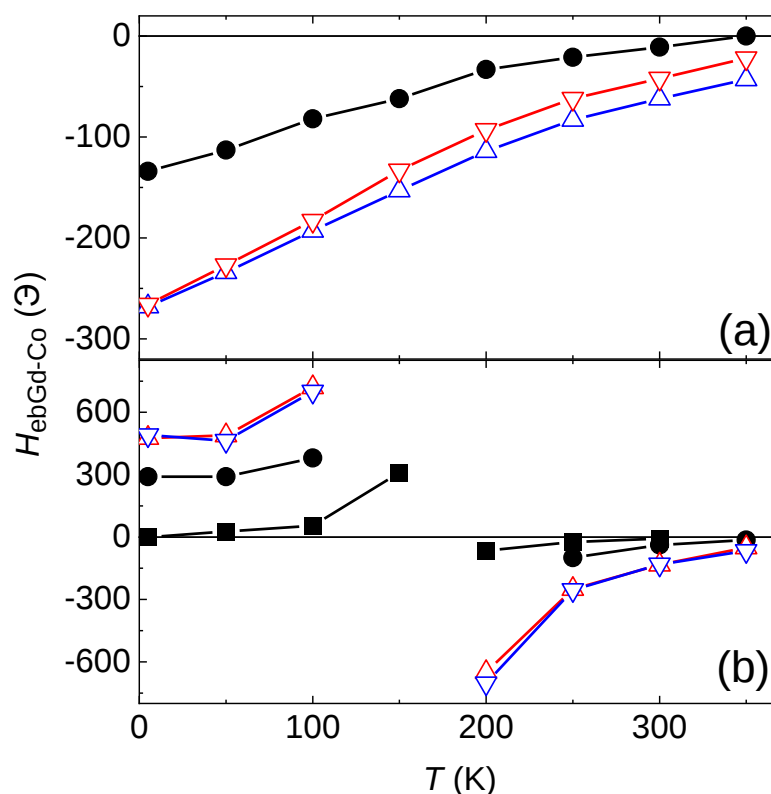


Рисунок 4.5 – Температурные зависимости поля обменного смещения слоя GdCo для образцов S1 (a) и S3 (b): в исходном состоянии (●); после нагрева и охлаждения при параллельной (Δ) и антипараллельной (∇) взаимной ориентации намагниченностей слоев FeNi и GdCo; после нагрева и охлаждения в поле 9 кЭ перпендикулярно плоскости пленки (■).

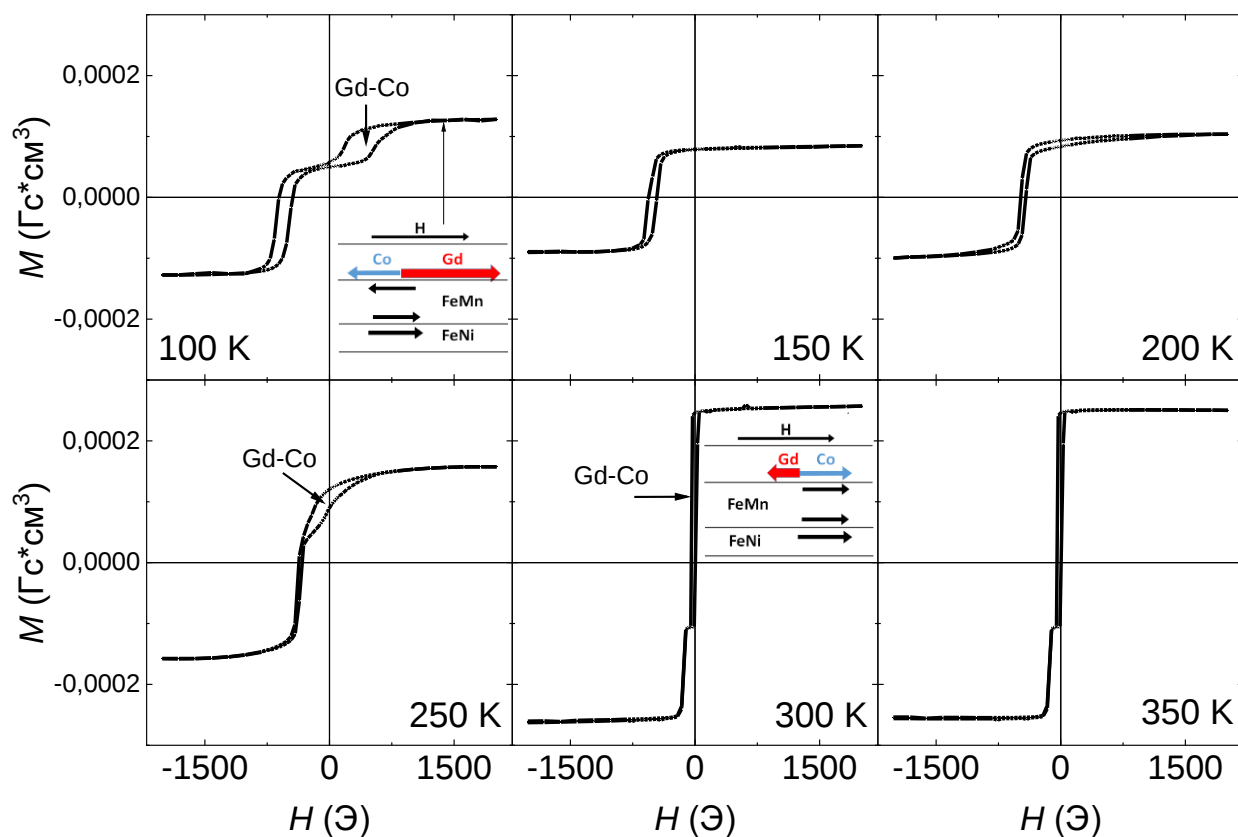


Рисунок 4.6 – Петли гистерезиса образца S3 в исходном состоянии, демонстрирующие температурное изменение смещения петли гистерезиса слоя GdCo.

Стоит отметить, что для исходного образца типа S3 определение поля смещения (H_{eb})_{GdCo} в диапазоне температур 150-250 К представляет определённую сложность. При температурах 150-200 К это происходит из-за малого магнитного момента слоя GdCo, а в диапазоне температур 200-250 К из-за непрямоугольной формы петли, являющейся следствием перпендикулярной магнитной анизотропии, которая свойственна плёнкам GdCo (см. параграф 3.1.4.). После нагрева и охлаждения образца S3 в обоих вариантах термомагнитной обработки, признаки перпендикулярной анизотропии минимизируются, то есть петля слоя GdCo,

измеренная в плоскости образца, становится практически прямоугольной (рисунок 4.7).

Кроме того, вопреки ожиданиям, охлаждение образца от 473 К в поле напряжённостью 9 кЭ, приложенном перпендикулярно плоскости пленки, также приводит к деградации перпендикулярной анизотропии (рисунок 4.8). Наиболее вероятно, это происходит из-за особенностей формирования обменного взаимодействия между слоями GdCo и FeMn. Как было отмечено выше, термомагнитная обработка, вероятно, приводит к увеличению числа обменно-связанных магнитных моментов слоев FeMn и GdCo. Усиленное межслойное обменное взаимодействие способствует спиновой переориентации в слое GdCo, как, например, это наблюдалось в пленках GdCo с окисленным поверхностным слоем [177]. Характерно, что данная термомагнитная обработка приводит к уменьшению полей смещения не только слоя FeNi, но и слоя GdCo, в то время как охлаждение в поле плоскостной ориентации вызывает увеличение $(H_{eb})_{GdCo}$ (см. рисунки 4.4, 4.5). Заключение об увеличении эффективности межслойной связи в системе FeMn/GdCo после термообработки в «перпендикулярном» поле 9 кЭ можно сделать и на основе анализа петель гистерезиса, измеренных перпендикулярно плоскости образца (рисунок 4.9). Можно видеть, что для образца в исходном состоянии обменного смещения практически не наблюдается, в то время как после термомагнитной обработки имеет место заметное смещение в достаточно большом диапазоне температур.

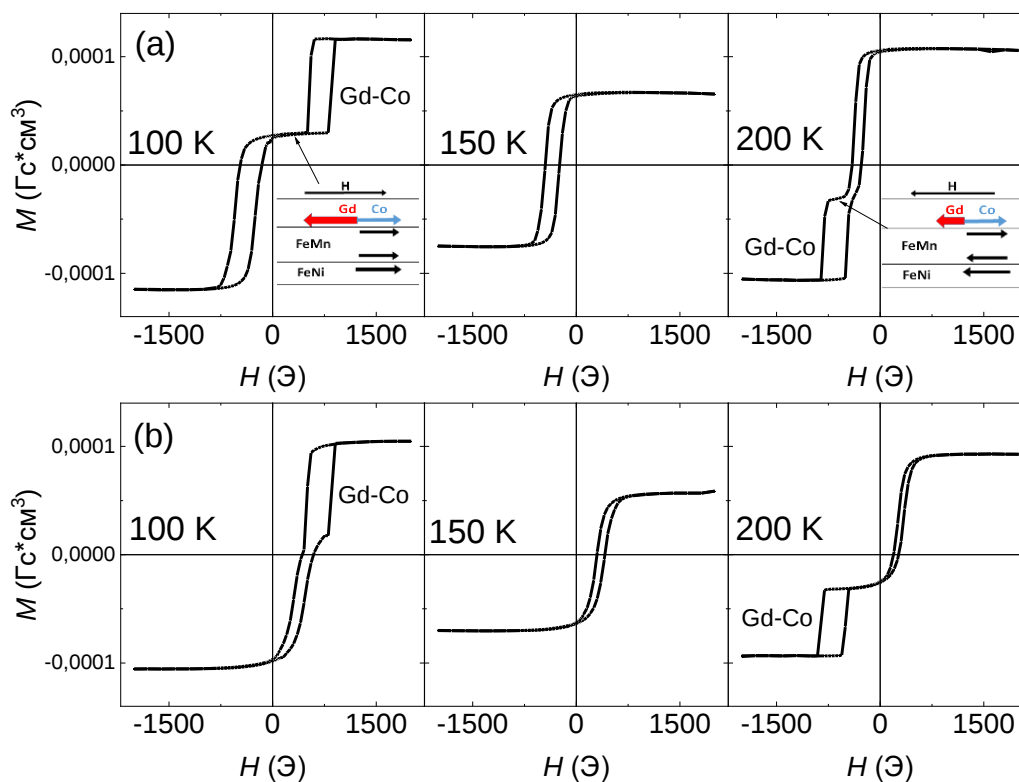


Рисунок 4.7 – Петли гистерезиса образца S3, измеренные при разных температурах после его нагрева до 473 K и охлаждения до комнатной температуры в режимах, приводящих к параллельной (a) и антипараллельной (b) ориентациям намагниченностей слоев FeNi и GdCo.

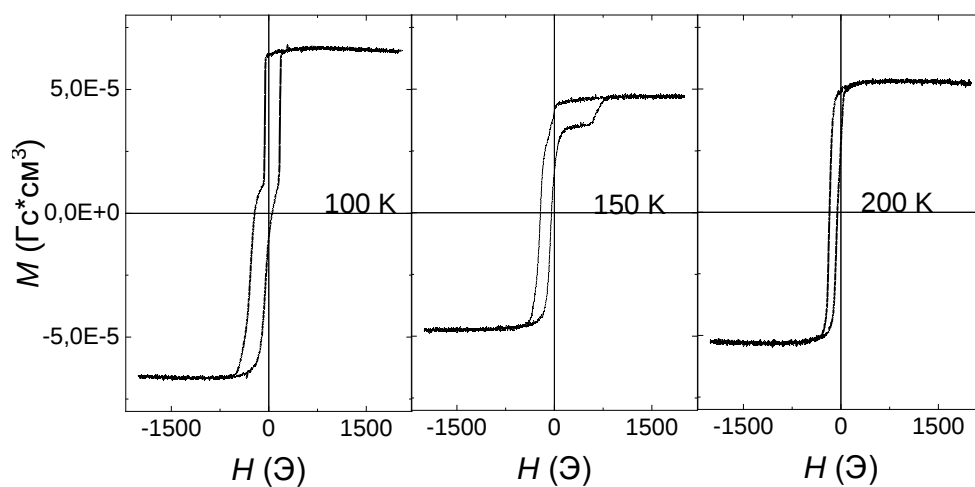


Рисунок 4.8 – Петли гистерезиса образца S3 при разных температурах, измеренные в плоскости пленки после нагрева до 473 К и охлаждения до комнатной температуры в поле 9 кЭ, ориентированном перпендикулярно плоскости пленки.

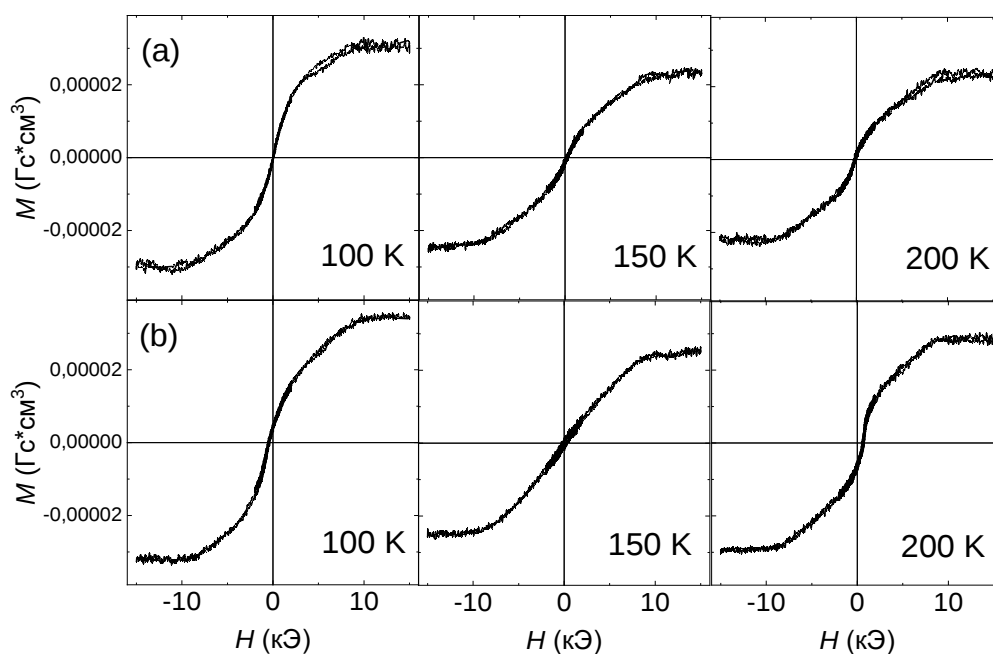


Рисунок 4.9 – Петли гистерезиса при разных температурах, измеренные перпендикулярно плоскости пленки для образца S3 в исходном состоянии (a) и после нагрева до 473 К и охлаждения до комнатной температуры в перпендикулярном поле 9 кЭ (b).

На рисунке 4.10 представлены температурные зависимости плотности энергии межслойной связи $J(T)$ для образцов, нагретых до 473 К и охлажденных до комнатной температуры в поле 500 Э параллельном оси ТМП. Для вычисления значений $J(T)$ использовалась формула (4.1), в которую подставлялись толщина и спонтанная намагниченность слоя GdCo.

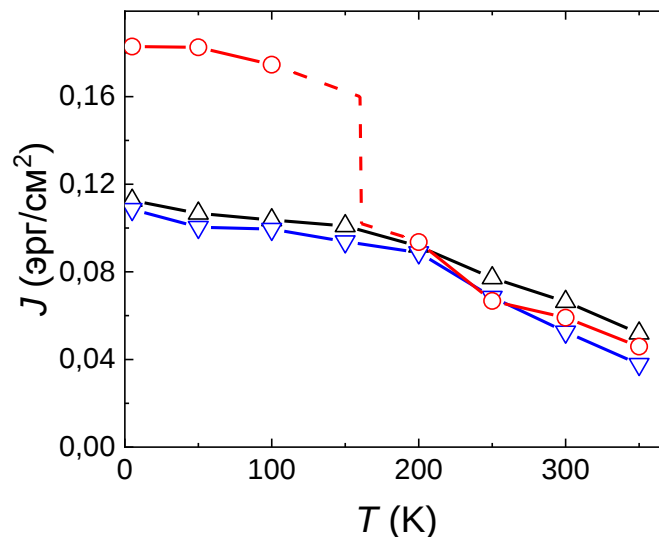


Рисунок 4.10 – Температурные зависимости плотности энергии межслойного обменного взаимодействия на интерфейсе FeMn/Gd-Co для образцов типа S1(Δ), S2 (◊) и S3(○).

Величина $J(300)$ составила примерно 0.06 эрг/см^2 для всех исследуемых образцов, что близко к значению, представленному в [167] для двухслойных пленок FeMn/GdFe. Температурное поведение этой константы представляет два факта, которые стоит обсудить. Первый заключается в том, что для образцов S1 и S2 зависимости $J(T)$ практически совпадают во всем температурном диапазоне. Для образца типа S3 зависимость $J(T)$ повторяет ход аналогичных кривых для образцов

S1 и S2 в диапазоне температур 350–200 К. При температурах ниже температуры компенсации, J продолжает демонстрировать монотонный рост при уменьшении температуры, однако, при переходе через температуру компенсации наблюдается резкий скачок величины J (рисунок 4.10, штриховая линия). Формально это значит, что при $T < T_{\text{комп}}$ обменное взаимодействие гораздо сильнее чем для $T > T_{\text{комп}}$. Однако, материальной причины для такого поведения не просматривается. Наблюдаемый эффект, скорее всего, связан с изменением взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитного и ферримагнитного слоёв в $T_{\text{комп}}$. При $T > T_{\text{комп}}$ увеличение отрицательного магнитного поля, стремящегося переключить намагниченность слоя GdCo, уже изменило направление магнитного момента слоя FeNi (рисунок 4.7, а). Следовательно, магнитная структура слоя FeMn испытывает «фрустрирующий» эффект со стороны обоих слоев, что, по-видимому, ослабляет его закрепляющее действие. При $T < T_{\text{комп}}$ перемангничивание слоя GdCo происходит в положительном поле, которое одновременно стабилизирует магнитную структуру слоя FeNi. Это, в свою очередь, поддерживает «жесткость» магнитной структуры в слое FeMn и способствует увеличению его закрепляющего действия на слой GdCo.

Вторым наблюдаемым фактом, является плавное увеличение величины J с понижением температуры. Учитывая скорость изменения намагниченностей подрешеток Co и Gd (см. рисунок 4.2), это обстоятельство можно рассматривать как косвенное свидетельство того, что основной вклад в энергию межслойного обмена вносится со стороны Co подрешетки, намагниченность которой также плавно изменяется в исследуемом температурном диапазоне. Таким образом, ещё раз подтверждается положение о превалировании обменного взаимодействия между 3d-элементами по сравнению с их обменной связью с 4f-элементами.

Хорошо известно, что межслойное взаимодействие в структуре FM/AFM обуславливает не только смещение петли гистерезиса, но и приводит к увеличению магнитного гистерезиса «закрепленного» слоя. На рисунке 4.11 представлены температурные зависимости коэрцитивной силы H_c для слоев FeNi и GdCo в

образцах типа S1 и S3, а также для пленки Ta(5 нм)/FeNi(5 нм)/Ta (5 нм). Увеличение коэрцитивной силы, наблюдаемое для всех исследуемых образцов при понижении температуры, в первую очередь, можно связать с соответствующим температурным поведением константы анизотропии антиферромагнитного FeMn [178] и уменьшением тепловых флуктуаций магнитных моментов антиферромагнитных кристаллитов. Также наблюдается увеличение H_c вблизи температуры компенсации для образца типа S3 (рисунок 4.11, d), что является следствием уменьшением спонтанной намагниченности. Важно отметить разную реакцию коэрцитивной силы слоёв GdCo и FeNi слоёв на термомагнитную обработку. В первом случае она практически отсутствует (рисунок 4.11, c,d), а во втором проявляется как увеличение H_c после термомагнитной обработки при параллельной ориентации намагниченностей слоев FeNi и GdCo (рисунок 4.11, a,b). Это различие, наиболее вероятно, возникает из-за особенностей перемагничивания слоев FeNi и GdCo. Поскольку петли магнитного гистерезиса слоя Gd–Co имеют прямоугольную форму, можно предположить, что перемагничивание происходит через зарождение и рост в слое Gd–Co доменов обратной магнитной фазы с доменными стенками, перпендикулярными границе раздела между слоями FeMn и GdCo. Механизм перемагничивания слоя FeNi, скорее всего, иной. Форма петли гистерезиса слоя FeNi свидетельствует о том, что перемагничивание происходит за счет образования плоской доменной стенки типа Маури [179], которая формируются как в слое FeNi, так и в слое FeMn.

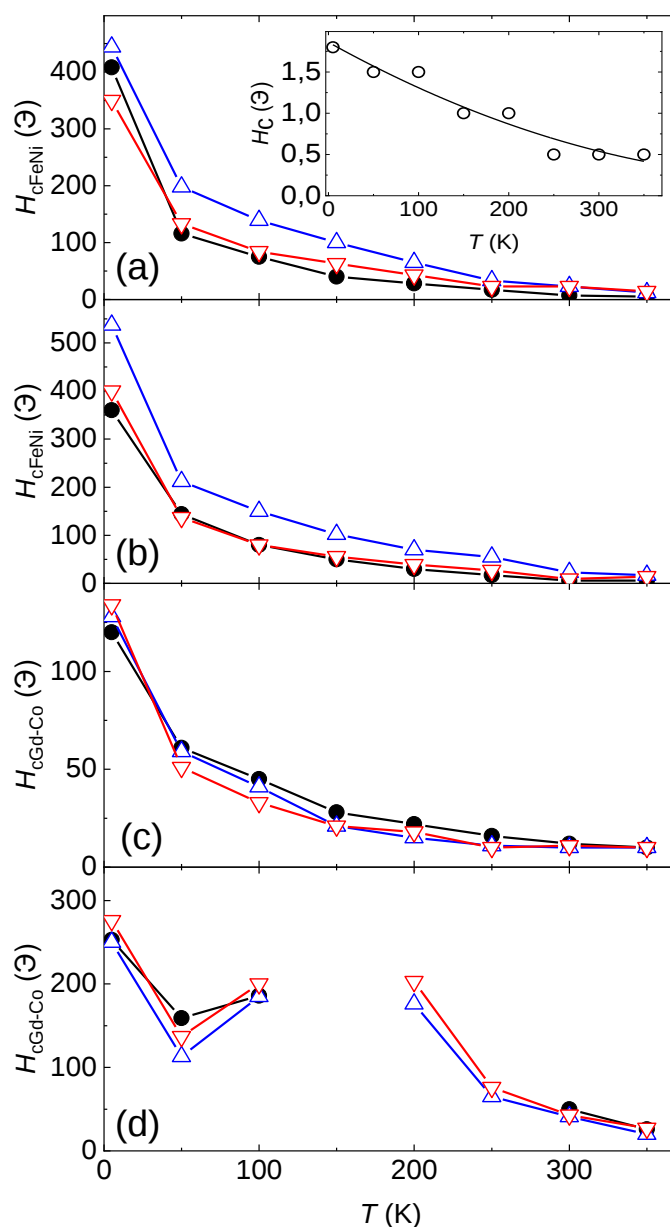


Рисунок 4.11 – Температурные зависимости коэрцитивной силы слоев FeNi (a,b) и GdCo (c,d) для образцов типа S1 (a,c) и S3 (b,d): в исходном состоянии (●); после нагрева до 473 К и охлаждения до комнатной температуры при параллельной (Δ) и антипараллельной (∇) взаимной ориентации намагниченностей слоев FeNi и GdCo. На вставке аналогичная зависимость для пленки Ta(5 нм)/FeNi (5 нм)/Ta (5 нм), не подвергавшейся термомагнитной обработке.

Наибольшая разница в величине коэрцитивной силы наблюдалась после термомагнитной обработки при параллельной и антипараллельной ориентациях намагниченностей слоев FeNi и GdCo для образца типа S3 при $T=5$ К. Это может быть обусловлено особенностями магнитной структуры слоев GdCo, которая влияет на процесс перемагничивания. В образце типа S1, при увеличении отрицательного магнитного поля, стремящегося переключить намагниченность слоя FeNi, намагниченность слоя GdCo уже ориентирована вдоль этого отрицательного магнитного поля (рисунок 4.12, а). Следовательно, как уже отмечалось выше, магнитная структура слоя FeMn испытывает фрустрирующее действие со стороны двух слоев, что ослабляет закрепляющий эффект по отношению к слою FeNi. Для образца типа S3 (рисунок 4.12, б) ситуация имеет противоположный характер и состоит в поддержании «жесткости» магнитной структуры слоя FeMn, что препятствует распространению доменной границы Маури в глубь слоя FeMn и увеличивает коэрцитивную силу слоя FeNi.

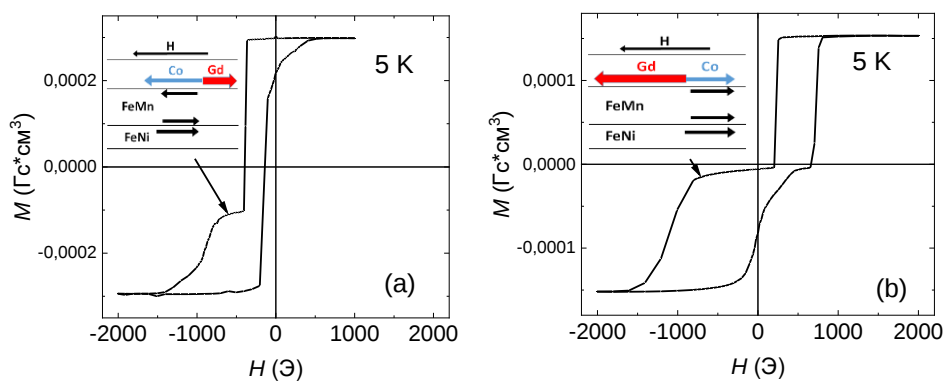


Рисунок 4.12 – Петли гистерезиса и схемы, поясняющие их формирование (вставки), для образцов типа S1(a) и S3 (b), измеренные при 5 К после нагрева до 473 К и охлаждения до комнатной температуры при параллельной ориентации намагниченностей слоев FeNi и GdCo.

4.2 Особенности однонаправленной анизотропии в структурах на основе закрепляющего слоя Tb-Co

Редкоземельносодержащие слои могут являться не только функциональными «закрепленными» слоями, в которых наводится обменное смещение, но также и выполнять функцию «закрепляющего» слоя. В предыдущем параграфе в роли «закрепляющего» слоя использовался АФМ слой FeMn, спиновая структура которого достаточно стабильна во внешнем магнитном поле. Определённой альтернативой антиферромагнетикам могут выступать магнитотвердые ферромагнетики, либо ферримагнетики (сперомагнетики). Основными требованиями к средам, пригодным для использования в качестве эффективного источника однонаправленной анизотропии, являются наличие коэрцитивной силы, существенно превышающей H_c «закрепляемого» слоя, а также высокая прямоугольность петли, обеспечивающая стабильность его спиновой структуры во внешнем магнитном поле. Среди кандидатов на роль «закрепляющей» среды значатся и ферримагнитные (сперимагнитные) пленки типа R-Co, где R=Tb,Dy, магнитные свойства которых подробно рассмотрены в главе 3. В частности, было показано, что пленки Tb-Co демонстрируют наличие высокой анизотропии даже при большом содержании Co и соответствуют вышеупомянутым требованиям. Эффективность использования таких плёнок в качестве источника обменного смещения обсуждается в данном параграфе на примере слоистой структуры Fe₁₀Ni₉₀/Tb₂₇Co₇₃. Состав закрепляющего слоя выбран нами из соображений дистанцироваться по температуре от состояния магнитной компенсации, свойственного подобным плёнкам, и тем самым избежать значительной температурной вариации коэрцитивной силы. Для принятого соотношения элементов температура компенсации лежит значительно выше комнатной температуры. Закреплённый слой имеет состав, который, с одной стороны, отвечает требованию низкого гистерезиса, а, с другой стороны, обладает наибольшей (в системе Fe-Ni) анизотропией магнитосопротивления. Последнее имеет значение при использовании подобных сред в магнитной сенсорике.

4.2.1. Влияние селективного отжига на обменное смещение в плёнках $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}/\text{Tb}_{27}\text{Co}_{73}$

В параграфе 4.1. показано, что одним из способов влияния на обменное смещение в пленочных структурах является термоманитная обработка. К числу таких обработок можно отнести так называемый селективный отжиг. При селективном отжиге термообработке подвергается не вся плёночная структура, а только один или несколько слоёв, что позволяет реализовать новые свойства плёнки без нежелательного влияния на другие слои или структуру в целом. Например, такой вид термообработки позволяет минимизировать межслойную диффузию. В данном пункте представлены данные по исследованию влияния селективной термообработки на однонаправленную анизотропию плёнок $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}/\text{Tb}_{27}\text{Co}_{73}/\text{Ti}$, в которых отжигу подвергался только слой $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$. В эксперименте использовались два типа образцов: образцы типа А представляли из себя многослойные пленки $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{89}/\text{Tb}_{27}\text{Co}_{73}/\text{Ti}$, а типа В – однослойные пленки $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$.

На вставке рисунка 4.13 приведена типичная петля гистерезиса, измеренная вдоль оси лёгкого намагничивания (оси ТМП), наведённой при получении и отжиге плёнок типа А, которая демонстрирует послойное перемагничивание всей структуры [180]. При перемагничивании плёнок типа А в полях меньших коэрцитивной силы слоя $\text{Tb}_{27}\text{Co}_{73}$, петля гистерезиса слоя $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ оказывается смещённой вдоль оси магнитного поля (рисунок 4.13), что свидетельствует о реализации обменного смещения. Из рисунка также видно, что величина поля смещения H_{eb} меняется в зависимости от температуры селективного отжига T_{SA} , при этом форма петель гистерезиса остаётся неизменной и типичной для плёнок с однонаправленной анизотропией на основе системы Tb-Co [75].

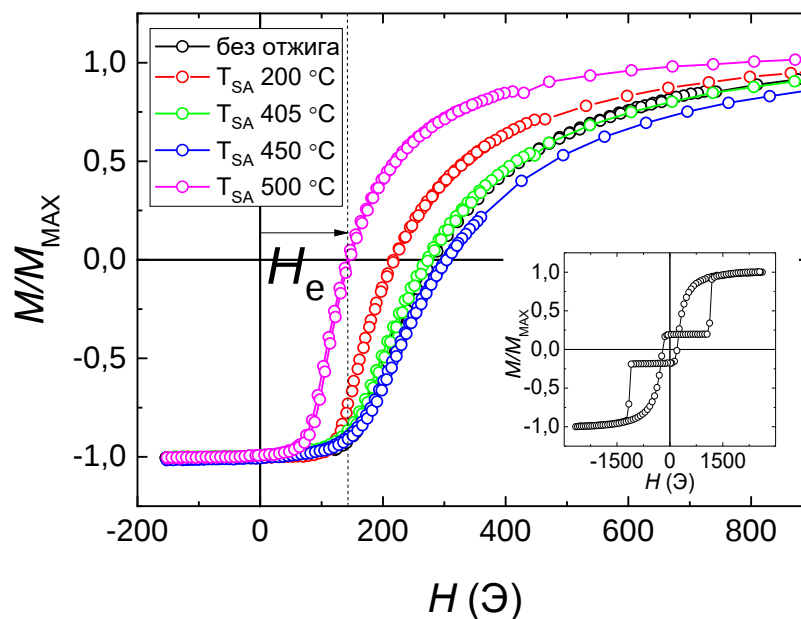


Рисунок 4.13 – Частные петли гистерезиса слоя $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ плёнок типа А до и после селективного отжига при разных температурах. На вставке изображена полная петля плёнки типа А до селективной термообработки.

На рисунке 4.14,а представлена зависимость поля смещения H_{eb} от температуры селективного отжига T_{SA} слоя $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$. Значения H_{eb} определялись по смещению центра частной петли, которым считалась точка на половине высоты этой практически безгистерезисной петли. Из рисунка видно, что зависимость носит немонотонный характер. С увеличением T_{SA} наблюдается двукратное линейное снижение величины смещения вплоть до температур 300 °С. Для температур селективного отжига выше 300 °С имеет место иная картина. Поле смещения повышается и достигает исходных максимальных значений – около 300 Э при температуре 450 °С. Выше 450 °С наблюдается резкое падение H_{eb} до 150 Э. При температурах термообработки, превышающих 500 °С, происходила деформация стеклянной подложки, поэтому в этой области температур исследование не проводилось.

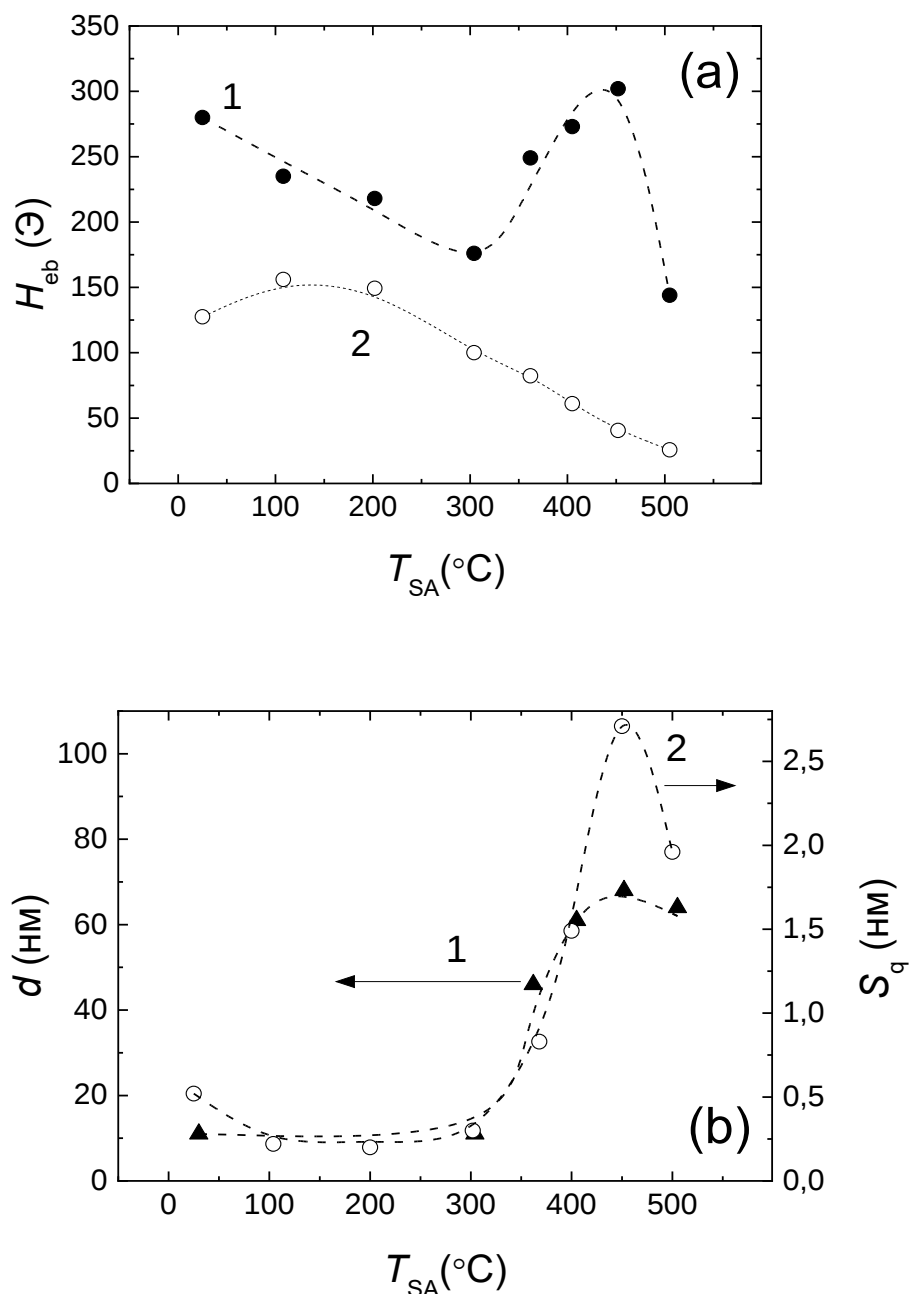


Рисунок 4.14 – Зависимости поля смещения H_{eb} (а, кривая 1), нормированного поля смещения H_{eb}/S_{rel} (а, кривая 2), среднего размера зёрен d (b, кривая 1) слоя Fe₁₀Ni₉₀ плёнки типа А, шероховатости S_q (b, кривая 2) плёнки типа В от температуры отжига T_{SA} .

Мы предположили, что определяющей причиной описанных вариаций H_{eb} является изменение площади реального контакта между закрепляющим и закреплённым слоями [181], вызванное реструктурированием поверхности слоя

Fe₁₀Ni₉₀ при термообработке. В общем случае величина поля смещения H_{eb} определяется эффективностью обменного взаимодействия между слоями и может быть оценена путём сравнения энергии межслойного магнитного интерфейса с энергией ферромагнитного слоя во внешнем магнитном поле [182] при условии, что коэрцитивная сила слоя Tb-Co [183] велика по сравнению с коэрцитивной силой слоя Fe₁₀Ni. Для этого мы использовали модифицированную формулу 4.1:

$$H_{eb} = \frac{J_{int}}{M_{FeNi}t_{FeNi}} \cdot S_{rel} \quad (4.2)$$

где J_{int} – поверхностная плотность энергии обменного взаимодействия между слоями, M_{FeNi} и t_{FeNi} – намагниченность насыщения и толщина слоя Fe₁₀Ni₉₀ соответственно, S_{rel} отношение площади реального контакта между слоями к номинальной площади, соответствующей гладкому межслойному интерфейсу.

Для качественной оценки зависимости $H_{eb}(S_{rel})$ в среде MATLAB была построена модель интерфейса, представляющая собой совокупность квадратных площадок со стороной 1 нм, высота которых независимо и случайным образом варьируется по отношению к среднему уровню в некоторых установленных пределах. В рамках данной простой модели связь между параметром S_{rel} и шероховатостью S_q (среднеквадратическое отклонение высот элементов рельефа от среднего уровня) можно описать формулой:

$$S_{rel} = 1 + \alpha \cdot S_q \quad (4.3)$$

где α – коэффициент, определяемый расчётным путём. В предположении отсутствия корреляций между высотами соседствующих элементов поверхности он оказался постоянным и равным 2,3 нм⁻¹.

Поскольку экспериментальное определение шероховатости межслойного интерфейса плёнок типа А затруднительно, была исследована серия плёнок типа В, полученных в тех же условиях, что и многослойные структуры типа А. На этих плёнках методом атомной силовой микроскопии проведено измерение профилей поверхности (рисунок 4.15), из которых определена величина шероховатости S_q

при разных температурах отжига T_A (рисунок 4.14,b, кривая 2). Как видно, шероховатость резко возрастает при $T_A > 350$ °С, что является следствием рекристаллизации слоя $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ [180], приводящий к росту размера зёрен. Последнее было подтверждено данными рентгеноструктурного анализа плёнок типа А (рисунок 4.14,b, кривая 1).

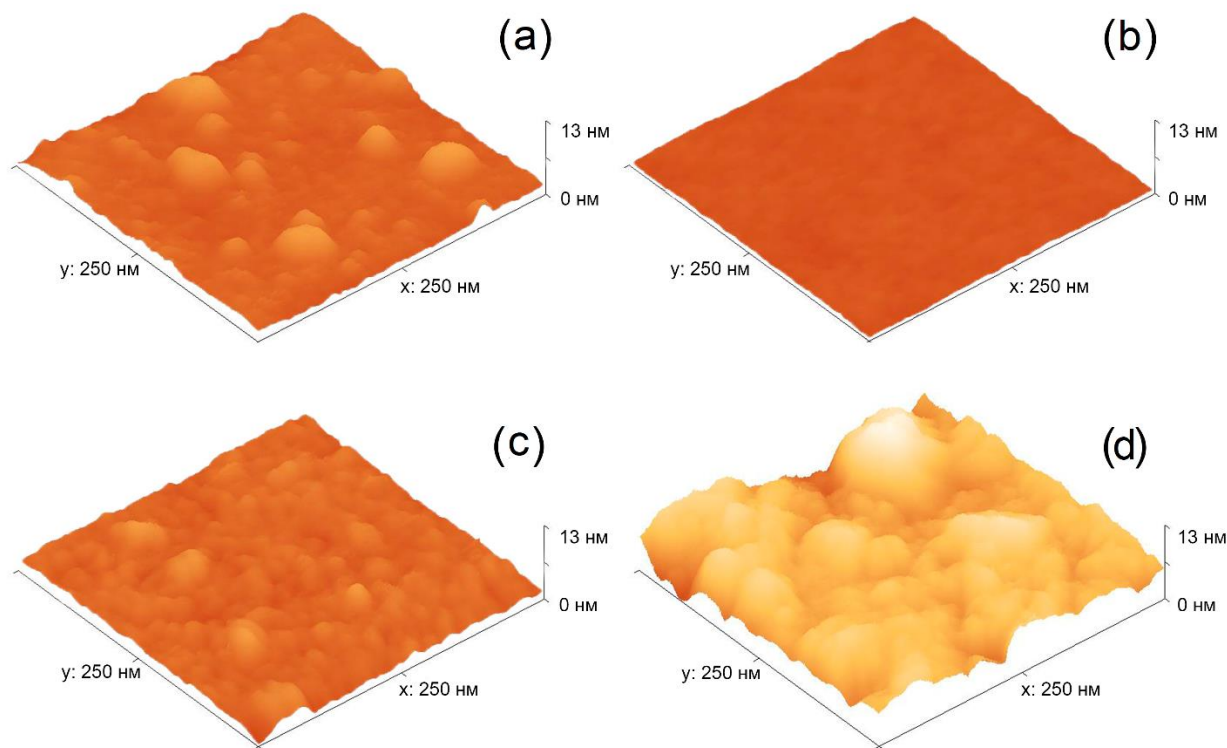


Рисунок 4.15 – АСМ сканы поверхности плёнок типа В в исходном состоянии (а) и после отжига при температурах: (b) – 200 °С, (с) – 450 °С, (d) – 500 °С.

В обобщённом виде результаты рентгеноструктурного исследования плёнок типа В представлены в таблице 2. Они показывают, что в исходном состоянии размер кристаллитов, определённый по формуле Шерера мал, и они имеют параметр a ГЦК-решётки близкий с равновесным значением (0.351 нм). Релаксация структурного параметра и активный рост размеров кристаллитов происходят при температуре отжига, превышающей 300 °С.

Таблица 2. Структурные параметры пленок типа В.

T_A °C	2θ , °	Параметр решетки, нм	Размер кристаллитов, нм
30	44.437	0.3528	11
304	44.540	0.3521	11
362	44.556	0.3517	46
405	44.580	0.3516	61
452	44.561	0.3517	68
505	44.570	0.3516	64

Сравнение зависимостей $H_{eb}(T_{SA})$ и $S_q(T_{SA})$ показывает их сильную корреляцию, особенно в области высоких температур отжига. Это позволяет заключить, что изменение рельефа межслойного интерфейса является важной причиной вариации поля смещения в зависимости от температуры селективного отжига. Согласно выражению (4.2), величина H_{eb}/S_{rel} определяться только характеристиками слоя $Fe_{10}Ni_{90}$ (намагниченностью насыщения и толщиной), а также плотностью поверхностной энергии его обменного взаимодействия с ферромагнитным слоем Tb-Co. Зависимость H_{eb}/S_{rel} от температуры селективного отжига представлена на рисунке 4.14,а (кривая 2). Как видно, исключение фактора шероховатости полностью устраняет аномалию, свойственную зависимости $H_{eb}(T_{SA})$ при $T_{SA} > 300^\circ C$.

Тем не менее в целом немонотонный ход кривой $H_{eb}/S_{rel}(T_{SA})$ сохраняется. Это позволяет заключить, что обменное взаимодействие между слоями в плёнках типа А формируется в конкуренции нескольких процессов. К ним можно отнести: 1) релаксацию напряжений в слое $Fe_{10}Ni_{90}$ при селективной термомагнитной обработке до температур $150^\circ C$, что обуславливает ослабление дисперсии магнитной анизотропии в ферромагнитном слое и эффективное увеличение макроскопического поля смещения [184]; 2) абсорбирование на поверхности слоя $Fe_{10}Ni_{90}$ остаточных газов во время часового отжига в камере, приводящее к

образованию ультратонкой немагнитной прослойки и ослаблению межслойной связи. Скорее всего, при $T_{SA} > 150$ °C вторая тенденция становится доминирующей и определяет понижающий тренд в эффективности межслойной связи.

4.2.2. Обменное смещение в плёнках типа Tb-Co/M/FeNi (M= Ti, Ni, Fe, Tb)

Еще одним эффективным методом управления величиной однонаправленной анизотропии в многослойных пленках, является введение ультратонкой прослойки M между основными слоями в структуре типа Tb₂₇Co₇₃/M/Fe₁₀Ni₉₀. Очевидно, что в таком варианте модификации межслойного интерфейса, обменное смещение будет сильно зависеть от магнетизма и толщины прослойки. Ниже представлены результаты соответствующего исследования для M= Ti, Ni, Fe, Tb.

На рисунке 4.16 приведена частная петля гистерезиса слоя Fe₁₀Ni₉₀ в пленке Tb₂₇Co₇₃/Fe₁₀Ni₉₀. Можно видеть, что она смещена по оси магнитного поля ($H_{eb} = 320$ Э) и в целом имеет вид, который типичен для подобных структур [185]. Данная петля практически безгистерезисна, однако большое поле смещение и форма далекая от прямоугольной затрудняют использование структур в качестве спиновых клапанов. Следовательно, возникает задача об оптимизации указанных параметров, решить которую может помочь введение прослойки.

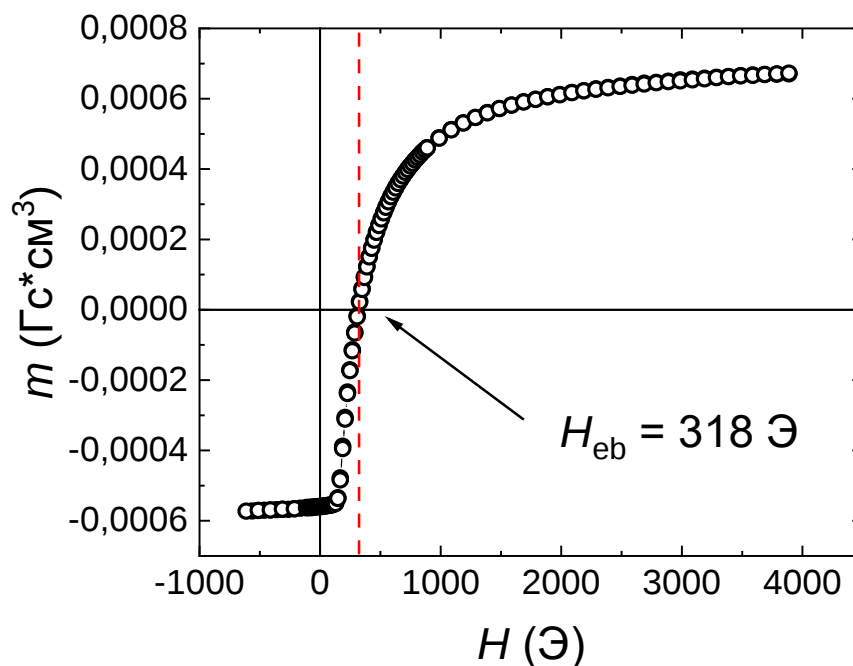


Рисунок 4.16 – Частная петля гистерезиса слоя $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ в структуре $\text{Tb}_{27}\text{Co}_{73}/\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$.

На рисунке 4.17 приведены зависимости поля смещения слоя $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ от толщины для разных материалов прослойки между слоями $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ и Tb-Co. Начнем рассмотрение с парамагнитной прослойки Ti (рисунок 4.17, кривая 1). Вполне ожидаемо, что её введение должно приводить к уменьшению эффективности обменной связи, за счет уменьшения прямого обменного контакта между основными слоями. Так, при толщине прослойки $L_{\text{Ti}} \sim 0.5$ нм в нашем случае поле смещения снижается практически в два раза, для $L_{\text{Ti}} \sim 1$ нм смещение полностью пропадает. Здесь стоит отметить, что указанное значение толщины является номинальным, то есть задаваемым при напылении по известным скоростям распыления соответствующих мишеней. Естественно предположить, что при малых толщинах прослойка формируется не в виде сплошного слоя, а, скорее, имеет островковую структуру. Хотя прослойка Ti и позволяет существенно модифицировать обменное смещение, из-за резкого хода зависимости $H_{\text{eb}}(L_{\text{Ti}})$ воспроизведение свойств подобных структур является сложной задачей.

На наш взгляд, более интересным вариантом прослойки является Tb. Как было показано в главе 3, Tb при комнатной температуре находится в парамагнитном состоянии. В то же время он характеризуется сравнительно высокой температурой Кюри (~ 221 К) и в окружении магнитоупорядоченных слоев может «подмагничиваться». Из рисунка 4.17, кривая 2 видно, что введение прослойки Tb также позволяет уменьшать H_{eb} , но не столь резко, как в случае $M=\text{Ti}$. Данный факт косвенно подтверждает высказанное выше предположение об обменном «подмагничивании» прослойки Tb. Эксперимент также показал, что введение магнитоактивных прослоек Fe и Ni не приводит к существенным изменениям величины H_{eb} , которое можно было бы ожидать из-за модификации параметров кристаллической структуры и микроструктуры на интерфейсе.

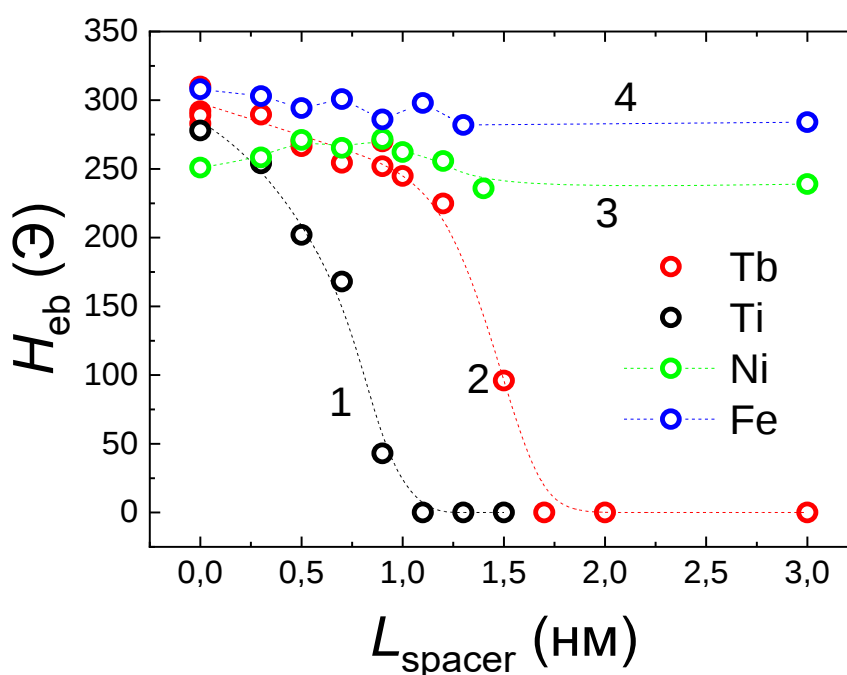


Рисунок 4.17 – Зависимости поля обменного смещения слоя $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ от толщины и прослойки в структурах типа $\text{Tb}_{27}\text{Co}_{73}/\text{M}/\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$, где $M = \text{Tb}$ (кривая 1), Ti (кривая 2), Ni (кривая 3) и Fe (кривая 4).

Помимо величины поля обменного смещения важным технически ориентированным параметром является температурная стабильность H_{eb} . На рисунке 4.18 представлены температурные зависимости поля смещения в структуре $\text{Tb}_{27}\text{Co}_{73}/\text{Ti}/\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ с различной толщиной прослойки Ti. Как можно видеть, для образца без прослойки (рисунок 4.18, кривая 1) существует широкая область (80-350 K) плавного, практически линейного, уменьшения H_{eb} при повышении температуры. Такой ход H_{eb} хорошо коррелирует с температурным изменением намагниченности подрешетки Co в слое Tb-Co. Стоит отметить, что стабильность поля смещения в данном случае оказывается заметно выше, чем, например, в системах с антиферромагнитным слоем FeMn (см. рисунок 4.4, 4.5). При дальнейшем увеличении температуры наблюдается резкое падение H_{eb} практически до нулевого значения. Соответствующую температуру можно формально связать с температурой блокировки. Однако в данном случае она не отражает значительного уменьшения межслойной обменной связи.

Для лучшего понимания механизма исчезновения обменного смещения в слое $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ целесообразно обратиться к петле гистерезиса многослойной структуры при температуре выше температуры блокировки (рисунок 4.19). Вид представленной петли существенно отличается от того, который обычно присущ таким структурам (см. вставку на рисунке 4.13). На ней также видны две частные петли, отражающие перемагничивание различных слоев, но смещённой является петля слоя TbCo. а резкое изменение намагниченности в малых полях связано с перемагничиванием одновременно двух слоев $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ и TbCo. Принимая во внимание тот факт, что в рассматриваемой области температур в слое TbCo превалирует редкоземельная подрешетка, можно дать следующую трактовку наблюдаемой закономерности. Повышение температуры приводит к уменьшению магнитной анизотропии слоя TbCo, что сказывается на величине H_c . При некоторой критической температуре слой TbCo становится неспособным «закреплять» слой Fe-Ni, и вследствие по-прежнему сильной обменной связи слои перемагничиваются вместе (участок 2 на рисунке 4.19). При этом реализуется

некоторое «усреднённое» значение коэрцитивной силы и остаются противонаправленными намагниченности разных слоёв (участок 3 на рисунке 4.19). Сонаправленными они становятся в значительно большем поле за счёт перемангничивания слоя TbCo (участок 1 на рисунке 4.19). Большая величина H_{eb} (~ 2 кЭ) слоя TbCo обусловлена его низкой намагниченностью.

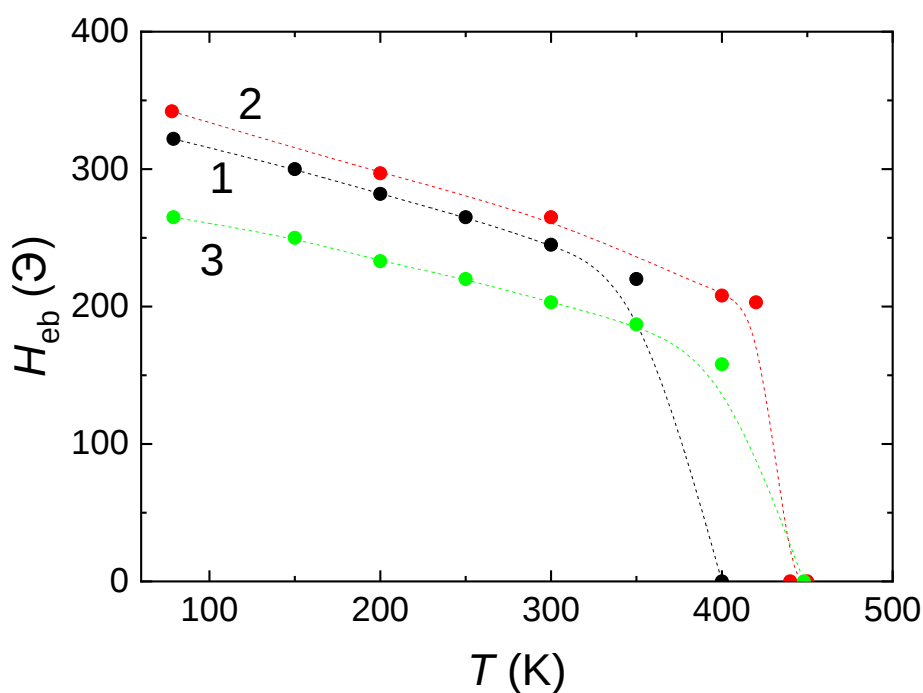


Рисунок 4.18 – Температурные зависимости поля обменного смещения слоя $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ в структуре $\text{Tb}_{27}\text{Co}_{73}/\text{Ti}/\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ с различной толщиной прослойки Ti: 1 – без прослойки, 2 – 0.3 нм, 3 – 0.5 нм.

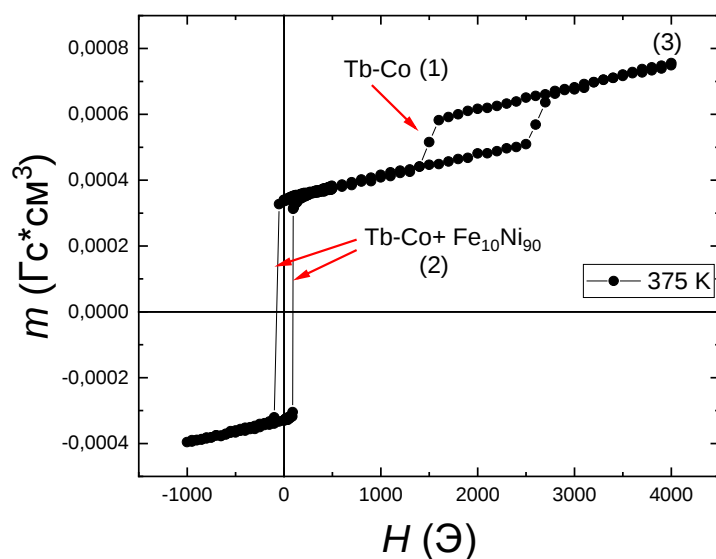


Рисунок 4.19 – Часть полной петли гистерезиса плёнки $\text{Tb}_{27}\text{Co}_{73}/\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ измеренной при температуре 375 К.

Возвращаясь к обсуждению роли слоистого структурирования в формировании зависимости $H_{\text{eb}}(T)$ (рисунок 4.18), можно констатировать, что введение ультратонкой прослойки $L_{\text{Ti}} = 0.3$ нм (кривая 2) мало влияет на величину смещения, но заметно увеличивает температуру блокировки. Последнее, учитывая изложенный выше механизм перемагничивания, естественным образом связывается с ослаблением обменной связи на интерфейсе. Небольшое увеличение же значения смещения может быть обусловлено спецификой формирования интерфейса при введении ультратонкой прослойки, которая, по-видимому, имеет островковую структуру. Более толстая прослойка (0.5 нм), как и следовало ожидать (кривая 3), приводит к заметному падению H_{eb} во всем исследуемом интервале температур, происходящее за счет уменьшения эффективности межслойного обменного взаимодействия через немагнитную прослойку. При этом ещё немного увеличивается условная температура блокировки, что согласуется с вышеописанными предположениями о характере перемагничивания многослойной структуры.

На рисунке 4.20 представлены температурные зависимости поля обменного смещения для структур с прослойкой Tb. В целом они подобны тем, которые описаны выше для плёнок с прослойкой Ti. Отличительной особенностью можно считать то, что с помощью введения прослойки толщиной 1.5 нм удается заметно увеличить температуру блокировки и устранить ступенчатый характер температурной зависимости H_{eb} . Последнее является следствием существенного снижения эффективности обменной связи на интерфейсе так, что во всем диапазоне температур она оказывается меньше энергии анизотропии слоя TbCo. Интересным образом также меняется петля гистерезиса слоя $Fe_{10}Ni_{90}$ в структуре с прослойкой Tb толщиной 1.5 нм, (рисунок 4.21). Можно заметить, что по виду она (кривая 1,) заметно отличается от петли слоя $Fe_{10}Ni_{90}$ в структуре без прослойки (рисунок 4.16). А именно, имеет более симметричную форму при большей прямоугольности. При этом сохраняется предельно низкое значение коэрцитивной силы (~ 0.8 Э) и высокое поле смещения (около 50 Э при комнатной температуре). Реализация такого уровня характеристик делает данную структуру интересной с практической точки зрения.

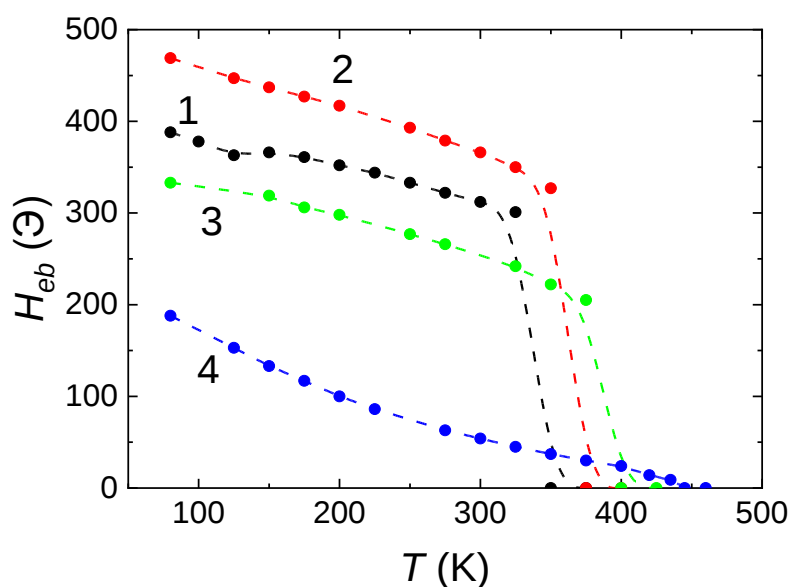


Рисунок 4.20 – Температурные зависимости поля обменного смещения слоя $Fe_{10}Ni_{90}$ в структуре $Tb_{27}Co_{73}/Tb/Fe_{10}Ni_{90}$ с различной толщиной прослойки Tb: 1 – без прослойки, 2 – 0.3 нм, 3 – 0.7 нм, 4 – 1.5 нм.

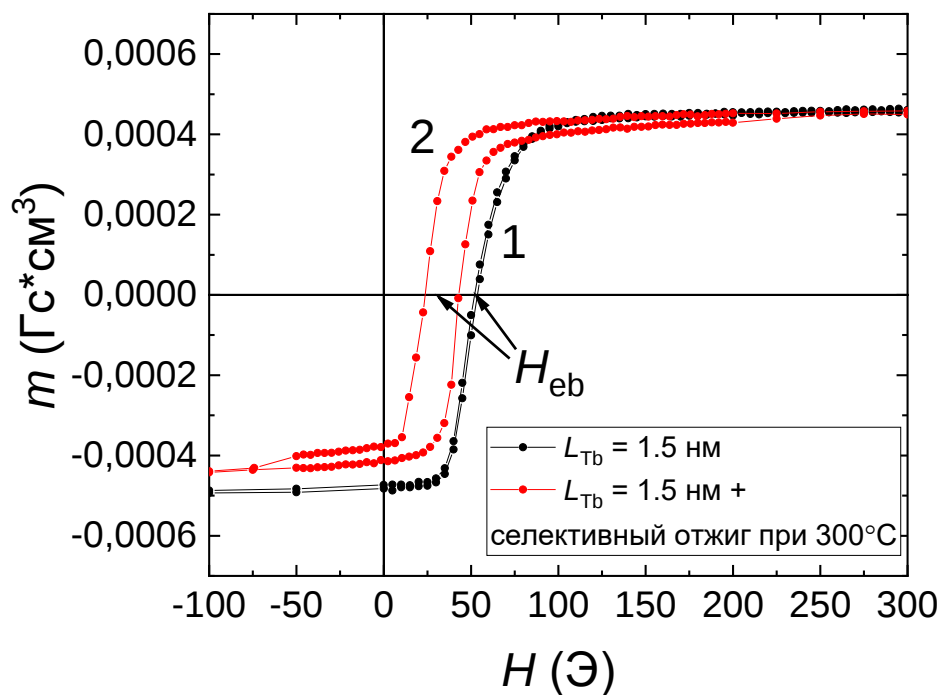


Рисунок 4.21 – Частные петли гистерезиса слоя $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ в структуре $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}/\text{Tb}/\text{Tb}_{27}\text{Co}_{73}$ с толщиной прослойки Tb 1.5 нм 1 – без температурной обработки, 2 – с селективным отжигом слоя $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ при 300°C в течение 1ч.

Выше была рассмотрена методика модификации межслойного интерфейса путем селективного отжига структуры, показавшая возможность снижения поля смещения при температуре отжига до 300°C . На рисунке 4.21 (кривая 2) представлена петля гистерезиса пленки, полученной по такой методике. Видно, что селективный отжиг в данной структуре также приводит к снижению поля смещения. Однако, при этом существенно возрастает коэрцитивная сила ($\sim 9.6 \text{ Э}$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ ПО ГЛАВЕ 4

Обменное смещение, ставшее физической основой для формирования практически значимых свойств функциональных плёночных сред, находится в ряду активно исследуемых эффектов. В данной главе представлены новые результаты исследования обменного смещения в плёночных структурах, включающих аморфные слои типа R-Co, где R – тяжёлые редкоземельные Gd и Tb. Ферромагнетизм систем R-Co и кардинальные различия в анизотропии и гистерезисных свойствах плёнок Gd-Co и Tb-Co позволили рассматривать их в одном случае как закреплённый, а в другом случае как закрепляющий элементы плёночных структур с обменным смещением.

Исследование закономерностей обменного закрепления выполнено на трёхслойных ферро-/анитиферро-/ферромагнитных структурах типа $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}/\text{FeMn}/(\text{Gd-Co})$. При этом основное внимание было уделено роли магнитной предыстории, которая варьировалась путём низкотемпературной термической обработки (нагрев до 200°C) в магнитном поле различной ориентации и напряжённости. Среди прочего было установлено, что обменное смещение имеет место в обоих слоях, прилегающих к антиферромагнитному слою, причём формируется оно независимым образом и может быть как одинаковым, так и различным по знаку. Кроме того, отмечено, что термомагнитная обработка по-разному влияет на величину поля обменного смещения H_{eb} в закреплённых слоях, вызывая его существенное уменьшение в слое пермаллоя и увеличение в слое Gd-Co. Причины этого могут крыться в различиях микроструктуры поликристаллического и аморфного слоёв.

Специфика ферромагнитного закреплённого слоя Gd-Co наиболее ярко выражена при магнитной компенсации, температурной локализацией которого можно управлять посредством состава. Вблизи температуры компенсации, в частности, происходит значительное увеличение H_{eb} и наблюдается инверсия его знака. Эти особенности очевидным образом связаны с уменьшением спонтанной намагниченности и перераспределением определяющего вклада в спонтанную

намагниченность между гадолиниевой и кобальтовой подрешётками. Наряду с этим при температуре компенсации происходит скачкообразное изменение плотности энергии междоупорядоченной обменной связи. Эта особенность связывается с некоторой фрустрированностью антиферромагнитного слоя, возникающей при перемагничивании всей плёночной структуры в состоянии с разной ориентацией магнитных моментов ферромагнитного и ферримагнитного слоёв.

Особенности обменного закрепления со стороны редкоземельносодержащего слоя исследованы на примере плёночной структуры $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}/\text{Tb}_{27}\text{Co}_{73}/\text{Ti}$. В частности, проанализировано влияние селективного отжига слоя $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ на эффективность междоупорядоченной обменной связи. Установлено, что термообработка приводит к немономонному изменению поля обменного смещения и в том числе к резкому возрастанию H_{eb} после отжига при температуре около 450°C . Представлены экспериментальные и расчётные данные, показывающие, что этот эффект связан с рекристаллизацией ферромагнитного слоя и соответственно с изменением площади реального контакта магнитных слоёв. Показано, что для количественного описания этой связи можно использовать экспериментальные данные по вариации шероховатости ферромагнитного слоя при отжиге.

Определены закономерности качественного и количественного изменения поля обменного смещения в структурах $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}/\text{M}/\text{Tb}_{27}\text{Co}_{73}/\text{Ti}$, где М – ультратонкая прослойка различного состава (Ti, Tb, Ni, Fe). При этом показано, что Tb является наиболее подходящим материалом прослойки. Её введение позволяет в зависимости от толщины в широких пределах и относительно плавно варьировать величину H_{eb} . В том числе определены условия, при которых величины H_{eb} и $H_{\text{с}}$ слоя $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ составляют около 50 Э и 1 Э соответственно, а температура блокировки достигает 450 К. Этот уровень свойств представляет интерес в разрезе практического использования данных сред.

ГЛАВА 5. МАГНИТНЫЕ И ТЕНЗОМАГНИТНОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЁНОК $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$ и $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$

Сплавы типа R-T известны своими уникальными магнитоупругими свойствами и представляют очевидный практический интерес и в плёночной форме реализации. Однако физико-технологическая специфика R-T плёнок ставит ряд сложных поисковых задач, решение которых находится в сегодняшней повестке исследователей и разработчиков функциональных магнитных сред. Наибольший интерес представляют сплавы, демонстрирующие высокую магнитострикцию при комнатной температуре. Одним из наиболее распространённых коммерческих сплавов является Terfenol-D, в котором сочетаются большая магнитострикция и относительно низкая кристаллическая анизотропия. Под этой маркой обычно понимают интерметаллид $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_2$ с кристаллической структурой фаз Лавеса.

В плёночной форме сплавы типа Terfenol-D потенциально интересны как элементы в композитных пленочных структурах, включающих в себя другие функциональные слои. Примером таких сред могут быть композитные мультиферроики [186,187] а также среды с тензомагниторезистивными свойствами. Однако, как было показано в предыдущих главах, пленки состава аналогичного Terfenol-D, полученные методом магнетронного напыления, являются аморфными. В главе 1 указано, что такие пленки не проявляют ярковыраженных магнитоупругих свойств. Для их реализации необходим переход в кристаллическое состояние, требующий дополнительного термического воздействия. Нами были опробованы два способа такого воздействия: отжиг пленок $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_2$ в диапазоне температур 300-500°C в течение 1ч; нанесение слоя $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_2$ на подложку, нагретую до температур 300-500°C. В данной главе изложены результаты соответствующего исследования.

5.1 Магнитные свойства плёнок системы $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_2$

На рисунке 5.1 представлены петли гистерезиса, измеренные при 5К, на пленках $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$ отожженных при различных температурах T_a . Заметим, что отжиг не был накапливающимся, то есть при каждом значении T_a обрабатывался отдельный образец. Как можно видеть, исходному состоянию (без отжига, черная кривая на рисунке 4.22) соответствует петля, характеризующаяся очень большим значением коэрцитивной силы (~ 42.2 кЭ). Большой гистерезис, в первую очередь, связан с высокой локальной анизотропией (см. главу 3), в которой, по-видимому, присутствует и магнитоупругий вклад, обусловленный неоднородными упругими напряжениями, характерными для плёночного состояния. Отжиг пленок данного состава в диапазоне $T_a \sim 300\text{--}400^\circ\text{C}$ не приводит к значимым изменениям магнитных свойств. Имеющее место небольшое уменьшение коэрцитивной силы может быть связано с релаксацией остаточных напряжений в пленке и, следовательно, уменьшением магнитоупругого вклада в анизотропию пленок. Присутствует и небольшое увеличение общего уровня намагниченности, которое может быть связано с изменением микроструктуры пленки, способствующим уменьшению макроскопической перпендикулярной анизотропии. При увеличении температуры отжига H_c продолжает монотонно уменьшаться. В то же время намагниченность пленок претерпевает более существенные изменения, а именно существенно уменьшается M_r . Причины такого снижения до конца не ясны, но можно предположить, что оно связано с некоторым окислением пленки, или началом кристаллизации, влекущей фазовое разделение.

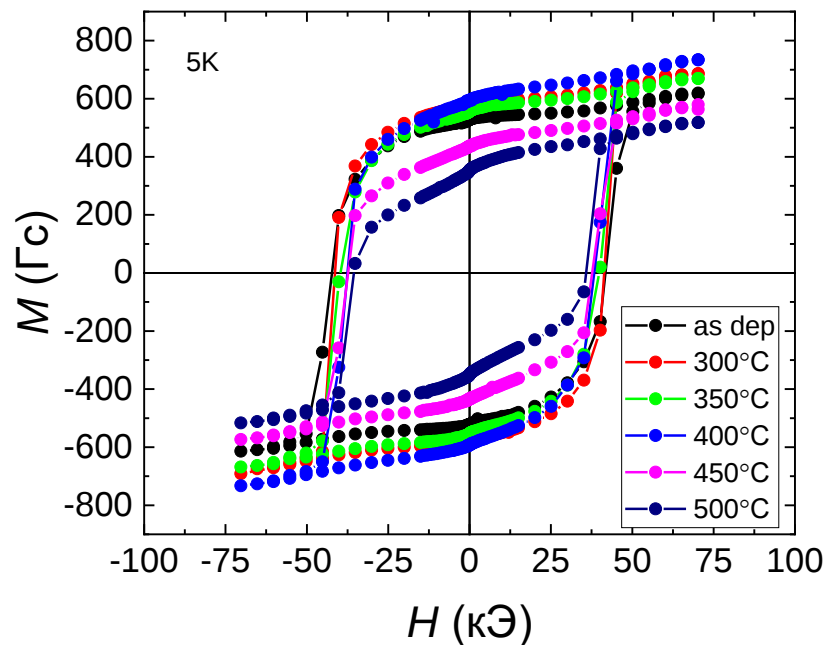


Рисунок 5.1– Петли гистерезиса, измеренные при 5 К в плоскости пленки $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$, подвергнутой отжигу при различных температурах в вакууме в течение 1 ч.

Несколько иная ситуация наблюдается для пленок, нанесенных на нагретую подложку. Уже при температуре подложки $T_h = 300^\circ\text{C}$ происходит существенная трансформация петли гистерезиса (рисунок 5.2), а именно заметно снижается H_c и проявляются признаки магнитной неоднородности. Вероятно, при такой T_h начинают формироваться кристаллические фазы, включая чистые R-элементы или R-обогащённые интерметаллиды, являющейся более магнитомягкими в сравнении с аморфной фазой, которая все же превалирует. При дальнейшем увеличении температуры подложки признаки фазового разделения только усиливаются (рисунок 5.2, синяя кривая).

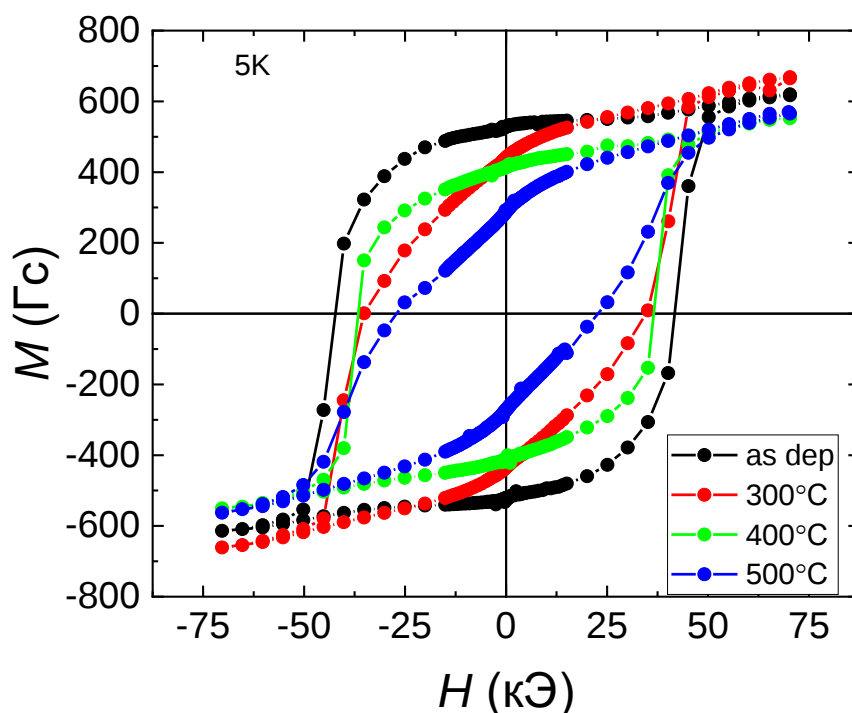


Рисунок 5.2 – Петли гистерезиса, измеренные при 5 К в плоскости пленок $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$, нанесенных на нагретую подложку при различных T_h .

Более выраженным результат термического воздействия предстаёт при сопоставлении свойств плёнок при комнатной температуре. На рисунке 5.3 представленным петли гистерезиса отожженных пленок $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$. Они измерены в плоскости пленки вдоль оси ТМП. Прежде всего, стоит отметить значительное уменьшение коэрцитивной силы для всех пленок по сравнению с её значениями при 5 К. Это можно рассматривать как косвенное свидетельство отсутствия в данных пленках кристаллических фаз Лавеса, для которых характерен значительно больший гистерезис (см. параграф 1.2). Петля, исходного образца (черная кривая, рисунок 5.3), свидетельствует о наличии в нём результирующей перпендикулярной анизотропии, что в сочетании с невысокой спонтанной намагниченностью указывает на близость магнитной структуры к состоянию магнитной компенсации (см. главу 3). При $T_a \geq 300^\circ\text{C}$ характер петель гистерезиса резко меняется. Их форма становится близкой к прямоугольной, что указывает на

переориентацию ОЛН от нормали в плоскости плёнки. Такое изменение можно связать с релаксацией упругих напряжений и разрушением столбчатой микроструктуры, которая является наиболее вероятным структурным источником перпендикулярной магнитной анизотропии в аморфных R-T плёнках [190]. Кроме того, при $T_a = 500^\circ\text{C}$ наблюдается заметное снижение намагниченности и рост H_c . Это в совокупности с приведенными выше данными может говорить о том, что активная кристаллизации в аморфных плёнках происходит только при достаточно интенсивном термическом воздействии.

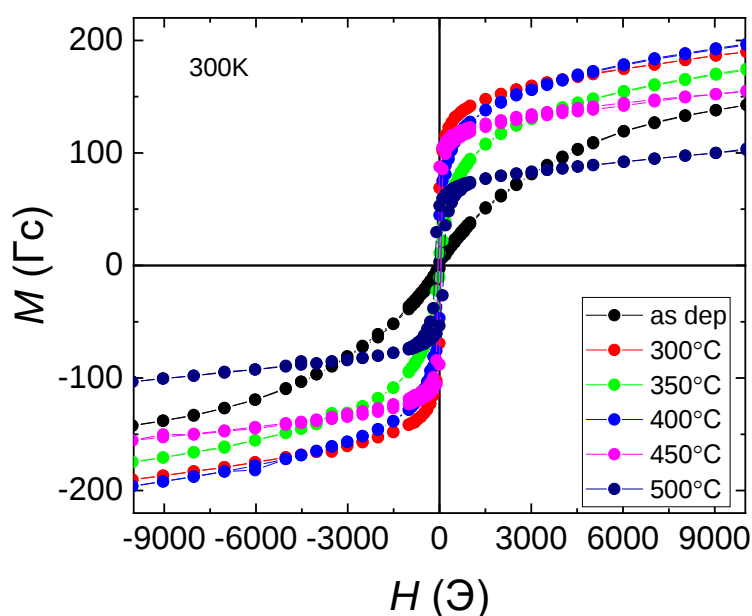


Рисунок 5.3– Петли гистерезиса, измеренные при 300 К в плоскости пленок $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$, которые отожжены при различных температурах в вакууме в течении 1 ч.

Аналогичные данные для пленок $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$, нанесенных на нагретую подложку, представлены на рисунке 5.4. Наклонный вид петель гистерезиса свидетельствует о реализации перпендикулярной анизотропии для всех образцов. Более того, можно говорить даже об её усилении с увеличением T_h . Наличие перпендикулярной анизотропии подтверждается и видом петель гистерезиса, измеренных в магнитном поле нормальном плоскости образцов (рисунок 5.5). Из

этих данных, в частности, можно заключить, что усиление анизотропии носит, скорее всего, эффективный характер и отражает, главным образом, уменьшение спонтанной намагниченности, которое, как и в серии отождѐнных образцов, происходит при $T_a = 500^\circ\text{C}$. Правда образцы двух типов сильно отличаются по коэрцитивной силе. В плѐнке, осаждѐнной при $T_a = 500^\circ\text{C}$, H_c составляет более 3 кЭ, что может быть косвенным признаком наличия фаз Лавеса.

Так или иначе, но факт сохранения перпендикулярной анизотропии в условиях сильного нагрева подложки, ведущего к реализации кристаллического состояния, весьма примечателен. Он заставляет более широко взглянуть на явление перпендикулярной анизотропии в R-T плѐнках и вовлечь в число её возможных механизмов не только столбчатую микроструктуру, но и, например, кристаллическую текстуру [191]. Можно предположить, что в аморфных плѐнках, полученных на ненагретую подложку, именно столбчатый характер строения обеспечивает магнитную анизотропию. При отжиге микроструктура меняется, что приводит к наблюдающейся на опыте деградации анизотропии. В случае нагрева подложки повышенная миграционная активность атомов не обеспечивает условий для столбчатообразного роста плѐнки, но зато способствует кристаллизации. Процесс протекает в рамках квазидвумерной структуры и приводит к определённой кристаллической текстуре, ответственной за перпендикулярную анизотропию. Такая структура является более равновесной по сравнению с аморфным состоянием и обеспечивает высокую термическую устойчивость перпендикулярной анизотропии.

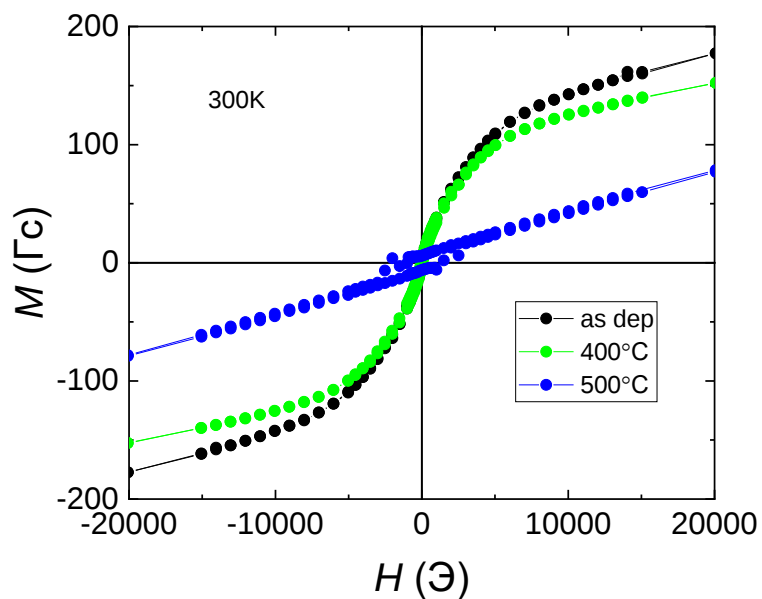


Рисунок 5.4 – Петли гистерезиса, измеренные при 300 К в плоскости пленок $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$, нанесенных на нагретые подложки при разных T_h .

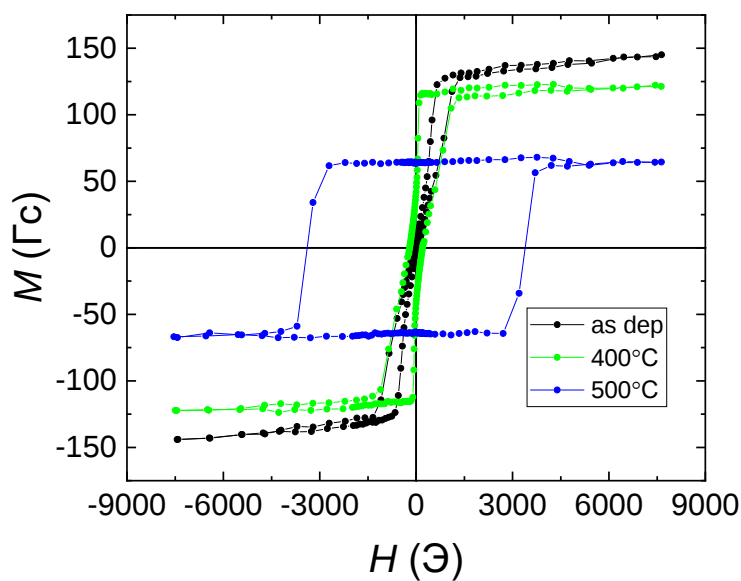


Рисунок 5.5 – Петли гистерезиса, измеренные при 300К перпендикулярно плоскости пленок $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$, нанесенных на нагретые подложки при разных T_h .

На рисунке 5.6 представлены температурные зависимости намагниченности отожженных пленок, измеренные в слабом планарном поле при монотонном нагреве образцов. Обращает на себя внимание anomalно резкое температурное

изменение намагниченности исходного образца (черная кривая, рисунок 5.6). Но оно отражает не переход в парамагнитное состояние, а спонтанную спиновую переориентацию, происходящую из-за наличия конкуренции между перпендикулярной анизотропией и анизотропией формы. Как было установлено выше, отжиг уже при 300°C приводит к формированию преимущественно плоскостной анизотропии, что находит своё отражение в изменении вида зависимостей $M(T)$. Можно также отметить, что отжиг при $T_a \geq 450^\circ\text{C}$ приводит к небольшому увеличению температуры Кюри, что ещё раз указывает на изменения фазового состава образцов при высокотемпературной обработке.

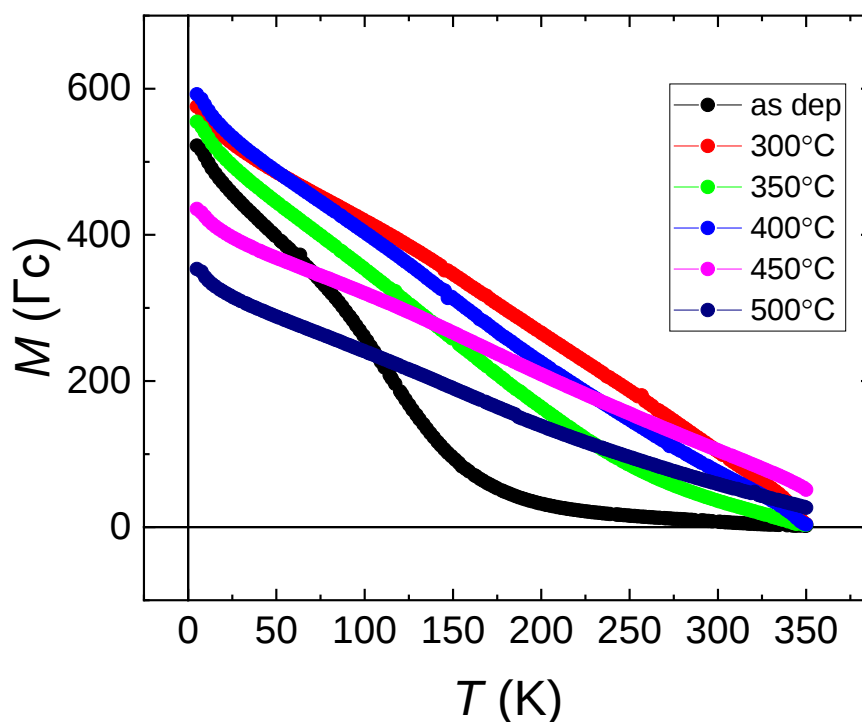


Рисунок 5.6 – Температурные зависимости намагниченности, измеренные в поле напряжённостью 100 Э в плоскости пленок $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$, отожженных при разных температурах.

На рисунке 5.7 представлены температурные зависимости намагниченности для серии пленок, нанесенных на нагретые подложки. Все они, так или иначе, отражают наличие спиновой переориентации, которая при повышенных температурах приводит к перпендикулярной магнитной анизотропии. Можно

отметить, что отжиг влияет на параметры температурной области, в которой такая анизотропия существует. Представляется, что при $T_a \leq 400^\circ\text{C}$ она несколько сужается, что может свидетельствовать о меньшей перпендикулярной анизотропии. А отжиг при $T_a = 500^\circ\text{C}$ приводит к её расширению, что, как уже указывалось выше, может быть следствием уменьшения спонтанной намагниченности.

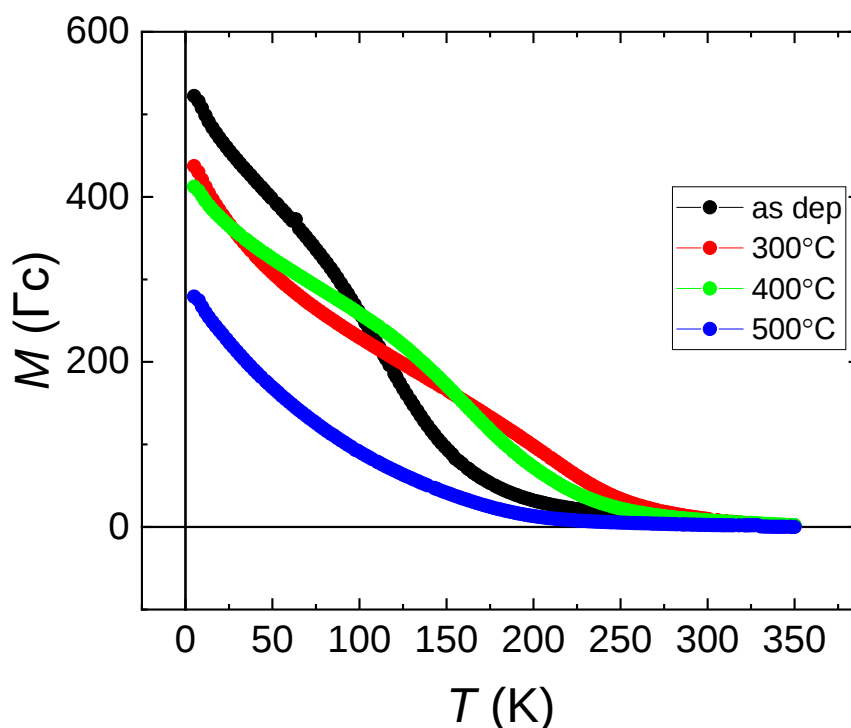


Рисунок 5.7 – Температурные зависимости намагниченности, измеренные в поле напряжённостью 100 Э в плоскости пленок $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$, нанесенных на нагретые подложки при разных T_h .

5.2. Структурная характеристика пленок $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_2$

Не вызывает сомнений, что описанные выше особенности магнитных свойств, отожженных или нанесенных на нагретую подложку пленок $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$ тесно связаны с изменениями структурных свойств, происходящих при указанных

термических воздействиях. Для установления такой связи нами было проведено соответствующее рентгенографическое исследование. При этом нужно отметить, что использование стандартной геометрии рентгеновской дифракции (θ - 2θ) в нашем случае было затруднено из-за высокоинтенсивного сигнала от монокристаллических подложек Si с ориентацией (002). В связи с этим все рентгенограммы пленочных образцов $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$ получены в геометрии скользящего первичного пучка (GIXRD), что исключает появление на рентгенограмме рефлексов от подложки.

На рисунке 5.8 представлены GIXRD-рентгенограммы пленок $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$, нанесенных на нагретую подложку. Как можно видеть, дифрактограмма исходного образца, полученного при стандартных условиях (кривая 1, рисунок 5.8), свидетельствует о его преимущественно аморфном состоянии. Однако небольшая доля кристаллической фазы в нём, все-таки присутствует. Её можно связать с ультратонкими включениями чистых редкоземельных элементов. Увеличение температуры подложки до 300°C (кривая 2, рисунок 5.8) приводит к возникновению ярковыраженной кристаллической компоненты. Из сравнения с рентгенограммой нанокристаллического Tb (кривая 7, рисунок 5.8) можно сделать предположение, что в плёнке в кристаллическом состоянии присутствует твёрдый раствор редкоземельных элементов (Tb-Dy). Он характеризуется ГПУ кристаллической решёткой, параметры которой несколько занижены по сравнению с параметрами решёток Tb или Dy. Дальнейшее увеличение температуры подложки приводит к проявлению большего количества дифракционных пиков, среди которых нарастающий рефлекс вблизи угла 61° . Поиск соответствующих структур среди (TbDy)-Fe интерметаллидов не дал положительного результата. Наиболее подходящим кандидатом на роль источника данного рефлекса оказалось железо с ГПУ кристаллической решёткой. Ранее в работах [188,189] приводились данные, указывающие на возможность формирования ферромагнитного ГПУ железа в составе различных наноструктур. Но его магнитные свойства, в том числе само наличие ферромагнетизма, сильно зависят от структурных параметров. Не

исключено, что в нашем случае ГПУ-железо является той самой магнитомягкой фазой, которая приводит к понижению коэрцитивной силы в области низких температур (рисунок 5.2), но при комнатной температуре является парамагнитным.

Представленные структурные данные показывают, что в плёнках, осаждённых на нагретые подложки, происходит кристаллизация. Однако они не позволяют оценить наличие и долю аморфной (рентгеноаморфной) фазы. То, что такая фаза присутствует, весьма вероятно, поскольку совокупность редкоземельных элементов Tb и Dy не может обеспечить магнитного упорядочения при температурах выше 200 К (см. главу 3). По-видимому, аморфная R-Fe фаза и определяет магнитные свойства плёнок при комнатной температуре. Изменение её состава за счёт выпадения редкоземельных кристаллитов или железа приводит к вариации спонтанной намагниченности и коэрцитивной силы в зависимости от температуры подложки.

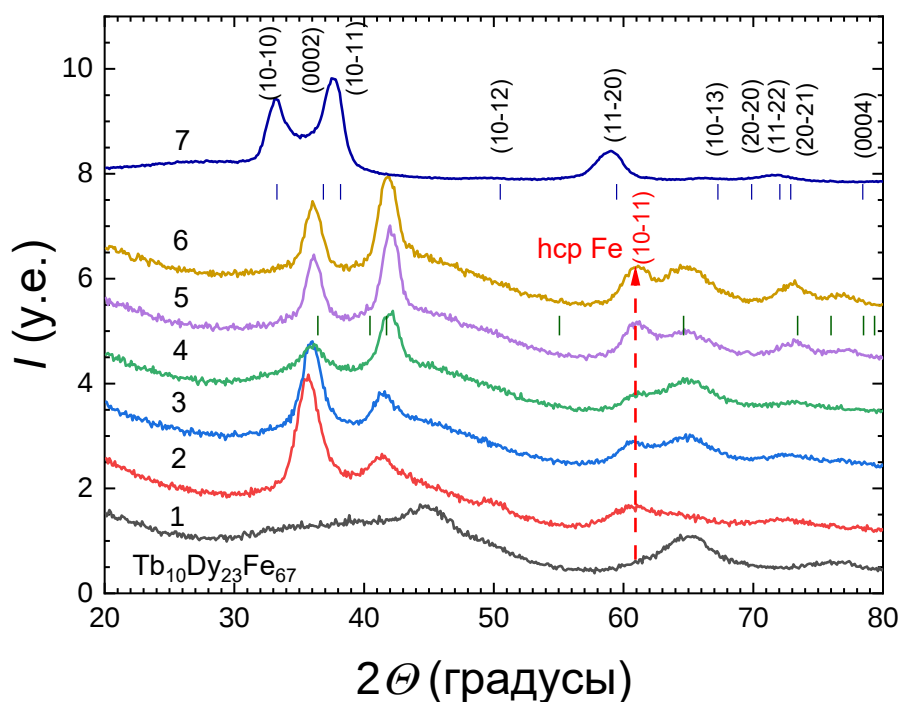


Рисунок 5.8 – GIXRD рентгенограммы пленок $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$, нанесенных на подложки, нагретые до температур: 1 – 30°C, 2 - 300°C, 3 - 350°C, 4 - 400°C, 5 - 450°C, 6 - 500°C. Кривая 7 – GIXRD-рентгенограмма нанокристаллического Tb.

На рисунке 5.9 представлены GIXRD рентгенограммы пленок $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$, отожженных при разных температурах. Можно видеть, что отжиг даже при максимальной температуре (500°C) в течении 1ч не приводит к кристаллизации образца. Кроме того, заметна тенденция к сглаживанию дифрактограмм при увеличении T_a . Таким образом, в рамках поставленного эксперимента не удалось реализовать кристаллическое состояние, с которым можно было бы связывать высокие магнитоупругие свойства, реализуемые в сплаве Terfenol-D. Однако повышение структурной однородности, с которым ассоциируется исчезновение рефлексов на рентгенограммах, можно рассматривать как предвестник кристаллизации. Отсюда очевидный вывод о необходимости продолжения исследований с использованием больших температур и времён отжига.

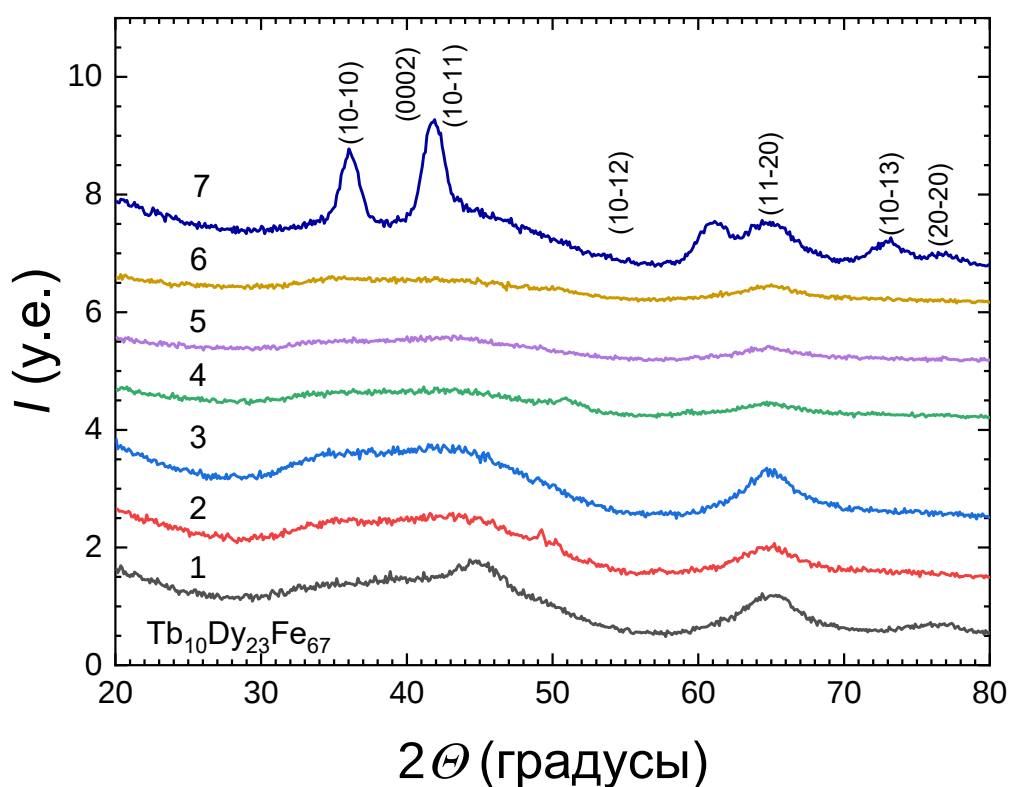


Рисунок 5.9 – GIXRD рентгенограммы пленок $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$ отожженных при разных температурах: 1 – без отжига, 2 - 300°C , 3 - 350°C , 4 - 400°C , 5 - 450°C , 6 - 500°C . Кривая 7 соответствует GIXRD рентгенограмме пленки $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$ нанесенной на нагретую подложку при 500°C .

5.3. Тензотензорезистивные свойства пленок $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_2/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$

В основу тензотензорезистивного эффекта заложено два эффекта. Первый – анизотропия магнитосопротивления (АМС), проявляющаяся в зависимости электросопротивления образца от взаимной ориентации векторов намагниченности и плотности электрического тока. В параграфе 2.3 дана более детальная характеристика данного явления и материалов, обладающих наибольшими значениями АМС. Второй – обратный магнитострикционный эффект, заключающийся в изменении магнитного состояния образца при его деформации. Комбинация двух указанных выше эффектов позволяет связать деформацию и электросопротивление и на этой основе иметь тензочувствительную функциональную среду. В принципе Пленки $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$ потенциально относятся к хорошим магнитострикционным материалам. Однако, они обладают практически нулевым значением АМС. В связи с этим для реализации тензотензорезистивного целесобразно использовать слоистые пленочные структуры, в которых каждый из слоев несет определенные функциональные свойства. Нами в качестве АМС среды выбран пермаллой $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$, а магнитострикционной средой – обсуждавшиеся выше пленки $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$, подвергнутые различным термическим воздействиям. Стоит также отметить, что обязательным условием реализации эффекта является наличие достаточно сильной межслойной обменной связи.

Для всех образцов магнитотензорезистивные измерения производились в одинаковой геометрии, в которой ось ТМП совпадала с осью протекания тока и осью приложения отрицательной деформации. На рисунке 5.10 представлены магнитотензорезистивные петли для образца $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}(110 \text{ нм})/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(50 \text{ нм})$ полученного при стандартных условиях и не подвергнувшегося термообработке.

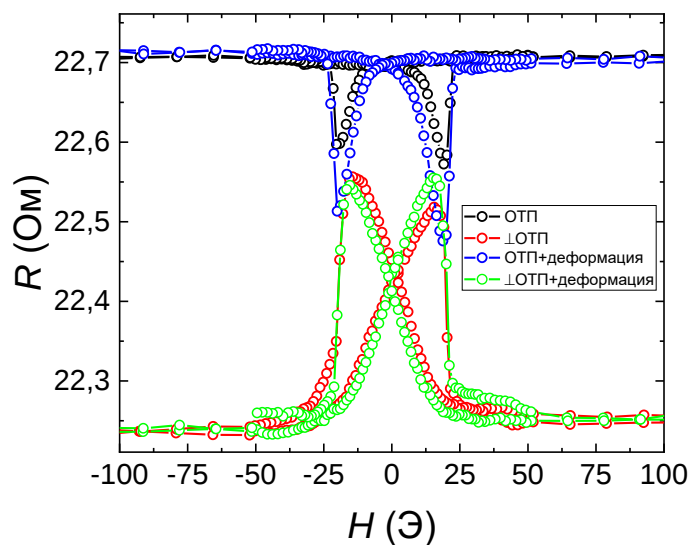


Рисунок 5.10 – Магниторезистивные петли пленки $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}(110 \text{ нм})/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(50 \text{ нм})$, измеренные при перемагничивании вдоль и перпендикулярно оси ТМП без деформации (черная и красная кривые) и при относительной деформации $5.8 \cdot 10^{-4}$ (синяя и зеленая кривые).

Вид этих магниторезистивных петель свидетельствует о наличии одноосной магнитной анизотропии в плоскости пленки и ориентации ось лёгкого намагничивания вдоль оси ТМП. Положения магниторезистивных пиков данных кривых примерно совпадает с коэрцитивной силой, значение которой для пленки $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}(110 \text{ нм})/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(50 \text{ нм})$ составляет ~ 20 Э. Данное значение оказывается заметно выше чем для однослойного образца $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ (1 Э), что является индикатором наличия обменной связи между слоями. Приложение деформации приводит к небольшой трансформации петель, что, с одной стороны, является признаком наличия небольшой магнитострикции в данной системе. С другой стороны, становится ясно, что такой чувствительности к деформации недостаточно при ориентации на практическое использование данного эффекта.

На рисунке 5.11 представлены магниторезистивные петли пленки $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}(110 \text{ нм})/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(50 \text{ нм})$, в которой слой $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$ был нанесен на нагретую подложку при 350°C , а слой пермаллоя – после охлаждения до

температуры менее 100°C. Сравнение петель в отсутствие и при наличии деформации показывает, что тензомангниторезистивный эффект в такой структуре не реализуется. Также вид магниторезистивных петель свидетельствует о реализации в слое $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ практически идеальной одноосной анизотропии, а коэрцитивная сила при этом соответствует коэрцитивной силе однослойной пленки $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$. Совокупность этих фактов можно трактовать как указание на весьма слабое обменное взаимодействие между слоями в многослойной системе, нежели на отсутствие магнитострикции в слое $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$. И такая картина наблюдается для всех образцов, полученных в режиме нагрева подложки. Причиной этого, возможно, является поверхностное «загрязнение» редкоземельносодержащего слоя во время паузы перед нанесением пермаллоя, которое блокирует межслойный обмен.

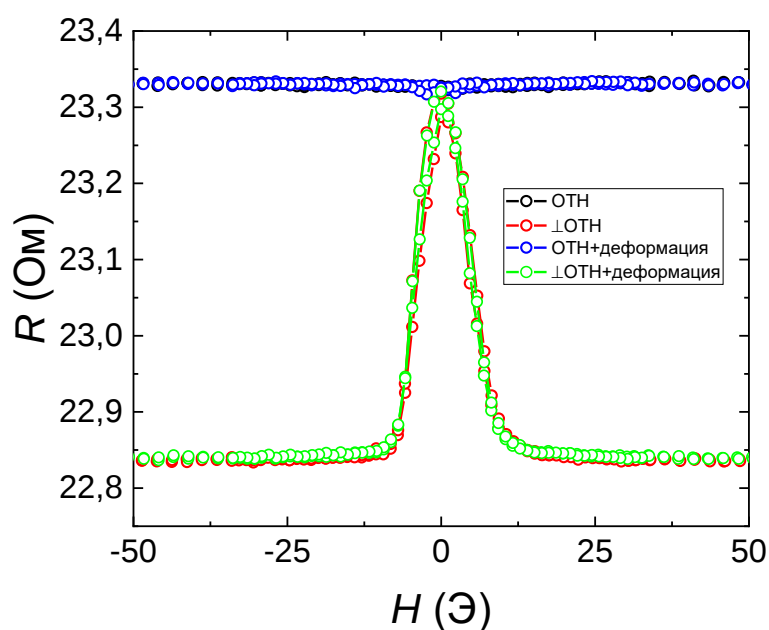


Рисунок 5.11 – Магниторезистивные петли пленки $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$ (110 нм)/ $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ (50 нм), слой $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$ которой был нанесен на подложку, нагретую до 350°C. Перемагничивание образца осуществлялось вдоль и перпендикулярно оси ТМП в свободном состоянии (черная и красная кривые) и при относительной деформации $5.8 \cdot 10^{-4}$ (синяя и зеленая кривые).

Иначе обстоит дело для структур, в которых слой $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$ подвергался селективному отжигу. При их формировании слой пермаллоя также наносился на охлаждённый слой $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$. На рисунке 5.12 представлены магниторезистивные петли такой структуры. Они демонстрируют существенную чувствительность магниторезистивного эффекта к деформации. Максимальная величина тензомагнитосопротивления $(\Delta R/R)_T$ для данной структуры составляет $\sim 1\%$, что вполне пригодно для практических приложений. Не исключено, что реализация подобной чувствительности неким образом связана с отсутствием перпендикулярной магнитной анизотропии в отожжённых слоях $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$ (см. рисунок 5.3). Однако для установления механизма указанной связи необходимы дальнейшие исследования.

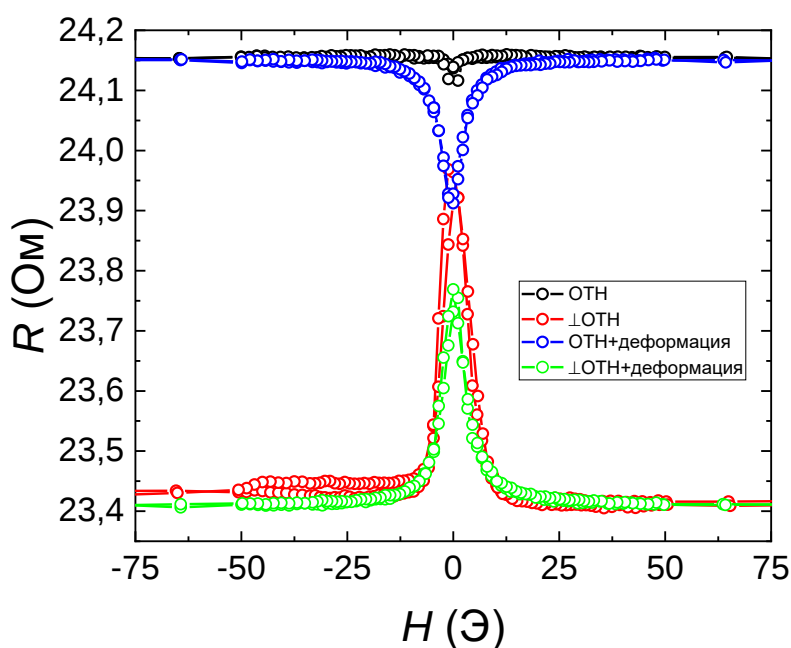


Рисунок 5.12 – Магниторезистивные петли пленки $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}(110 \text{ нм})/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(50 \text{ нм})$ с селективным отжигом слоя $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$ при 350°C . Перемагничивание образца осуществлялось вдоль и перпендикулярно оси ТМП в свободном состоянии (черная и красная кривые) и при относительной деформации $5.8 \cdot 10^{-4}$ (синяя и зеленая кривые).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ ПО ГЛАВЕ 5

Сплав типа Terfenol-D является признанным магнитострикционным материалом. Однако реализация его функциональных возможностей в плёночном состоянии требует систематических исследований, некоторые результаты которого представлены в данной главе. При этом проводилась идея, что для получения оптимального сочетания магнитоупругих свойств и магнитного гистерезиса нужно отойти от аморфного состояния, которое свойственно R-T плёнкам, получаемым по технологии магнетронного распыления, к нанокристаллическому состоянию посредством отжига или использования нагретой подложки.

В ходе проведённых экспериментов показано, что отжиг при температурах вплоть до 500°C слабо влияет на структурное состояние плёнок Tb₁₀Dy₂₃Fe₆₇, оставляя его аморфным, но подавляет перпендикулярную магнитную анизотропию. Плёнки, полученные на нагретую подложку, напротив, демонстрируют наличие кристаллических фаз, которые можно идентифицировать как твёрдый раствор редкоземельных элементов с ГПУ структурой и ϵ -железо, также характеризующееся ГПУ кристаллической решёткой. При этом перпендикулярная магнитная анизотропия сохраняется вплоть до температур подложки 500°C. Это позволяет говорить о разных механизмах перпендикулярной анизотропии в плёнках, осаждённых на холодную или нагретую подложки. В первом случае — это столбчатая микроструктура, во втором — специфическая кристаллическая текстура.

В рамках двухслойной структуры Tb₁₀Dy₂₃Fe₆₇/Fe₂₀Ni₈₀ предпринята попытка сформировать композитную среду с достаточно высоким тензomagниторезистивным эффектом. Установлено, что из двух способов получения такой среды, состоящих в селективном отжиге слоя Tb₁₀Dy₂₃Fe₆₇ или осаждении его на нагретую подложку, только первый вариант приводит к реализации тензomagниторезистивного эффекта такого уровня, который представляет интерес для практических приложений. Высказано предположение,

что среди прочего этому способствует отсутствие перпендикулярной магнитной анизотропии в редкоземельносодержащем слое.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проведённого исследования позволяют сделать следующие обобщающие выводы.

1. Установлено, что для плёнок тяжёлых редкоземельных металлов (Gd, Dy, Tb), характерна асперомагнитная структура, которая возникает в рамках нанокристаллического состояния вследствие высокой дисперсии межатомного обменного взаимодействия и магнитной анизотропии. В случае Gd она может отражать суперпозицию магнетизма ферромагнитной и сперомагнитной фаз, а в случае Tb и Dy в основном определяется пространственной флуктуацией локальных осей лёгкого намагничивания.
2. Дана трактовка магнетизма бинарных систем $R_{100-x}Co_x$ в концентрационной области $x < 50$ как результата действия двух противоположных тенденций, задающих немонотонное концентрационное изменение температуры Кюри и специфическое для каждого R изменение гистерезисных свойств. Они могут быть обусловлены, с одной стороны, уменьшением эффективности косвенного обменного взаимодействия (по $s-f$ и $f-d$ моделям) при аморфизации структуры, наблюдающейся при $x > 10$, а, с другой стороны, усилением магнетизма за счёт увеличения плотности носителей в гибридизированной 5d-3d энергетической подзоне.
3. На примере аморфных плёнок Gd-Co показано, что прямой и обратный спонтанные спин-ориентационные переходы от перпендикулярной к плоскостной анизотропии, реализующиеся в области температур магнитной компенсации ферромагнитных R-T структур, происходят через промежуточное «закритическое» магнитное состояние. Дано количественное описание таких переходов в форме фазовой диаграммы в координатах «температура – концентрация».
4. Найдены новые закономерности формирования обменного смещения в ферромагнитном слое Gd-Co, входящем в трёхслойную структуру

$\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}/\text{FeMn}/(\text{Gd-Co})$ с закрепляющим антиферромагнитным слоем FeMn , к которым относятся:

- 1) инверсия полярности обменного смещения в области магнитной компенсации;
- 2) пороговый характер изменения плотности энергии межслойной обменной связи на ферри/антиферромагнитном интерфейсе при переходе через температуру компенсации;
- 3) возможность независимого влияния на эффект обменного смещения в ферромагнитном и ферримагнитном слоях, включая создания в них как однополярного, так и разнополярного вариантов смещения.

5. Экспериментально и расчётным путём показано, что эффективность межслойного взаимодействия в структуре типа $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}/(\text{Tb-Co})$ с закрепляющим аморфным магнитотвёрдым слоем Tb-Co закономерным образом зависит от состояния межслойного интерфейса и может контролируемо изменяться за счёт варьирования его шероховатости путём селективного отжига слоя $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ или введения ультратонких прослоек Tb .

6. Установлены принципиальные различия в механизмах перпендикулярной магнитной анизотропии в плёнках состава Terfenol-D ($\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$), полученных на ненагретую подложку и на подложку, нагретую до температуры 300°C и выше. В первом случае наиболее вероятным источником анизотропии является столбчатая микроструктура, которая разрушается в результате последующего низкотемпературного отжига. Во втором – специфическая псевдокристаллическая текстура, проявляющая высокую степень термической устойчивости. В результате сформулированы технологические условия получения плёнок с разным характером магнитной анизотропии, представляющих интерес для решения разных прикладных задач.

7. На примере плёночного композита $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$, сформированного с использованием селективного отжига слоя $\text{Tb}_{10}\text{Dy}_{23}\text{Fe}_{67}$, продемонстрирована

возможность реализации тензотензорезистивного эффекта, уровень которого приемлем для разработки механо-электромагнитной функциональной среды

ПЕРСПЕКТИВЫ ДАЛЬНЕЙШЕЙ РАЗРАБОТКИ ТЕМЫ

Магнетизм и функциональные свойства сплавов редкоземельных металлов (R) и металлов группы железа (T) в плёночном состоянии были и продолжают оставаться интересным направлением фундаментальных и прикладных исследований. Выполненная диссертационная работа внесла определённый вклад в физику R-T систем и поставила ряд вопросов перспективных для дальнейшей разработки. К ним, в частности, относятся:

- 1) расширение круга редкоземельных элементов и 3d-переходных металлов, входящих в состав тонких плёнок, с целью выявления новых закономерностей формирования неоднородной магнитной структуры в широких диапазонах составов, температур и магнитных полей;
- 2) изучение особенностей обменного закрепления на R-T слоях с перпендикулярной анизотропией, в трёхслойных структурах типа (R-T)/FeNi/(R-T) с различной анизотропией R-T слоёв, а также при использовании Gd для модификации межслойного интерфейса в структурах типа (R-T)/FeNi;
- 3) оптимизация структурно-фазового состояния пленок типа Terfenol-D с целью реализации в них высоких значений магнитострикции при минимальной коэрцитивной силе и дальнейшего использования в структурах с тензотензорезистивным эффектом и композитных мультиферроиках.

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

H_c – коэрцитивная сила

λ_s – константа магнитострикции насыщения

H_{eb} – поле смещения

ТМР – тензомагниторезистивный

R – редкоземельный элемент

T – 3d-переходный металл

T – температура

ФМ – ферромагнетик

АФМ – антиферромагнетик

T_N – температура Нееля

T_C – температура Кюри

ГЦК – гранецентрированный кубический

ГПУ, hcp – гексагонально плотно упакованный

T_{an} – температура отжига

M_s – спонтанная намагниченность

Y, E – модуль Юнга

ϵ – величина деформации

АМС – анизотропия магнитосопротивления

РСА – рентгеноструктурный анализ

GIXRD – (аббр. от англ. Grazing-Incidence X-Ray Diffraction) геометрия скользящего падения первичного пучка

$(\Delta R/R)_T$ – величина тензомагниторезистивного эффекта в процентах

R_0 – электросопротивление образца без деформации

R_σ – электросопротивление образца при приложении деформации

$M_i(x, T=0)$ – подрешеточные намагниченности основного состояния $B_i(\xi_i)$ – функции Бриллюэна

M_T – намагниченность T-подсистемы

M_R – намагниченность R-подсистемы

M_r – остаточная намагниченность

x – концентрация

РККИ – модель обменного взаимодействия Рудермана, Киттеля, Касуя, Иосиды

χ_0 – начальная магнитная восприимчивость

K – константа одноосной магнитной анизотропии

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Holzmann, C. Stress-Induced Magnetic Properties of Gadolinium Iron Garnet Nanoscale-Thin Films: Implications for Spintronic Devices / C. Holzmann, A. Ullrich, O.-T. Ciubotariu, M. Albrecht // *ACS Applied Nano Materials*. – 2022. – Vol. 5. – P. 1023-1033.
2. Chen, D. Noncollinear spin state and unusual magnetoresistance in ferrimagnet Co-Gd / D. Chen, Y. Xu, S. Tong, W. Zheng, Y. Sun, J. Lu, N. Lei, D. Wei, J. Zhao // *Physical Review Materials*. – 2022. – Vol.6. – P. 014402.
3. Hu, Z.M. Nonlinear magnetoelectric effects of multiferroic composites / Z.M. Hu, Y. Su, J. Li // *International Journal of Solids and Structures*. – 2021. – Vol. 212. – P. 96-106.
4. Kulesh, N.A. Anomalies in hysteresis properties of Fe₂₀Ni₈₀/Tb-Co films with unidirectional anisotropy / N.A. Kulesh, K.G. Balymov, V.O. Vas'kovskiy, A.V. Svalov, A.N. Sorokin // *Thin Solid Films*. – 2015. – Vol. 577. – P. 1-5.
5. Wang, J. A review of preparation, properties and applications of rare earth magnetic thin films / J. Wang, J.A. Gan, Y.C. Wong, C.C. Berndt // *Magnetic Thin Films: Properties, Performance and Applications*. – 2011. – P. 1-69.
6. Rajasekhar, P. Magnetization Studies on Tb-Fe and Tb-Fe-Co Thin Films / P. Rajasekhar, G. Markandeyulu // *IEEE Transactions on magnetics*. – 2019. – Vol. 55. – P. 2500804.
7. Wang, Y. Competing ferromagnetic and antiferromagnetic interactions drive the magnetocaloric tunability in Gd₅₅Co₃₀Ni_xAl_{15-x} microwires / Y. Wang, N. Thi My Duc, T. Feng, H. Wei, F. Qin, M.H. Phan // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2022. – Vol. 907. – P. 164328.
8. Zhang, Z. Tailorable magnetocaloric effect by Fe substitution in Gd-(Co, Fe)amorphous alloy / Z. Zhang, Q. Tang, F. Wang, H. Zhang, Y. Zhou, A. Xia, H. Li, S. Chen, W. Li // *Intermetallics*. – 2019. – Vol. 111. – P. 106500.
9. Sonehara, M. Strain sensor using stress-magnetoresistance effect of Ni-Fe/Mn-Ir exchange-coupled magnetic film / M. Sonehara, T. Shinohara, T. Sato, K.

- Yamasawa, Y. Miura // Journal of Applied Physics. – 2010. – Vol. 107. – P. 09E718.
10. Kudyukov, E.V. Tensomagnetoresistive Effect in Permalloy-Based Film Composites / E.V. Kudyukov, A.A. Feshchenko, N.A. Kulesh, V.N. Lepalovskij, K.G. Balymov, V.O. Vas'kovskiy // Physics of Metals and Metallography. – 2021. – Vol. 22. – P. 749-754.
 11. Weissmuller, J. Spin structure of nanocrystalline terbium / J. Weissmuller, A. Michels, D. Michels, A. Wiedenmann, C.E. Krill III, H.M. Sauer, R. Birringer // Physical Review B. – 2004. – Vol. 69. – P. 054402.
 12. Dumesnil, K. Magnetic structure of dysprosium in epitaxial Dy films and in Dy/Er superlattices / K. Dumesnil, C. Dufour, Ph. Mangin, G. Marchal // Physical Review B. – 1996. – Vol. 54. – P. 6408-6420.
 13. Herring, A.D.F. Thickness effects on the magnetism of Ho thin films / A.D.F. Herring, W.J. Nuttall, M.F. Thomas, J.P. Goff, A. Stunault, R.C.C. Ward, M.R. Wells, W.G. Stirling // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2005. – Vol. 17. – P. 2543-2552.
 14. Medeiros Filho, F.C. Giant magnetocaloric effect of thin Ho films / F.C. Medeiros Filho, V.D. Mello, A.L. Dantas, F.H.S. Sales, A.S. Carrico // Journal of Applied Physics. – 2011. - Vol. 109. – P. 07A914.
 15. Svalov, A.V. Influence of the size and structural factors on the magnetism of multilayer films based on 3d and 4f metals / A.V. Svalov, V.O. Vas'kovskiy, G.V. Kurlyandskaya // Physics of Metals and Metallography. – 2017. – Vol. 118. – P. 1263-1299.
 16. Farle, F. Thickness-dependent curie temperature of Gd(0001)/W(110) and its dependence on the growth conditions / F. Farle, K. Babershke, U. Stetter, A. Aspelmeier, F. Gerhardter // Physical Review B. – 1993. – Vol. 47. – P. 11571-11574.

17. Jiang, J.S. Oscillatory superconducting transition temperature in Nb/Gd multilayers / J.S. Jiang, D. Davidovic, D.H. Reich and C.L. Chien // *Physical Review Letters*. – 1995. – Vol. 74. – P. 314-317.
18. Horiguchi, A. size effect and temperature dependence of spin conduction in Gd/SiN ultrathin film / A. Horiguchi, T. Matsuda, Y. Watanabe // *Journal of Applied Physics*. – 2000. – Vol. 87. – P. 6603-6605.
19. Butler, T. Magnetic and structural characteristics of ambient pressure fcc phase Ho and Tb thin films / T. Butler, R.G. Buckley, S. Granville // *Material Research Express*. – 2021. – Vol. 8. – P. 036405.
20. Scheunert, G. Influence of strain and polycrystalline ordering on magnetic properties of highmoment rare earth metals and alloys / G. Scheunert, C. Ward, W.R. Hendren, A.A. Lapicki, R. Hardeman, M. Mooney, M. Gubbins, R.M. Bowman // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2014. – Vol. 47. – P. 415005.
21. Chizhov, P.E. Structure and magnetic properties of rare earth small particles / P.E. Chizhov, A.N. Kostigov, V.I. Petinov // *Solid State Communications*. – 1982. – Vol. 42. – P. 323-326.
22. Liu, X.G. Microstructure and magnetic properties of graphite-coated Gd nanocapsules / X.G. Liu, D.Y. Geng, Q. Zhang, J.J. Jiang, W. Liu, Z.D. Zhang // *Applied Physics Letters*. – 2009. – Vol. 94. – P. 103104.
23. Scheunert, G. Magnetization of 2.6 T in gadolinium thin films / G. Scheunert, W.R. Hendren, C. Ward, R.M. Bowman // *Applied Physics Letters*. – 2012. – Vol. 101. – P. 142407.
24. Scheunert, G. Improved magnetization in sputtered dysprosium thin films / G. Scheunert, W.R. Hendren, A.A. Lapicki, P. Jesudoss, R. Hardeman, M. Gubbins, R.M. Bowman. – 2013. – Vol. 46. – P. 152001.
25. Ward, C. 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. – 2013. – Vol. 102. – P. 092403.

26. Tissier, B. Domains in an asperomagnet: Amorphous DyCu / B. Tissier, R. Buder, J.M.D. Coey // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1980. – Vol. 15-18. – P. 1393-1394.
27. Bertelli, T.P. Ferromagnetic properties of fcc Gd thin films / T.P. Bertelli, E.C. Passamani, C. Larica, V.P. Nascimento, A.Y. Takeuchi, M.S. Pessoa // Journal of Applied Physics. – 2015. – Vol. 117. – P. 203904.
28. Matsuura, M. Solid state amorphization of RE-TM (RE = Ce, Er and TM = Fe, Co) multilayers / M. Matsuura, R. Petkie, G. Singco, K.N. Tu // Materials Science and Engineering. – 1991. – Vol. 133. – P. 551-554.
29. Chen, L.J. Solid state amorphization in metal/Si systems / L.J. Chen // Materials Science and Engineering. – 2000. – Vol. 29. – P. 115-152.
30. Hsu, C.J. Magnetic anisotropy in nanostructured gadolinium / C.J. Hsu, S.V. Prikhodko, C.Y. Wang, L.J. Chen, G.P. Carman // Journal of Applied Physics. – 2012. – Vol. 111. – P. 053916.
31. Uchiyama, S. Magnetic properties of rare earth-cobalt amorphous films / S. Uchiyama // Materials Chemistry and Physics. – 1995. – Vol. 42. – P. 38-44.
32. Heiman, N. Magnetic properties of amorphous alloys of Fe with La, Lu, Y, and Zr / N. Heiman, N. Kazama // Physical Review B. – 1979. – Vol. 19. – P. 1623.
33. Dirks, A.G. Magnetic and structural properties of some amorphous rare earth-transition metal thin films / A.G. Dirks, H.J. Leamy // IEEE Transactions on Magnetics. – 1978. – Vol. 14. – P. 835-837.
34. Malmhall, R. Thickness dependence of magnetic hysteretic properties of rf-sputtered amorphous Tb-Fe alloy thin films / R. Malmhall, T. Chen // Journal of Applied Physics. – 1982. – Vol. 53. – P. 7843.
35. Soltani, M.L. Structural, compositional and annealing effects on magnetic properties in $R_{1-x}Co_x$ (R = Er, Tb, Sm) amorphous thin film alloys / M.L. Soltani // Journal of Non-crystalline solids. – 2007. – Vol. 353. – P. 2074-2078.

36. Suran, G. Magnetic properties of amorphous Co-Ti thin films with a perpendicular and an in-plane uniaxial anisotropy / G. Suran, K. Ounadjela, F. Machizaud // Journal of Applied Physics. – 1987. – Vol. 61. – P. 3658.
37. Williams, P.I. Magnetic and magnetostrictive properties of amorphous rare earth-transition metal alloy films / P.I. Williams, P.J. Grundy // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1994. – Vol. 27. – P. 897-901.
38. Ma, C.T. Thickness dependence of ferrimagnetic compensation in amorphous rare-earth transition-metal thin films / C.T. Ma, B.J. Kirby, X. Li, S.J. Poon // Applied Physics Letters. – 2018. – Vol. 113. – P. 172404.
39. Kaneyoshi, T. Two compensation points induced by surface parameters in nanoscaled transverse Ising ferrimagnetic thin films / T. Kaneyoshi // Solid State Communications. – 2012. – Vol. 152. – P. 1686-1689.
40. Hrabec, A. Magnetization reversal in composition-controlled $Gd_{1-x}Co_x$ ferrimagnetic films close to compensation composition / A. Hrabec, N.T. Nam, S. Pizzini, L. Ranno // Applied Physics Letters. – 2011. – Vol. 99. – P. 052507.
41. Wang, K. Sputtering preparation and magnetic properties of amorphous TbFeCo films / K. Wang, R. Chen, Y. Huang // Journal of Non-Crystalline Solids. – 2016. – V. 450. – P. 82-86.
42. Basumatary, H. Structural and magnetic properties of amorphous Tb-Dy-Fe-Co thin films / H. Basumatary, A.C. Jeyaramane, S.V. Kamat, R. Ranjan // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2016. – Vol. 29. – P. 863-867.
43. Duc, N.H. Giant magnetostriction in amorphous $(Tb_{1-x}Dy_x)(Fe_{0.45}Co_{0.55})_y$ films / N.H. Duc, K. Mackay, J. Betz, D. Givord // Journal of Applied Physics. – 1996. – Vol. 79. – P. 973.
44. Clark, A.E. Magnetostrictive Rare Earth-Fe₂ Compounds / A.E. Clark // Ferromagnetic Materials. – 1980. – Vol. 1. – P. 531-589.
45. Duc, N.H. Magnetic and magnetostrictive properties in amorphous $(Tb_{0.27}Dy_{0.73})(Fe_{1-x}Co_x)_2$ films / N.H. Duc, K. Mackay, J. Betz, Z. Sarkozi,

- D. Givour // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2000. – Vol. 12. – P. 7957-7968.
46. Quandt, E. Multitarget sputtering of high magnetostrictive TbDyFe films / E. Quandt // *Journal of Applied Physics*. – 1994. – Vol. 75. – P. 5653-5655.
 47. Schatz, F. Magnetic anisotropy and giant magnetostriction of amorphous TbDyFe films / F. Schatz, M. Hirscher, M. Schnell, G. Flik, H. Kronmüller // *Journal of Applied Physics*. – 1994. – Vol. 76. – P. 5380-5382.
 48. Speliotis, A. Magnetostrictive properties of amorphous and crystalline TbDyFe thin films / A. Speliotis, D. Niarchos // *Sensors and Actuators A*. – 2003. – Vol. 106. – P. 298-301.
 49. Williams, P.I. Magnetostriction in polycrystalline sputter-deposited TbDyFe films / P.I. Williams, D.G. Lord, P.J. Grundy // *Journal of Applied Physics*. – 1994. – Vol. 75. – P. 5257.
 50. Loveless, M. Crystallization behavior of amorphous Terfenol-D thin films / M. Loveless, S. Guruswamy, J.E. Shield // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 1997. – Vol. 33. – P. 3937-3939.
 51. Zhu, J. Magnetic properties and microstructure of Tb_xDy_{1-x}Fe₂ thin films sputtered on Pt/TiO₂/SiO₂/Si substrate / J. Zhu, C. Cibert, B. Domenges, R. Bouregba, G. Poullain // *Applied Surface Science*. – 2013. – Vol. 273. – P. 645-651.
 52. Ried, K. Crystallization Behavior and Magnetic Properties of Magnetostrictive TbDyFe Films / K. Ried, M. Schnell, F. Schatz, M. Hirscher, B. Ludescher, W. Sigle, H. Kronmüller // *Physica Status Solidi*. – 1998. – Vol. 167. – P. 195-208.
 53. Farber, P. Crystallization behavior and magnetic properties of highly magnetostrictive Fe-Tb-Dy thin films / P. Farber, H. Kronmüller // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2000. – Vol. 214. – P. 159-166.
 54. Ranchal, R. Enhancement of the crystallization of Tb_xFe_{1-x} thin films upon the formation of a-Tb phase / R. Ranchal, E. Lopez, J.L. Prieto, C. Aroca // *Acta Materialia*. – 2011. – Vol. 59. – P. 2865-2871.

55. Umadevi, K. Influence of substrate temperature driven magnetic anisotropy on the magnetostrictive behavior of TbFeCo thin films / K. Umadevi, A. Talaparta, J. Arount Chelvane, M. Palit, J. Mohanty, V. Jayalakshmi // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2018. – Vol. 466. – P. 333-340.
56. Rebouta, L. Room temperature magnetic response of sputter deposited TbDyFe films as a function of the deposition parameters / L. Rebouta, P. Martins, S. Lanceros-Mendez, J.M. Barandiaran, J. Gutierrez, L.C. Alves, E. Alves // Journal of Nano Research. – 2012. – Vol. 18-19. – P. 235-239.
57. Mohanchandra, K.P. Sputter deposited Terfenol-D thin films for multiferroic applications / K.P. Mohanchandra, S.V. Prikhodko, K.P. Wetzlar, W.Y. Sun, P. Nordeen, G.P. Carman // AIP Advances. – 2015. – Vol. 5. – P. 097119.
58. Mohanchandra, K.P. Polycrystalline Terfenol-D thin films grown at CMOS compatible temperature / K.P. Mohanchandra, T. Lee, A. Chavez, S.V. Prikhodko, G.P. Carman // AIP Advances. – 2018. – Vol. 8. – P. 056404.
59. Kadowaki, A. Effects of substrate temperature on magnetostriction of SmFe_{2.2} thin films / A. Kadowaki, Y. Tsukayama, Y. Matsumura, Y. Nishi // Journal of Japan Institute of Metals. – 2005. – Vol. 69. – P. 233-236.
60. Kadowaki, A. Influences of Ar-gas pressure on magnetostriction of Sm-Fe alloy thin films by DC-magnetron sputtering process / A. Kadowaki, K. Takahashi, Y. Matsumura, Y. Nishi // Journal of Japan Institute of Metals. – 2005. – Vol. 69. – P. 373-376.
61. Kadowaki, A. Composition Dependent Magnetostriction of Sm-Fe Thin Films / A. Kadowaki, S. Masuda, Y. Matsumura, Y. Nishi // Journal of Japan Institute of Metals. – 2005. – Vol. 69. – P. 377-379.
62. Hwang, S.W. Magnetostrictive properties and microstructure of thermally annealed Sm–Fe thin films / S.W. Hwang, J. Kim, S.U. Lim, C.K. Kim, C.S. Yoon // Materials Science and Engineering A. – 2007. – Vol. 449-451. – P. 378-381.

63. Lim, S.H. Application-related properties of giant magnetostrictive thin films / S.H. Lim, H.J. Kim, S.M. Na, S. J. Suh // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2002. – Vol. 239. – P. 546-550.
64. Bowen, W. Structure, magnetization, and magnetostriction of Sm-R-Fe (R = Pr, Nd) thin films / W. Bowen, C. Shuying, W. Ling, H. Wenmei, S. Ying // Rare Metals. – 2006. – Vol. 25. – P. 538-542.
65. Cibert, C. Magnetoelectric coupling in Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe₂/Pt/PbZr_{0.56}Ti_{0.44}O₃ thin films deposited on Pt/TiO₂/SiO₂/Si substrate / C. Cibert, J. Zhu, G. Poullain, R. Bouregba, J. More-Chevalier, A. Pautrat // Applied Physics Letters. – 2013. – Vol. 102. – P. 022906.
66. Hwang, S. Magnetoelectric Properties of Magnetic/Ferroelectric Multilayer Thin Films / S. Hwang, Y.J. Eum, C.Y. Koo, H. Y. Lee, J.M. Park, J. Ryu // Journal of the Korean Physical Society. – 2014. – Vol. 65. – P. 229-233.
67. Hwang, S. Magnetoelectric Properties of Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_{1.92}/Pb(Zr_xTi_{1-x})O₃ Bilayer Thin Films / S. Hwang, C.Y. Koo, J.Y. Lee, H.E. Lee, J. Ryu, J.W. Kim // Journal of the Korean Physical Society. – 2013. – Vol. 63. – P. 2354-2357.
68. Gottwald, M. Magnetoresistive effects in perpendicularly magnetized Tb-Co alloy based thin films and spin valves / M. Gottwald, M. Hehn, F. Montaigne, D. Lacour, G. Lengaigne, S. Suire, S. Mangin // Journal of Applied Physics. – 2012. – Vol. 111. – P. 083904.
69. Kruhlov, I.O. Thermally-induced phase transitions in Pt/Tb/Fe trilayers / I.O. Kruhlov, O.V. Shamis, N.Y. Schmidt, S. Gulyas, R. Lawitzki, A.P. Burmak, S.I. Konorev, G.L. Katona, G. Schmitz, M. Albrecht, I.A. Vladymyrskyi // Thin Solid Films. – 2020. – Vol. 709. – P. 138134.
70. Lee, Z.Y. Magnetic properties of Dy(Tb)Co/Cr thin films for hybrid recording / Z.Y. Lee, F. Jin, K. Wang, Z.X. Huang, Z. Li, X.M. Cheng, X.H. Xu // Microsystems Technologies. – 2007. – Vol. 13. – P. 165-168.

71. Nawate, M. Magnetization property of Tb/Co multilayered films / M. Nawate, T. Morikawa, S. Tsunashima, S. Uchiyama // IEEE Transactions on Magnetics. – 1990. – Vol. 26. – P. 2739-2741.
72. Finley, J. Spin-Orbit-Torque Efficiency in Compensated Ferrimagnetic Cobalt-Terbium Alloys / J. Finley, L. Liu // Physical Review Applied. – 2016. – Vol. 6. – P. 054001.
73. Boeve, H. Enhanced uniaxial anisotropy in an artificial antiferromagnet (AAF) using thin TbCo seed layers / H. Boeve, H.A.M. van den Berg, R. Mattheis, W. Michalke, G. Rupp, J. Wecker // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2002. – Vol. 240. – P. 392-394.
74. Lin, M.S. Perpendicular giant magnetoresistance composed of [Co/Pt] multilayer and CoFe/TbCo / M.S. Lin, C.H. Lai, Y.Y. Liao, Z.H. Wu, S.H. Huang, R.F. Jiang // Journal of Applied Physics. – 2006. – Vol. 99. – P. 08T106.
75. Svalov, A.V. Influence of Temperature on Structure and Magnetic Properties of Exchange Coupled TbCo/FeNi Bilayers / A.V. Svalov, K.G. Balymov, A. Fernandez, I. Orue, A. Larranaga, V.O. Vas'kovskiy, J. Gutierrez, G.V. Kurlyandskaya // Journal of Nanoscience and Nanotechnology. – 2012. – Vol. 12. – P. 7566-7570.
76. Brahma, B. Influence of Cu Insertion Layer on Magnetic Properties of Co-Tb/Cu/Co-Tb Thin Films / B. Brahma, R. Hussain, R.K. Basumatary, Akansha, S. Ravi, R. Brahma, S.K. Srivastava // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2020. – Vol. 33. – P. 2891-2897.
77. Tang, M. Role of TbFe on Perpendicular Magnetic Anisotropy and Giant Magnetoresistance Effect in [Co/Ni]_N-Based Spin Valves / M. Tang, Z. Zhang, Y. Zhu, B. Ma, Q. Jin // Nano-Micro Letters. – 2014. – Vol. 6. – P. 359-364.
78. Shabelnyk, T.M. Effect of separated layer thickness on magnetoresistance and magnetic properties of Co/Dy/Co and Ni/Dy/Ni film systems / T.M. Shabelnyk, O.V. Shutylieva, S.I. Vorobiov, I.V. Pazukha, A.M. Chornous // International Journal of Modern Physics B. – 2017. – Vol. 31. – P. 1750275-1750285.

79. Naumova, L.I. Magnetoresistive Properties of CoFe/Cu/CoFe/Dy Pseudo Spin Valves under Conditions of Interdiffusion of Dysprosium and CoFe Ferromagnetic Alloy Layers / L.I. Naumova, M.A. Milyaev, R.S. Zavornitsyh, T.P. Krinitsina, T.A. Chernyshova, V.V. Proglyado, V.V. Ustinov // *Physics of Metals and Metallography*. – 2019. – V. 120. – P. 429-435.
80. Tamion, A. Investigation of (Fe/Dy) multilayers by ^{57}Fe Mössbauer spectrometry / A. Tamion, J. Juraszek, C. Bordel // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2007. – Vol. 313. – P. 306-311.
81. Dantas, A.L. Magnetic thermal hysteresis in $\text{Fe}_m/\text{Dy}_n/\text{Fe}_m$ and $\text{Gd}_m/\text{Dy}_n/\text{Gd}_m$ trilayers / A.L. Dantas, R.E. Camley, A.S. Carrico // *Physical Review B*. – 2007. – Vol. 75. – P. 094436.
82. Svalov, A.V. Tailoring of switching field in GdCo-based spin valves by inserting Co layer / A.V. Svalov, V.O. Vas'kovskiy, I. Orue, G.V. Kurlyandskaya // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2017. – Vol. 441. – P. 795-798.
83. Yang, D.Z. Inverse giant magnetoresistance in $\text{Fe}/\text{Cu}/\text{Gd}_{1-x}\text{Co}_x$ spin-valves / D.Z. Yang, B. You, X.X. Zhang, T.R. Gao, S.M. Zhou, J. Du // *Physical Review B*. – 2006. – Vol. 74. – P. 024411.
84. McGuire, T.R. Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic alloys / T.R. McGuire, R.I. Potter // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 1975. – Vol. MAG-11. – P. 1018-1038.
85. He, J.F. Effects of substrate temperature and buffer layer on the anisotropic magnetoresistance of $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ ultra-thin films / J.F. He, S.Y. Wang // *Optoelectronics and Advanced Materials, Rapid Communications*. – 2012. – Vol. 6. – P. 165-168.
86. Tanaka, T. Anisotropic Magnetoresistance and Hall Effects for Ni-Co Alloy Thin Films / T. Tanaka, T. Ataka, M. Kunii, M. Takahashi, T. Wakiyama // *IEEE Transactions on Magnetics in Japan*. – 1991. – Vol. 6. – P. 974-979.
87. Streubel, R. Experimental Evidence of Chiral Ferrimagnetism in Amorphous GdCo Films / R. Streubel, C.-H. Lambert, N. Kent, P. Ericus, A.T. N'Diaye, C.

- Ophus, S. Salahuddin, P. Fisher // *Advanced Materials*. – 2018. – Vol. 30. – P. 1800199.
88. Morshed, M.G. Tuning Dzyaloshinskii-Moriya interaction in ferrimagnetic GdCo: A first-principles approach / M.G. Morshed, K.H. Khoo, Y. Quessab, J.W. Xu, R. Laskowski, P.V. Balachandran, A.D. Kent, A.W. Ghosh // *Physical Review B*. – 2021. – Vol. 103. – P. 174414.
 89. Sarma, B. Dynamics and morphology of chiral magnetic bubbles in perpendicularly magnetized ultra-thin films / B. Sarma, F. Garcia-Sanchez, S.A. Nasser, A. Casiraghi, G. Durin // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2018. – Vol. 456. – P. 433-438.
 90. Antropov, N.O. Coherent Fan Magnetic Structure in Dy/Gd Superlattices / N.O. Antropov, E.A. Kravtsov, Yu. N. Khaidukov, M.V. Ryabukhina, V.V. Proglyado, O. Weschke, V.V. Ustinov // *JETP Letters*. – 2018. – Vol. 108. – P. 341-345.
 91. Marioni, M.A. Halbach Effect at the Nanoscale from Chiral Spin Textures / M.A. Marioni, M. Penedo, M. Bacani, J. Schwenk, H.J. Hug // *NANO Letters*. – 2018. – Vol. 18. – P. 2263-2267.
 92. Rodrigues, L.J. Magnetic structures in ultra-thin Holmium films: Influence of external magnetic field / L.J. Rodrigues, V.D. Mello, D.H.A.L. Anselmo, M.S. Vasconcelos // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2015. – Vol. 377. – P. 24-28.
 93. Goff, J.P. Rare-earth thin films and superlattices / J.P. Goff // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2020. – Vol. 32. – P. 374009.
 94. Hassdenteufel, A. Magneto-optical response of ferrimagnetic Tb-Fe thin films in the visible and ultraviolet range / A. Hassdenteufel, C. Shubert, P. Reihardt // *Journal of Physics D – Applied Physics*. – 2015. – Vol. 48. – P. 245001.
 95. Oezelt, H. Vortex motion in amorphous ferrimagnetic thin film elements / H. Oezelt, E. Kirk, P. Wohlhuter, E. Muller, L.J. Heyderman, A. Kovacs, T. Schrefl // *AIP Advances*. – 2017. – Vol. 7. – P. 056001.

96. Beens, M. Comparing all-optical switching in synthetic-ferrimagnetic multilayers and alloys / M. Beens, M.L.M. Lalieu, A.J.M. Deenen, R.A. Duine, B. Koopmans // *Physical Review B*. – 2019. – Vol. 100. – P. 220409(R).
97. Tufaile, A.P.B. Low temperature magnetic characterization of sperimagnetic films by TMOKE / A.P.B. Tufaile, A.D. Santos // *Magnetism, magnetic materials and their applications. MATERIALS SCIENCE FORUM*. – 1999. – Vol. 302-3. – P. 120-124.
98. Hussain, R. Sperimagnetism in Perpendicularly Magnetized Co-Tb Alloy-Based Thin Films / R. Hussain, Aakansha, B. Brahma // *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*. – 2019. – Vol. 32. – P. 4027-4031.
99. Frackowiak, L. Magnetic properties of Co-Tb alloy films and Tb/Co multilayers as a function of concentration and thickness / L. Frackowiak, F. Stobiecki, M. Urbaniak, M. Matczak, G.D. Chaves-O Flynn, M. Bilski, A. Glenz, P. Kuswik // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2022. – Vol. 544. – P. 168682.
100. Bordel, C. Magnetic properties of TbFeN amorphous thin films / C. Bordel, J. Voiron, D. Givord // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1997. – Vol. 169. – P. 350-353.
101. Krnel, M. Speromagnetism and asperomagnetism as the ground states of the Tb-Dy-Ho-Er-Tm "ideal" high-entropy alloy / M. Krnel, S. Vrtnik, A. Jelen, P. Kozelj, Z. Jaglicic, A. Meden, M. Feuerbacher, J. Dolinsek // *Intermettals*. – 2020. – Vol. 117. – P. 106680.
102. Sinitsyn, E.V. Orientational phase-transitions in low-dimensional magnetics with competing anisotropy / E.V. Sinitsyn, A.B. Ryzhenko // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1995. – Vol. 147. – P. 385-394.
103. Bergeard, N. Correlation between structure, electronic properties, and magnetism in $\text{Co}_x\text{Gd}_{1-x}$ thin amorphous films / N. Bergeard, A. Mougin, M. Izquierdo, E. Fonda, F. Sirotti // *Physical Review B*. – 2017. – Vol. 96. – P. 064418.

104. Lee, C.M. Ultrathin (Gd, Tb)-FeCo Films With Perpendicular Magnetic Anisotropy / C.M. Lee, L.X. Ye, J.M. Lee, W.L. Chen, C.Y. Huang, G. Chern, T.H. Wu // IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS. – 2009. – Vol. 45. – P. 3808-3811.
105. Salaheldeen, M. Influence of nanoholes array geometrical parameters on magnetic properties of Dy-Fe antidot thin films / M. Salaheldeen, V. Vega, R. Caballero-Flores, V.M. Prida, A. Fernandez // NANOTECHNOLOGY. – 2019. – Vol. 30. – P. 455703.
106. Basumatary, R.K. Magnetic Property of CoTbNi Ternary Alloy Thin Films / R.K. Basumatary, Aakansha, B. Basumatary, B. Brahma, R. Hussain, S. Ravi, R. Brahma, S.K. Srivastava // JOURNAL OF SUPERCONDUCTIVITY AND NOVEL MAGNETISM. – 2020. – Vol. 33. – P. 3165-3170.
107. Twarowski, K. Magnetostriction and anisotropy of amorphous GdCo r.f. sputtered thin films / K. Twarowski, H.K. Lachowicz // Journal of Applied Physics. – 1979. – Vol. 50. – P. 7722-7724.
108. Chelvane, J.A. Magnetic anisotropy and magnetostrictive properties of sputtered Tb–Dy–Fe–Co thin films / J.A. Chelvane, A. Sherly, M. Palit, A. Talapatra, J. Mohanty // Journal of Materials Science: Materials in Electronics. – 2019. – Vol. 20. – P. 8989-8995.
109. Svalov, A. Magnetic and magnetocaloric properties of Gd melt-spun ribbons / A. Svalov, S. Andreev, A. Arkhipov, E. Kudryukov, D. Neznakhin, A. Larrañaga, G. Kurlyandskaya // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – Vol. 1389. – P. 012100.
110. Ćwik, J. Magnetocaloric prospects of mutual substitutions of rare-earth elements in pseudobinary Tb_{1-x}Ho_xNi₂ compositions (x = 0.25–0.75) / J. Ćwik, Y. Koshkid'ko, M. Małecka, B. Weise, M. Krautz, A. Mikhailova, N. Kolchugina // Journal of Alloys and Compounds. – 2021. – Vol. 886. – P. 161295.

111. Wang, K. Thickness and substrate effects on the perpendicular magnetic properties of ultra-thin TbFeCo films / K. Wang, S. Dong, Z. Xu // *Surface & Coatings Technology*. – 2019. – Vol. 359. – P. 296-299.
112. Koon, N.C. Magnetic properties of ferrimagnetic rare-earth-transition-metal films and multilayers / N.C. Koon, K.D. Aylesworth, V.G. Harris, B.N. Das // *Journal of Alloys and Compounds*. – 1992. – Vol. 181. – P. 409-418.
113. Talapatra, A. Tunable magnetic domains and depth resolved microstructure in Gd-Fe thin films / A. Talapatra, J. Arout Chelvane, B. Satpati, S. Kumar, J. Mohanty // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2019. – Vol. 774. – P. 1059-1068.
114. Заборницын, Р.С. Неколлинеарное магнитное упорядочение в слое диспрозия и магнитотранспортные свойства спинового клапана, содержащего структуру CoFe / Р.С. Заборницын, Л.И. Наумова, М.А. Миляев, М.В. Макарова, Т.П. Криницина, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // *Физика Металлов и Металловедение*. – 2020. – Vol. 121. – P. 688–695.
115. Антропов, Н.О. Когерентная веерная магнитная структура в сверхрешетках Fe/Gd / Н.О. Антропов, Е.А. Кравцов, Ю.Н. Хайдуков, М.В. Рябухина, В.В. Проглядо, О. Вешке, В.В. Устинов // *Письма в ЖТФ*. – 2018. – Vol. 108. – P. 361–366.
116. Benito, L. Positive magnetoresistance induced by fan-type phases in a spin-spiral magnet / L. Benito, R.C.C. Ward, M.G. Blamire // *Physical Review B*. – 2013. – Vol. 88. – P. 224407.
117. Tankeev, A.P. Dynamics of a Spiral Magnetic Structure in an External Magnetic Field / A.P. Tankeev, M.A. Borich, V.V. Smagin // *Physics of Metals and Metallography*. – 2014. – Vol. 115. – P.425-436.
118. Девятриков, Д. Магнитные свойства тонких пленок Dy, выращенных на подложках Al₂O₃ с различной кристаллографической ориентацией / Д. Девятриков, В.О. Васьковский, В.Д. Жакетов, Е.А. Кравцов, М.В. Макарова, В.В. Проглядо, Е.А. Степанова, В.В. Устинов // *Физика Металлов и Металловедение*. – 2020. – Vol. 121. – P. 1229-1233.

119. Taylor, K. Intermetallic Compounds of the Rare Earth Metals. – Moscow: Mir, 1974. – P. 221.
120. Agui, A. Incident angle dependence of MCD at the Dy M5-edge of perpendicular magnetic Dy_xCo_{100-x} films / A. Agui, M. Mizumaki, T. Asahi, J. Sayama, K. Matsumoto, T. Morikawa, T. Matsushita, T. Osaka, Y. Miura // Journal of Alloys and Compounds. – 2006. – Vol. 208. – P. 741-745.
121. Zhao, Z.B. Stress anisotropy and stress gradient in magnetron sputtered films with different deposition geometries / Z.B. Zhao, S.M. Yalisove, J.C. Bilello // Journal of Vacuum Science and Technology A: Vacuum, Surfaces and Films. – 2006. – Vol. 24. – P. 195-201.
122. Taskaev, S.V. Giant induced anisotropy ruins the magnetocaloric effect in gadolinium / S.V. Taskaev, M.D. Kuz'min, K.P. Skokov, D. Yu. Karpenkov, A.P. Pellenen, V.D. Buchelnikov, O. Gutfleisch // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2013. – Vol. 331. – P. 33-36.
123. Yano, K. Magnetic moment and Curie temperature for amorphous Fe_{100-x}Gd_x alloys ($18 \leq X \leq 60$) / K. Yano, Y. Akiyama, K. Tokumitsu, E. Kita, H. Ino // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2000. – Vol. 214, № 3. – P. 217-224.
124. Li, G. Electrochemical preparation of nanograin sized Dy-Co-Bi alloy thin films by cyclic electrodeposition and their magnetism / G. Li, J. Chen, L. Chen, P. Liu, G. Liu, Y. Tong // Electrochemical and Solid-State Letters. – 2006. – Vol. 9. – P. 102-106.
125. Apostolov, A. The Bulk Amorphous Alloy Tb₄Co₃-An Example for a System with a Transition to a “Spin-Glass-Like” State / A. Apostolov, H. Hristov, T. Midlag, M. Mikhov, V. Skumriev // Physica Status Solidi (a). – 1982. – Vol. 69. – P. K7.
126. Hermosa, J. Magnetic textures and singularities in ferri/ferromagnetic multilayers / J. Hermosa, A. Hierro-Rodriguez, C. Quirós, L.M. Alvarez-Prado, A.

- Sorrentino, R. Valcárcel, S. Rehbein, E. Pereiro, J.I. Martin, M. Vélez, S. Ferrer // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2021. – Vol. 539. – P. 168384.
127. Vas'kovskiy, V.O. Specific features of the formation of atomic magnetic moments in amorphous films RE-Co (RE = La, Gd, Tb) / V.O. Vas'kovskiy, O.A. Adanakova, K.G. Balymov, N.A. Kulesh, A.V. Svalov, E.A. Stepanova // Physics of the Solid State. – 2015. – Vol. 57. – P. 1142-1147.
 128. Katayama, T. Preparation and some magnetic properties of amorphous rare earth-transition metal films with perpendicular anisotropy for bubble memory / P. Katayama // Microelectronics Journal. – 1981. – Vol. 12. – P. 23-29.
 129. Rajasekhar, P. Anomalous Hall effect studies on Tb-Fe thin films / P. Rajasekhar, K. Deepak Kumar, G. Markandeyulu // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2016. – Vol. 412. – P. 201-206.
 130. Thoburn, W.C. Magnetic Properties of the Gd-La and Gd-Y Alloys / W.C. Thoburn, S. Legvold, F.H. Spedding // Physical Review. – 1958. – Vol. 110. – P. 1298-1301.
 131. Mathews, M. Magnetization reversal mechanism in $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ thin films on NdGaO_3 substrates / M. Mathews, E.P. Houwman, H. Boschker, G. Rijnders, D.H.A. Blank // Journal of Applied Physics. – 2010. – Vol.107. – P. 013904.
 132. Саланский Н.М. Физические свойства и применение тонких плёнок / Н.М. Саланский, М.Ш. Ерухимов. – Новосибирск: Наука, 1975. – С. 229.
 133. Иванов, В.Е. Доменная структура аморфных плёнок гадолиний-кобальт в области температуры перехода от высокоанизотропного к низкоанизотропному состоянию / В.Е. Иванов, А.В. Свалов, Г.С. Кандаурова // Физика металлов и металловедение. – 1989. – Vol. 68. – P. 77-80.
 134. Hasegawa, R. Static bubble domain properties of amorphous Gd-Co films / R. Hasegawa // Journal of Applied Physics. – 1974. – Vol. 45. – P. 3109-3112.

135. Koblishka, R.J. Temperature dependence of the magnetic properties amorphous Co–Gd–Mo thin films / R.J. Koblishka, A. Gangulee, D.E. Cox, C.H. Bajorek // IEEE Transactions on magnetics. – 1977. – Vol. 13(6). – P. 1762-1767.
136. Taylor, R.C. Magnetization and magnetic anisotropy in evaporated GdCo amorphous films / R.C. Taylor, A. Gangulee // Journal of Applied Physics. – 1976. – Vol. 47. – P. 4666-4668.
137. Persson K. Materials Data on Dy (SG:194) by Materials Project. 2016. <https://doi.org/10.17188/1312720>.
138. Kudrevatykh, N.V. Magnetism of rare earth metals and their intermetallic compounds / N.V. Kudrevatykh, A.S. Volegov. – Yekaterinburg: UrFU, 2015. – P. 29.
139. Vas'kovskiy, V.O. Magnetism of Dy–Co system amorphous films / V.O. Vas'kovskiy, O.A. Adanakova, E.V. Kudyukov, E.A. Stepanova, A.S. Rusalina, K.G. Balymov // AIP Conference Proceedings. – 2019. – Vol. 2174. – P. 020161.
140. Hansen, P. 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 // Journal of Applied Physics. – 1989. – Vol. 66(2). – P. 756.
141. Bhatt, R.S. Study of $\text{RE}_x\text{Fe}_{100-x}$ (RE = Tb, Dy, Gd) ferrimagnets for SOT application / R.S. Bhatt, L.X. Ye, Y.C. Luo, T.H. Wu // Journal of Applied Physics. – 2019. – Vol. 125. – P. 113902.
142. Betz, J. Magnetic and magnetostrictive properties of amorphous $\text{Tb}_{(1-x)}\text{Co}_x$ thin films / J. Betz, K. Mackay, D. Givord // JMMM. – 1999. – Vol. 207. – P. 180-187.
143. Svalov, A.V. Thickness dependence of magnetic properties of thin amorphous ferrimagnetic rare earth–transition metal multilayers / A.V. Svalov, O.A. Adanakova, V.O. Vas'kovskiy, K.G. Balymov, A. Larranaga, G.V. Kurlyandskaya // JMMM. – 2018. – Vol. 459. – P. 57-60.

144. Meiklejohn, W.H. New magnetic anisotropy / W.H. Meiklejohn, C.P. Bean // *Physical Review*. – 1956. – Vol. 102. – P. 1413-1414.
145. Meiklejohn, W.H. Exchange anisotropy – a review / W.H. Meiklejohn // *Journal of Applied Physics*. – 1962. – Vol. 33. – P. 1328-1335.
146. Ambrose, T. Dependence of exchange coupling on antiferromagnetic layer thickness in NiFe/CoO bilayers / T. Ambrose, C.L. Chien // *Journal of Applied Physics*. – 1998. – Vol. 83. – P. 6822-6824.
147. Miltenyi, P. Diluted antiferromagnets in exchange bias: proof of the domain state model / P. Miltenyi, M. Gierlings, J. Keller, B. Beschoten, G. Güntherodt, U. Nowak, K. D. Usadel // *Physical Review Letters*. – 2000. – Vol. 84. – P. 4224-4227.
148. Malinowski, G. Magnetic origin of enhanced top exchange biasing in Py/IrMn/Py multilayers / G. Malinowski, M. Hehn, S. Robert, O. Lenoble, A. Schuhl, P. Panissod // *Physical Review B*. – 2003. – Vol. 68. – P. 184404-184408.
149. Dutson, J.D. Bulk and interfacial effects in exchange bias systems / J.D. Dutson, C. Huerrich, G. Vallejo-Fernandez, L.E. Fernandez-Outon, G. Yi, S. Mao, R.W. Chantrell, K. O'Grady // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2007. – Vol. 40. – P. 1293-1299.
150. Morales, R. Role of the antiferromagnetic bulk spin structure on exchange bias / R. Morales, Z.P. Li, J. Olamit, K. Liu, J.M. Alameda, I.K. Schuller // *Physical Review Letters*. – 2009. – Vol. 102. – 097201-4.
151. Svalov, A.V. Exchange bias in FeNi/FeMn/FeNi multilayers / A.V. Svalov, G.V. Kurlyandskaya, V.N. Lepalovskij, P.A. Savin, V.O. Vas'kovskiy // *Superlattice. Microstructure*. – 2015. – Vol. 83. – P. 216-223.
152. Zhan, X.Z. Probing the transfer of the exchange bias effect by polarized neutron reflectometry / X.Z. Zhan, G. Li, J.W. Cai, T. Zhu, J.F.K. Cooper, C.J. Kinane, S. Langridge // *Scientific Reports*. – 2019. – Vol. 9. – P. 6708.
153. Kulkarnia, P.D. Reduction in magnetic exchange bias in CoFe/FeMn/CoFe trilayers due to reduced pinned uncompensated moments in AFM layer / P.D.

- Kulkarnia, P.V. Sreevidya, J. Khan, P. Predeep, H.C. Barshilia, P. Chowdhury // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2019. – Vol. 472. – P. 111-114.
154. Mauri, D. Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate / D. Mauri, H.C. Siegmann, P.S. Bagus, E. Kay // Journal of Applied Physics. – 1987. – Vol. 62. – P. 3047-3049.
155. Stiles, M.D. Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers / M.D. Stiles, R.D. McMichael // Physical Review B. – 1999. – Vol. 59. – P. 3722-3733.
156. Xu, Y. Evidence of bulk antiferromagnet spin rearrangement during ferromagnetic layer reversal in a double exchange bias sandwich / Y. Xu, Q. Ma, J.W. Cai, L. Sun // Physical Review B. – 2011. – Vol. 84. – P. 054453-5.
157. Yang, F.Y. Spiraling spin structure in an exchange-coupled antiferromagnetic layer / F.Y. Yang, C.L. Chien // Physical Review Letters. – 2000. – Vol. 85. – P. 2597-2600.
158. Leung, C.W. Interaction between ferromagnetic/antiferromagnetic systems across a common antiferromagnetic spacer / C.W. Leung, M.G. Blamire // Journal of Applied Physics. – 2003. – Vol. 94. – P. 7373-7375.
159. Leung, C.W. Interaction between exchange-bias systems in $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}/\text{Co}$ trilayers / C.W. Leung, M.G. Blamire // Physical Review B. – 2005. – Vol. 72. – P. 054429-7.
160. Nam, D.N.H. Propagation of exchange bias in $\text{CoFe}/\text{FeMn}/\text{CoFe}$ trilayers / D.N.H. Nam, W. Chen, K.G. West, D.M. Kirkwood, J. Lu, S.A. Wolf // Applied Physics Letters. – 2008. – Vol. 93. – P. 152504-3.
161. Khan, M.Y. Pinned magnetic moments in exchange bias: role of the antiferromagnetic bulk spin structure / M.Y. Khan, C.-B. Wu, W. Kuch // Physical Review B. – 2014. – Vol. 89. – P. 094427-5.
162. Frolov, G.I. Unidirectional anisotropy in ferromagnetic–ferrimagnetic film structures / G.I. Frolov, V.Yu Yakovchuk, V.A. Seredkin, R.S. Iskhakov, S.V. Stolyar, V. V. Polyakov // Technical Physics. – 2005. – Vol. 50. – P. 1605-1610.

163. Cain, W.C. Investigation of the exchange mechanism in NiFe-TbCo bilayers / W.C. Cain, M.H. Kryder // *Journal of Applied Physics*. – 1990. – Vol. 67. – P. 5722-5724.
164. Redon, O. Mechanism of exchange anisotropy and thermal stability of spin valves biased with ultrathin TbCo layers / O. Redon, P.P. Freitas // *Journal of Applied Physics*. – 1998. – Vol. 83. – P. 2851-2856.
165. Yang, D.Z. Positive exchange biasing in GdFe/NiCoO bilayers with antiferromagnetic coupling / D.Z. Yang, J. Du, L. Sun, X.S. Wu, X.X. Zhang, S.M. Zhou // *Physical Review B*. – 2005. – Vol. 71. – P. 144417-144425.
166. Du, J. Angular dependence of positive exchange biasing in bilayers / J. Du, D.Z. Yang, X.J. Bai, X.S. Wu, A. Hu, S.M. Zhou, L. Sun // *Journal of Applied Physics*. – 2006. – Vol. 99. – P. 08C103-13.
167. Gilbert, D.A. Controllable positive exchange bias via redoxdriven oxygen migration / D.A. Gilbert, J. Olamit, R.K. Dumas, B.J. Kirby, A.J. Grutter, B.B. Maranville, E. Arenholz, J.A. Borchers, K. Liu // *Nature Communications*. – 2015. – Vol. 7. – P. 11050-11058.
168. Koplak, O.V. Temperature dependence of the exchange anisotropy of a GdFeCo ferrimagnetic film coupled to the IrMn antiferromagnet / O.V. Koplak, V.S. Gornakov, Yu.P. Kabanov, E.I. Kunitsyna, I.V. Shashkov // *JETP Letters*. – 2019. – Vol. 109. – P. 722-728.
169. Svalov, A.V. Exchange bias features in FeNi/FeMn/Gd-Co films / A.V. Svalov, O.A. Adanakova, A.N. Gorkovenko, V.N. Lepalovskij, E.A. Stepanova, N.V. Selezneva, V.O. Vas'kovskiy // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2020. – Vol. 507. – P. 166839-7.
170. Svalov, A.V. Structure and magnetic properties of FeNi/Ti multilayered films grown by magnetron sputtering / A.V. Svalov, V.O. Vas'kovskiy, A. Larranaga, G.V. Kurlyandskaya // *Solid State Phenomena*. – 2015. – Vol. 233-234. – P. 591-594.

171. Lopez Anton, R. Structural and magnetic properties of Ni_{0.8}Fe_{0.2}/Ti nanoscale multilayers / R. Lopez Anton, J.A. Gonzalez, J.P. Andres, A.V. Svalov, G.V. Kurlyandskaya // *Nanomaterials*. – 2018. – Vol. 8. – P. 780-788.
172. Fisher, M.E. Scaling theory for finite-size effects in the critical region / M.E. Fisher, M.N. Barber // *Physical Review Letters*. – 1972. – Vol. 28. – P. 1516-1519.
173. Katayama, T. Annealing effects on magnetic properties of amorphous GdCo, GdFe, and GdCoMo films / T. Katayama, K. Hasegawa, K. Kawanishi, T. Tsushima // *Journal of Applied Physics*. – 1978. – Vol. 49. – P. 1759-1761.
174. Savin, P.A. Exchange bias in sputtered FeNi/FeMn systems: effect of short low-temperature heat treatments / P.A. Savin, J. Guzmán, V.N. Lepalovskij, A.V. Svalov, G.V. Kurlyandskaya, A. Asenjo, V.O. Vas'kovskiy, M. Vazquez // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2016. – Vol. 402. – P. 49-54.
175. Guo, Z.B. Exchange bias and magnetotransport properties in IrMn/NiFe/FeMn structures / Z.B. Guo, Y.H. Wu, J.J. Qiu, B.Y. Zong, G.C. Han // *Physical Review B*. – 2008. – Vol. 78. – P. 184413-184416.
176. Sankaranarayanan, V.K. Exchange bias in NiFe/FeMn/NiFe trilayers / V.K. Sankaranarayanan, S.M. Yoon, D.Y. Kim, C.O. Kim, C.G. Kim // *Journal of Applied Physics*. – 2004. – Vol. 96. – P. 7428-7434.
177. Vas'kovskiy, V.O. Spin reorientation in non-uniform ferrimagnetic Gd-Co films / V.O. Vas'kovskiy, G.S. Kandaurova, Ye.G. Gerasimov, V.Kh. Osadchenko, A.V. Svalov, Ye.M. Pampura // *Physics of Metals and Metallography*. – 1991. – Vol. 71. – P. 82-88.
178. Cullity, B.D. *Introduction to Magnetic Materials* / B.D. Cullity. – Reading: Addison-Wesley, MA, 1972.
179. Morales, R. Exchange-bias phenomenon: the role of the ferromagnetic spin structure / R. Morales, A.C. Basaran, J.E. Villegas, D. Navas, N. Soriano, B. Mora, C. Redondo, X. Batlle, I.K. Schuller // *Physical Review Letters*. – 2015. – Vol. 114. – P. 097202-5.

180. Vas'kovskiy, V.O. Magnetoresistive Fe₁₉Ni₈₁/Tb-Co medium with an internal magnetic bias / V.O. Vas'kovskiy, K.G. Balymov, A.A. Yuvchenko, A.V. Svalov, A.N. Sorokin, N.A. Kulesh // *Technical Physics*. – 2011. – Vol. 56. – P. 981-985.
181. Shanova, E.I. Influence of surface roughness and deposition order on exchange bias in bilayer structures NiFe/IrMn / E.I. Shanova, I.O. Dzhun, N.G. Chechenin // *EPJ Web of Conferences*. – 2014. – Vol. 75. – P. 05010.
182. Nogues, J. Exchange Bias / J. Nogues, I.K. Schuller // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1999. – Vol. 192. – P. 203-232.
183. Vas'kovskiy, V.O. Magnetic Anisotropy of Tb-Co Amorphous Films / V.O. Vas'kovskiy, K.G. Balymov, A.V. Svalov, N.A. Kulesh, E.A. Stepanova, A.N. Sorokin // *Physics of the Solid State*. – 2011. – Vol. 53. – P. 2275-2283.
184. Tashiro, T.Y. Structural and magnetic properties of FeNi thin films fabricated on amorphous substrates / T.Y. Tashiro, M. Mizuguchi, T. Kojima, T. Koganezawa, M. Kotsugi, T. Ohtsuki, K. Takanashi // *Journal of Applied Physics*. – 2015. – Vol. 117. – P. 17E309.
185. Kulesh, N. Magnetic and magnetoresistive properties of Fe₁₀Ni₉₀/Tb–Co films with modified interlayer interface / N. Kulesh, K. Balymov, O. Adanakova, E. Kudukov, V. Vas'kovskiy, A. Sorokin // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2016. – Vol. 415. – P. 57-60.
186. Newacheck, S. On the magnetoelectric performance of multiferroic particulate composite materials / S. Newacheck, A. Singh, G. Youssef // *Smart Materials and Structures*. – 2022. – Vol. 31. – P. 015022.
187. Bai, G. External stress enhanced magnetoelectric coupling in multiferroic heterostructures / *Journal of Applied Physics*. – 2012. – Vol. 112. – P. 114121.
188. Xie, Y. Structural, electronic and magnetic properties of hcp Fe, Co and Ni nanowires encapsulated in zigzag carbon nanotubes / Y. Xie, J.M. Zhang, Y.P. Huo // *The European Physical Journal B*. – 2011. – V. 81. – P. 459-465.

189. Geng, K.W. Hexagonal iron formation in Fe/Ru multilayers and its magnetic properties / K.W. Geng, T. He, G.H. Yang, F. Pan // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2004. – V. 284. – P. 26-34.
190. Ichitsubo, T. Formation of columnar-shaped structure of Fe in Fe-Cr-Sn thin films and its shape-magnetic anisotropy / T. Ichitsubo, T. Uchihara, E. Matsubara, S. Tsukimoto, Y. Tamada, T. Ono // Japanese Journal of Applied Physics. – 2011. – Vol. 50. – P. 013004.
191. Фролов, Г.И. Физические свойства и применение магнитопленочных нанокмползитов / Г. И. Фролов, В. С. Жигалов; Ответственный редактор академик В. Ф. Шабанов. – Издательство Сибирского отделения Российской академии наук, 2006. – С. 44-55.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА

Публикации в рецензируемых изданиях, включённых в перечень ВАК и индексируемых в базах данных Web of Science и Scopus

1. Svalov, A.V. Exchange bias in FeNi/FeMn/Gd–Co trilayers: The role of the magnetic prehistory / A.V. Svalov, E.V. Kudyukov, V.N. Lepalovskij, A.N. Gorkovenko, E.A. Stepanova, A. Larrañaga, G.V. Kurlyandskaya, V.O. Vas'kovskiy // *Current Applied Physics*. – 2021. – Vol. 23. – P. 68-75.
2. Vas'kovskiy, V.O. Experimental Study and Modeling of the Magnetic Properties of Dy-Co Films / V.O. Vas'kovskiy, E.V. Kudyukov, E.A. Stepanova, E.A. Kravtsov, O.A. Adanakova, A.S. Rusalina, K.G. Balymov, A.V. Svalov // *Physics of Metals and Metallography*. – 2021. – Vol. 122(5). – P. 478-484.
3. Adanakova, O.A. Influence of Ti spacer on interlayer exchange coupling in Fe₁₀Ni₉₀/(R-Co) (R = Gd, Dy) film structures / O.A. Adanakova, E.V. Kudyukov, A.S. Rusalina, K.G. Balymov, V.O. Vas'kovskiy // *AIP Conference Proceedings*. – 2020. – V.2313. – P. 030066.
4. Kudyukov, E.V. Tensomagnetoresistive Effect in Permalloy-Based Film Composites / E.V. Kudyukov, A.A. Feshchenko, N.A. Kulesh, V.N. Lepalovskij, K.G. Balymov, V.O. Vas'kovskiy // *Physics of Metals and Metallography*. – 2021. – V. 122. – P. 749-754.
5. Makarochkin, I.A. Features of the sperimagnetic structure of TbCo-based multilayers / I.A. Makarochkin, E.V. Kudyukov, E.A. Stepanova, G.V. Kurlyandskaya, V.O. Vas'kovskiy, A.V. Svalov // *AIP Conference Proceedings*. – 2020. – Vol. 2313. – P. 030057.
6. Balymov, K.G. Magnetism of amorphous Dy-Tb-Co-type films / K.G. Balymov, E.V. Kudyukov, V.O. Vas'kovskiy, O.A. Adanakova, N.A. Kulesh, E.A. Stepanova // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2019. – Vol. 1389. – P. 012014.

7. Vas'kovskiy, V.O. Magnetism of Dy-Co system amorphous films / V.O. Vas'kovskiy, O.A. Adanakova, E.V. Kudyukov, E.A. Stepanova, A.S. Rusalina, K.G. Balymov // AIP Conference Proceedings. – 2019. – Vol. 2174. – P. 020161.
8. Vas'kovskiy, V.O. Spontaneous Spin Reorientation in Gd–Co Amorphous Films / V.O. Vas'kovskiy, A.N. Gor'kovenko, O.A. Adanakova, A.V. Svalov, N.A. Kulesh, E.A. Stepanova, E.V. Kudyukov, V.N. Lepalovskij // Physics of Metals and Metallography. – 2019. – Vol. 120. – P. 1055-1062.
9. Balymov, K.G. Effect of Selective Thermomagnetic Treatment on Unidirectional Magnetic Anisotropy in FeNi/TbCo Films / K.G. Balymov, N.A. Kulesh, A.S. Bolyachkin, A.P. Turygin, V.O. Vas'kovskiy, O.A. Adanakova, E.V. Kudyukov // Physics of Metals and Metallography. – 2018. – Vol. 119. – P. 923-926.

Другие публикации в рецензируемых изданиях:

1. Kudyukov, E.V. Phase composition, crystalline structure and piezoelectric properties of thin films of polyvinylidene fluoride obtained by the spin-coating method / E.V. Kudyukov, T.V. Terziyan, I.D. Antonov, K.G. Balymov, A.P. Safronov, V.O. Vas'kovskiy // Progress in Organic Coatings. – 2020. – Vol. 147. – P. 105857.
2. Svalov, A. Magnetic and magnetocaloric properties of Gd melt-spun ribbons / A. Svalov, S. Andreev, A. Arkhipov, E. Kudyukov, D. Neznakhin, A. Larrañaga, G. Kurlyandskaya // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – Vol. 1389. – P. 012100.
3. Kudyukov, E.V. Magnetic anisotropy and magnetoelastic properties of Fe₁₀Ni₉₀ films / E.V. Kudyukov, K.G. Balymov, V.O. Vas'kovskiy // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – Vol. 1389. – P. 012017.
4. Svalov, A. Magnetocaloric effect in TbCo-based multilayers / A. Svalov, I. Makarochkin, E. Kudyukov, E. Stepanova, V. Vas'kovskiy, A. Larrañaga, G. Kurlyandskaya // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – Vol. 1389. – P. 012101.

5. Savin, P.A. Negative anisotropy in Fe₁₀Ni₉₀ films / P.A. Savin, O.A. Adanakova, V.N. Lepalovskij, E.V. Kudyukov, K.V. Polozov, V.O. Vas'kovskiy // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – Vol. 1389. – P. 012122.
6. Moskalev, M.E. Tuning of Exchange-Biased Ni-Mn/Fe-Ni Films with High Blocking Temperatures / M.E. Moskalev, E.V. Kudyukov, V.N. Lepalovskij, V.O. Vas'kovskiy // IEEE Magnetism Letters. – 2019. – Vol. 10. – P. 6106705.
7. Kudyukov, E.V. Synthesis and investigation of functional layers for composite multiferroics / E.V. Kudyukov, K.G. Balymov, I.D. Antonov, T.V. Terziyan, V.O. Vas'kovskiy // AIP Conference Proceedings. – 2018. – Vol. 2015. – P. 020050.
8. Kudyukov, E.V. Micromagnetic modeling of tensomagnetoresistance effect in films with unidirectional anisotropy / E.V. Kudyukov, A.S. Bolyachkin, K.G. Balymov, V.O. Vas'kovskiy // AIP Conference Proceedings. – 2017. – Vol. 1886. – P. 020014.
9. Kulesh, N.A. Simulation and optimization of silicon-on-sapphire pressure sensor / N.A. Kulesh, E.V. Kudyukov, K.G. Balymov, A.A. Beloyshov // AIP Conference Proceedings. – 2017. – Vol. 1886. – P. 020013.
10. Balymov, K.G. Using magnetoresistive films with unidirectional anisotropy to register elastic deformations / K.G. Balymov, E.V. Kudyukov, V.N. Lepalovskij, N.A. Kulesh, V.O. Vas'kovskiy // Russian Journal of Nondestructive Testing. – 2017. – Vol. 53. – P. 514-519.
11. Balymov, K.G. Elastomagnetoresistive Properties of Films of 3d-Metals Alloys / K.G. Balymov, E.V. Kudyukov, N.A. Kulesh, V.N. Lepalovskij, V.O. Vas'kovskiy // KnE Materials Science. – 2016. – Vol. 2016. – P. 11-16.
12. Kulesh, N. Magnetic and magnetoresistive properties of Fe₁₀Ni₉₀/Tb-Co films with modified interlayer interface / N. Kulesh, K. Balymov, O. Adanakova, E. Kudyukov, V. Vas'kovskiy, A. Sorokin // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2016. – Vol. 415. – P. 57-60.
13. Балымов, К.Г. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГИСТЕРЕЗИСНЫХ И МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК Tb-Co/Fe₂₀Ni₈₀ С ПРОСЛОЙКОЙ КОБАЛЬТА / К.Г. Балымов, Е.В. Кудюков, Н.А. Кулеш, О.А.

Аданакова, В.О. Васьковский // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2015. – Том 58. – С. 142-146.

14. Svalov, A.V. Changes in the Magnetic Structure upon Varying the Magnetic Layer Thickness in [Tb–Co/Si]_n Films / A.V. Svalov, I.A. Makarochkin, E.V. Kudyukov, E.A. Stepanova, V.O. Vas'kovskiy, A. Larrañaga, G.V. Kurlyandskaya // Physics of Metals and Metallography. – 2021. – Vol. 122. – P. 115-120.
15. Svalov, A.V. Thickness Dependence of Magnetic Properties of Tb–Co/Ti and Tb–Co/Si Multilayers / A.V. Svalov, E.V. Kudyukov, K.G. Balymov, E.A. Stepanova, V.O. Vas'kovskiy, A. Larrañaga, G.V. Kurlyandskaya // Physics of Metals and Metallography. – 2019. – Vol. 120. – P. 1260-1265.

Тезисы конференций по теме диссертации:

1. Adanakova, O.A. INFLUENCE OF TI SPACER ON THE INTERLAYER EXCHANGE COUPLING IN (Dy-Co)/(Fe-Ni) FILM STRUCTURES / O.A. Adanakova, E.V. Kudyukov, A.S. Rusalina, K.G. Balymov, V.O. Vas'kovskiy // Конференция ФТИ-2020: тез. докл. междунар. конф. – Екатеринбург, 2020. – С. 306-307.
2. Kudyukov, E.V. EFFECT OF ANNEALING ON STRESS-MAGNETORESISTANCE PROPERTIES OF FILMS WITH UNIDIRECTIONAL ANISOTROPY / E.V. Kudyukov, K.G. Balymov, V.O. Vas'kovskiy // Конференция ФТИ-2019: тез. докл. междунар. конф. Екатеринбург, 2019. – С. 125-126.
3. Adanakova, O.A. MAGNETISM OF Dy - Co SYSTEM AMORPHOUS FILMS / O.A. Adanakova, E.V. Kudyukov, K.G. Balymov, E.A. Stepanova, A.S. Rusalina, V.O. Vas'kovskiy // Конференция ФТИ-2020: тез. докл. междунар. конф. – Екатеринбург, 2020. – С. 306-307.
4. Kudyukov, E.V. MICROMAGNETIC MODELING OF TENSOMAGNETORESISTANCE EFFECT IN FILMS WITH UNIDIRECTIONAL ANISOTROPY / E.V. Kudyukov, A.S. Bolyachkin, K.G. Balymov, V.O. Vas'kovskiy

- // Конференция ФТИ-2018: тез. докл. междунар. конф. – Екатеринбург, 2018. – С. 237-238.
5. Кудюков, Е.В. Индикация упругих напряжений в магниторезистивной среде с однонаправленной анизотропией / Е.В. Кудюков, К.Г. Балымов, В.О. Васьковский // Всероссийская научная конференция студентов физиков и молодых ученых (ВНКСФ-22): Сборник тезисов. – Ростов-на-Дону, 2016. – С. 249-250.
6. Kudyukov, E.V. INFLUENCE OF MODIFICATION OF THE INTERLAYER INTERFACE ON FUNCTIONAL PROPERTIES OF FILMS WITH UNIDIRECTIONAL ANISOTROPY / E.V. Kudyukov, K.G. Balymov, N.A. Kulesh, O.A. Adanakova, V.O. Vas'kovskiy // BICMM-2018 Magnetic Materials. New Technologies: Abstract book. – Иркутск, 2018. – С. 120-121.

БЛАГОДАРНОСТИ

Я выражаю искреннюю благодарность и глубокое уважение своему научному руководителю профессору, д.ф.-м.н. Васьковскому Владимиру Олеговичу за предложенную тематику научной работы, за проявленный профессионализм в научном руководстве, за предоставленную возможность роста профессиональных и личностных качеств и за всестороннюю поддержку на протяжении всего моего периода обучения и работы в УрФУ.

Я выражаю крайнюю признательность и благодарность к.ф.-м.н. Балымову Константину Геннадьевичу за существенный вклад при планировании и реализации экспериментальной работы, за всестороннюю помощь и за наставничество в освоение широкого ряда измерительных методик и методики получения пленочных структур.

Я выражаю благодарность д.ф.-м.н. Свалову Андрею Владимировичу за значительную помощь при планировании эксперимента и обсуждении результатов экспериментов.

Я также признателен сотрудникам Отдела магнетизма твердых тел и Кафедры магнетизма и магнитных наноматериалов УрФУ, м.н.с. Фещенко А.А. за помощь в проведении экспериментальной работы, к.ф.-м.н., с.н.с. Лепаловскому Владимиру Николаевичу за получение объектов исследования, заведующей сектором Степановой Елене Александровне и м.н.с. Мальцевой Виктории Евгеньевне за проведение магнитных измерений, к.ф.-м.н. Семкину Михаилу Александровичу за помощь в интерпретации рентгеноструктурных данных.

Я выражаю благодарность главному научному сотруднику Института физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, д.ф.-м.н. Евгению Алексеевичу Кравцову за проведение исследований методом рентгеновской дифракции.

Я благодарю свою семью и друзей за оказанную поддержку.