

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО
ОБРАЗОВАНИЯ

«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени
М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА МАГНЕТИЗМА

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

**«Механизмы магнитных фазовых переходов в сплавах на
основе FeRh»**

Работу выполнил:

Студент 219м группы

Комлев Алексей Степанович

Научный руководитель:

д.ф.-м.н., профессор

Перов Николай Сергеевич

Зав. кафедрой магнетизма

д.ф.-м.н., профессор Перов Н.С.

Москва

2022

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	3
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.....	7
1.1 Практическое применение магнитокалорических материалов	7
1.2 Разнообразие магнитокалорических материалов	9
1.3 Общие сведения о сплаве FeRh	11
ГЛАВА 2. МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ И ИССЛЕДУЕМЫЙ ОБРАЗЕЦ	17
2.1 Синтез образца	17
2.2 Структурная характеристика	18
2.3 Характеризация магнитных свойств	19
2.3.1 Вибрационная магнитометрия	19
2.3.2 Магнитно-силовая микроскопия.....	21
2.3.3 Керр микроскопия	22
2.3.4 TFORC анализ.....	23
ГЛАВА 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ.....	26
3.1 Структурные данные	26
3.2 Магнитометрия	27
3.2.1 Температурные зависимости намагниченности.....	27
3.2.2 Релаксационные зависимости намагниченности	29
3.2.3 Полевые зависимости намагниченности	35
3.2.4 Температурная магнитно-силовая микроскопия.....	39
3.2.5 Керр микроскопия	40
3.2.6 TFORC анализ.....	42
ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ.....	44
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	45

ВВЕДЕНИЕ

Материалы, обладающие магнитным фазовым переходом первого рода, демонстрируют аномальное изменение калорических, магнитных и структурных свойств вблизи температуры перехода. Температуру, при которой наблюдается резкое изменение физических свойств, можно изменять путем вариации элементного состава, стехиометрии кристаллической решетки, внешних напряжений, внешнего магнитного или электрического поля. Поэтому такие материалы, которые можно назвать функциональными, являются **практически значимыми** в области энергетики (как элементы для твердотельных охладительных систем, термомагнитных генераторов), сенсорики (датчики температуры, давления), микроэлектроники (элементы жестких дисков в технологии HAMR - heat-assisted magnetic recording) и медицины (адресная доставка лекарств, гипертермия, гипотермия).

На данный момент практическое использование магнитокалорических материалов в устройствах затруднительно. Основной проблемой является дороговизна нужных компонентов. Например, в качестве источника магнитного поля требуется использование постоянных магнитов NdFeB, которые способны обеспечить величину внешнего магнитного поля до 2 Тл. Одним из подходов к решению данной проблемы является поиск новых магнитокалорических материалов, которые обладали бы необходимыми для практических применений калорическими свойствами в полях до 1 Тл при комнатной температуре.

На данный момент невозможно предсказать элементный состав материала, который обладал бы заявленными физическими свойствами. Поэтому поиск новых материалов осуществляется на интуитивном уровне. Одной из причин, по которой расчет магнитных свойств магнитокалорических материалов затруднителен является отсутствие четкого понимания механизмов, которые ответственны за возникновение нового магнитного

порядка. До сих пор достоверно неизвестно какой из процессов является первичным в момент фазового перехода: изменение магнитного порядка или параметров кристаллической структуры. Следовательно, исследование физических свойств магнитокалорических материалов является **актуальной** задачей и для фундаментальной физики.

Наибольший магнитокалорический эффект в поле до 2 Тл при комнатной температуре был обнаружен на физическом факультете группой Сергея Александровича Никитина в 1990 году в сплаве $\text{Fe}_{49}\text{Rh}_{51}$. Данное соединение является бинарным, а поэтому каждую из подрешеток достаточно просто можно модельно описать. С фундаментальной точки зрения сплав FeRh является наиболее интересным модельным объектом для исследований с целью установления основных механизмов возникновения фазового перехода.

С другой стороны, особый интерес представляют динамические процессы, которые присутствуют в момент фазового перехода. Именно детальное исследование процессов зарождения и роста фазы может стать новым ключом к пониманию механизмов ответственных за эволюцию фазового перехода в магнитокалорических материалов.

Таким образом, **цель** данной работы – исследование динамических свойств соединений на основе железа-родия, определение основных особенностей роста в них ферромагнитной фазы.

Новизна представленной работы заключается в детальном исследовании эффекта длительных релаксаций намагниченности в тонкопленочном образце FeRh . Впервые были установлены особенности зарождения и роста ферромагнитной фазы в этом объекте. Во многом это стало возможно благодаря разработанной методике измерения релаксационных кривых. Также научной новизной обладает предложенная модель динамического поведения магнитного фазового перехода первого рода в

тонкой пленке. Представленные в диссертации результаты имеют **практическую значимость** для технологии НАМР.

Достоверность результатов определяется воспроизводимостью результатов при многократных экспериментах, проведенных на современном оборудовании, и непротиворечивостью с уже опубликованными данными других авторов.

Личный вклад автора состоит в

- формулировке цели исследований;
- составлении обзора научных работ на исследуемую тему;
- обнаружении эффекта длительной релаксации намагниченности;
- разработке методик и протоколов измерений (температурной, полевой, релаксационной зависимости намагниченности, TFORC-анализа, МСМ и Керр измерений);
- проведении измерений при помощи вибрационной магнитометрии;
- обработке результатов электронной, зондовой, Керр микроскопии;
- адаптации моделей Колмогорова и Бина-Родбелла для теоретического описания процессов роста ферромагнитной фазы;
- участии в обсуждении и интерпретации результатов;
- написании текста статьи в журнале;
- написании текста методического пособия с методическими и практическими советами для TFORC анализа;
- представлении результатов работы на российских и международных конференциях и их обсуждение.

Апробация работы:

Основные результаты диссертационной работы были представлены в виде устных докладов на следующих российских и международных конференциях:

- 63-я Всероссийская научная конференция МФТИ, МФТИ, Россия, 2020 “Особенности фазового перехода в тонких пленках FeRh” (Лучший устный доклад);
- Workshop on i-Caloric Effects, Бразилия (online), 2021 “Phase transitions in FeRh systems” (Приглашенный доклад);
- Ломоносов 2021, МГУ, Россия, 2021 “Влияние геометрии FeRh систем на эволюцию фазового перехода” (Лучший устный доклад);
- 22 Международная научная конференция “Новое в магнетизме и магнитных материалах”, Россия (Online), 2021 “Релаксация намагниченности FeRh сплавов вблизи фазового перехода”;
- Фундаментальная математика и ее приложения в естествознании, Уфа, Россия (online), 2021 “Моделирование методом молекулярной динамики магнитного фазового перехода в сплаве FeRh”;
- Young researchers in magnetism 2021, Испания (online), 2021 “The collective effects of the FeRh ferromagnetic phase growth during a metamagnetic phase transition”
- Ломоносов 2022, МГУ, Россия, 2022 “Механизмы роста ферромагнитной фазы в соединениях FeRh”;

В СМИ:

- “Исследование физиков МГУ приблизит создание нового поколения жёстких дисков” – Новостной портал МГУ (2 июня 2021)
- “Физики из МГУ разгадали причины изменения аномальных свойств новых функциональных материалов”- Новостной портал МГУ (28 декабря 2021)

По материалам диссертации **опубликована** одна статья в высокорейтинговом журнале Journal of Alloys and Compounds (IF=5.316, Q1) и одно методическое пособие.

ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1 Практическое применение магнитокалорических материалов

Существуют материалы, в которых происходит смена магнитного порядка, сопровождаемая изменением параметров кристаллической решетки. Наличие одновременного преобразования магнитной и кристаллической структуры позволяет достичь наибольшей вариации энтропии в процессе фазового перехода. Эволюция энтропии спиновой или решеточной подсистемы при адиабатическом процессе сопровождается передачей тепла, что и используется для устройств твердотельного охлаждения. Поэтому, материалы с магнитным фазовым переходом первого рода являются более перспективными для практических применений по сравнению с соединениями, обладающими магнитным фазовым переходом второго рода. Тем не менее соединения на основе гадолиния, с фазовым переходом второго рода, демонстрируют конкурентоспособные калорические свойства.

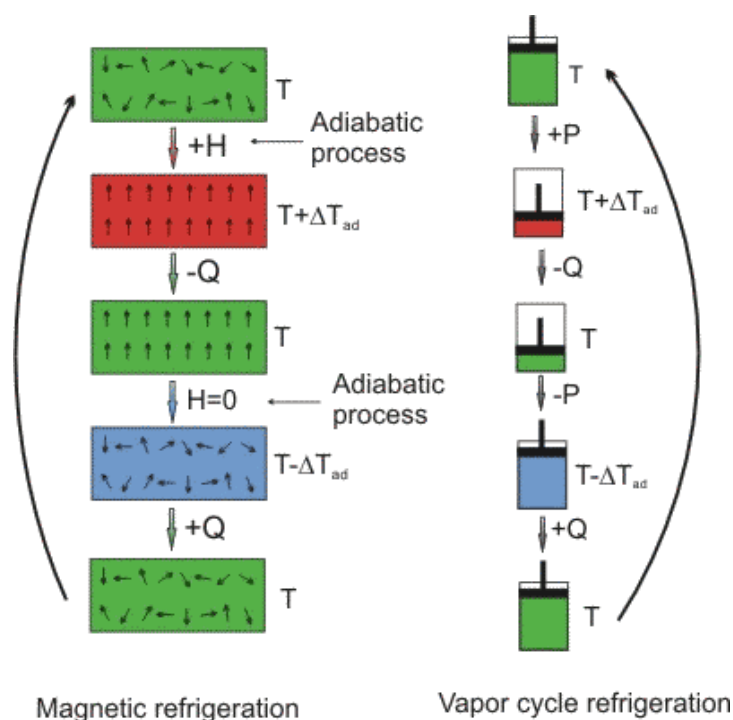


Рисунок 1 Схематичное изображение циклического процесса магнитокалорического охлаждения (слева). Аналогичный процесс охлаждения используемый в газопо-паровых охлаждающих устройствах (справа). [1]

Исторически так сложилось, что подобные материалы называют магнитокалорическими в силу перспективы их использования в твердотельных системах охлаждения [2].

Принцип работы любого магнитокалорического холодильника основан на циклическом адиабатическом размагничивании магнитокалорического материала (Рисунок 1). Данный процесс состоит из нескольких этапов. Сначала, в результате адиабатического намагничивания материала увеличивается его температура. Это связано с тем, что энтропия фононной подсистемы увеличивается в силу уменьшения энтропии магнитной подсистемы, а их сумма остается постоянной. На втором этапе от материала отводится тепло, и он охлаждается до первоначальной температуры. После этого внешнее магнитное поле резко уменьшается до нуля, что приводит к размагничиванию образца и уменьшению его температуры. Затем образец нагревается за счет отбора тепла у охлаждаемого тела и процесс повторяется заново. Такая система охлаждения является более энергоэффективной, экологичной и долговечной по сравнению с используемой газовой-паровой технологией охлаждения.

Помимо перспективы использования магнитокалорических материалов в криогенике есть потенциальная возможность применения данных соединений в термомагнитных генераторах. Согласно последним исследованиям [3], термомагнитные генераторы способны составить конкуренцию термоэлектрическим материалам за счет использования постоянных магнитов на основе ферритов. Наиболее сложной технической проблемой является циклическое изменение температуры магнитокалорического материала, частота которого напрямую влияет на вырабатываемую мощность. Коэффициент полезного действия таких генераторов составляет 1-2%. Тем не менее долговечность работы таких устройств способна, в теории, обеспечить окупаемость производства термомагнитных генераторов.

Тонкопленочные системы на основе магнитокалорических материалов являются многообещающими элементами жестких дисков с технологией HAMR [4,5]. Наличие дополнительного слоя магнитокалорического материала на подложке жесткого диска, в теории, способно обеспечить охлаждение бита информации после нагрева лазером за счет включения магнитного поля при перемагничивании бита. Соединение FeRh является лучшим кандидатом для этой роли [6–8]. Во-первых, оно обладает наибольшим магнитокалорическим эффектом вблизи комнатной температуры в поле до 2 Тл [9,10]. Во-вторых, параметр кристаллической решетки FeRh близок к параметру кристаллической решетки сплава FePt, который зачастую используется в качестве напыляемого на подложки дисков материала [7,11].

Также стоит отметить, что существует ряд работ, в которых предлагается использовать тепловые свойства магнитокалорических материалов в медицине для адресной доставки лекарств [12*,13*], гипертермии [12*,14*,15] и гипотермии [12*]. Однако, несмотря на все достоинства данного класса материалов, вопрос об их биосовместимости остается открытым, что препятствует практическому использованию.

1.2 Разнообразие магнитокалорических материалов

К наиболее исследуемым магнитокалорическим материалам относятся системы на основе: La-Fe-Si, Ni-Mn-In, Ni-Mn-Ga, Fe-Rh, Mn-Fe-P, Gd-Si/Ge. Повышенный интерес к ним в первую очередь вызван аномально высоким значением магнитокалорического эффекта вблизи комнатных температур. Сравнение величины магнитокалорического эффекта для перечисленных соединений в поле 2Тл и 1Тл представлено на Рисунок 2 а и б, соответственно [9]. Помимо этого, данный рисунок демонстрирует экономическую целесообразность использования перечисленных материалов, как элементов для твердотельных охлаждающих устройств. Зеленым цветом отмечены наиболее дешевые материалы, отдельные химические элементы которых

добываются в различных странах. Красным цветом отмечены наиболее дорогостоящие сплавы, на отдельные химические элементы которых у некоторых стран может быть монополия. По оценке авторов [9], наиболее доступным и дешевым является сплав La-Fe-Si. Бинарный сплав FeRh никогда не станет кандидатом на использование в качестве элемента для магнитокалорического холодильника или термомагнитного генератора в силу высочайшей стоимости родия (~1000\$ за грамм).

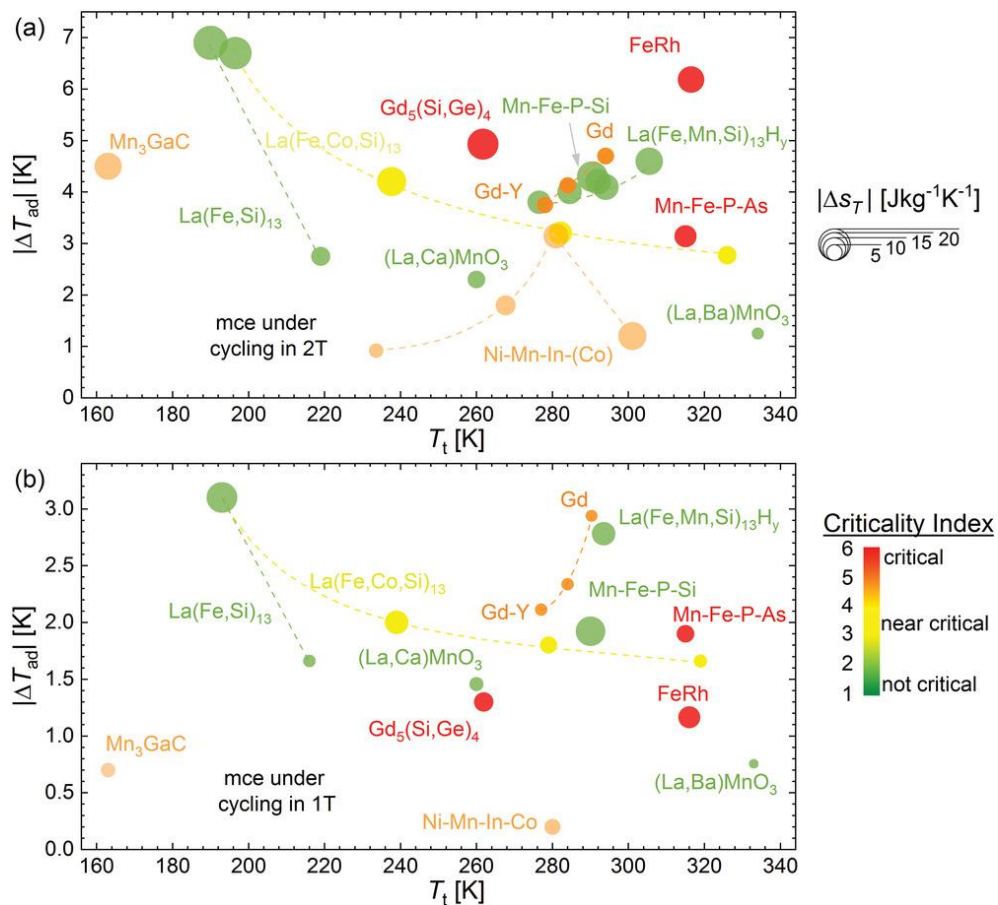


Рисунок 2 – Диаграмма изменения температуры магнитокалорического соединения при адиабатическом включении внешнего магнитного поля а) 2Тл и б) 1Тл. Цвет соединения коррелирует с критическим индексом экономической целесообразности промышленного использования данного сплава для магнитокалорического охлаждения. [9]

Однако, с точки зрения фундаментальных исследований механизмов магнитного фазового перехода первого рода, соединение FeRh является наиболее интересным. Данный выбор обоснован теми фактами, что данный сплав обладает рекордным магнитокалорическим эффектом вблизи комнатной

температуры в поле 2 Тл, симметрия его кристаллической решетки не изменяется при фазовом переходе, кристалл состоит из атомов всего двух различных типов. Перечисленные достоинства позволяют наиболее достоверно интерпретировать полученные экспериментальные результаты.

1.3 Общие сведения о сплаве FeRh

Впервые бинарные сплавы на основе FeRh были исследованы Фаллотом в 1938 году [16]. Неизменный интерес научного сообщества к изучению семейства этих сплавов обусловлен наличием огромных аномалий в магнитотермических [9,10,17,18], магнитотранспортных (Рисунок 4b) [19–23] и магнитострикционных (Рисунок 4c) [24–26] эффектах вблизи фазового перехода первого рода из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние, наблюдаемое вблизи комнатной температуры. Даже совсем недавно, в 2022 году группа японских ученых [27] показала, что коэффициент Томпсона в эффекте его имени в FeRh превысил почти на порядок (-906 мкВ/К) рекордное значение, которое было найдено ранее в Bi_2Te_3 (150 мкВ/К). Данное событие лишний раз подтверждает, что магнитный фазовый переход первого рода до сих пор не до конца изучен и таит в себе множество практически значимых открытий.

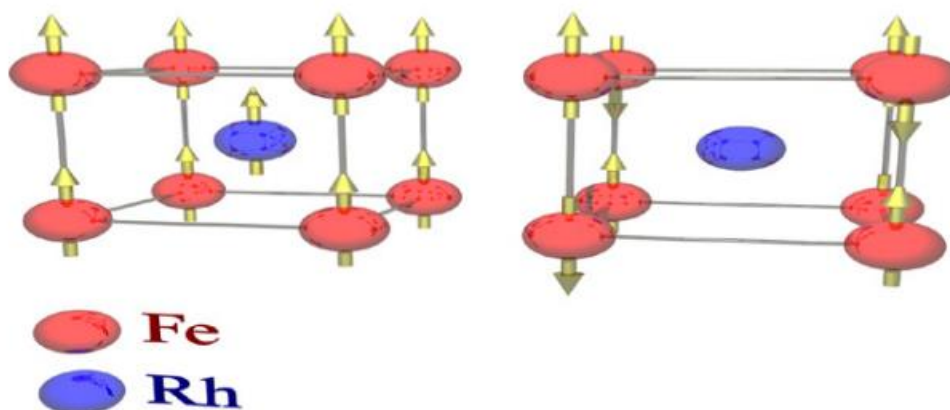


Рисунок 3 Схематический вид кристаллической решетки сплава FeRh в ферромагнитном (рисунки слева) и антиферромагнитном (рисунки справа) состояниях. Стрелочки указывают на величину и направление магнитного момента на атомах железа и родия [28]

Бинарный сплав FeRh обладает объёмно-центрированной упорядоченной кристаллической решеткой (типа B2 или CsCl). В низкотемпературной области кристалл находится в антиферромагнитном состоянии (коллинеарное упорядочение) Рисунок 3, причем магнитным моментом в этом состоянии обладают только атомы железа [29,30].

При нагреве сплава до температур чуть выше комнатной 320-420К (точная температура фазового перехода определяется стехиометрией сплава и

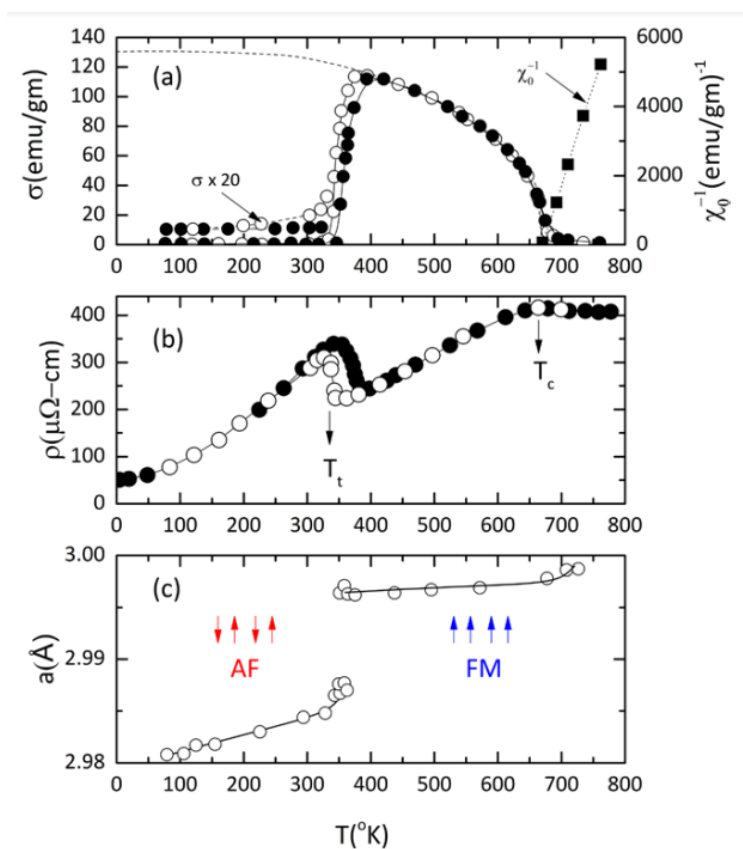


Рисунок 4 - Температурные зависимости а) намагниченности и восприимчивости б) удельного сопротивления, в) параметра кристаллической решетки для сплава Fe₄₉Rh₅₁ [28]

внешними условиями) происходит переход в ферромагнитное состояние. Переход в ферромагнитное состояние сопровождается возникновением магнитного момента на атоме родия (порядка 1 магнетона Бора), увеличением параметра кристаллической решетки (объемное увеличение – 1 % Рисунок 4 с) [31].

Стоит отметить, что лишь небольшая вариация элементного состава вблизи эквиатомного способна

обеспечить наличие перехода из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние Рисунок 5 [32]. Процентное содержание атомов железа менее 47% приводит отсутствию антиферромагнитного упорядочения во всем интервале температур, однако кристаллическая решетка остается объёмно-центрированной (альфа-фаза). Увеличение процентного содержания железа

выше 51% приводит к формированию гранцентрированной фазы, которая является парамагнитной. Доказательства отсутствия ферромагнитного упорядочения в гранцентрированной (гамма) фазе было продемонстрировано автором с коллегами в [33*]. Наиболее значительными факторами, которые могут

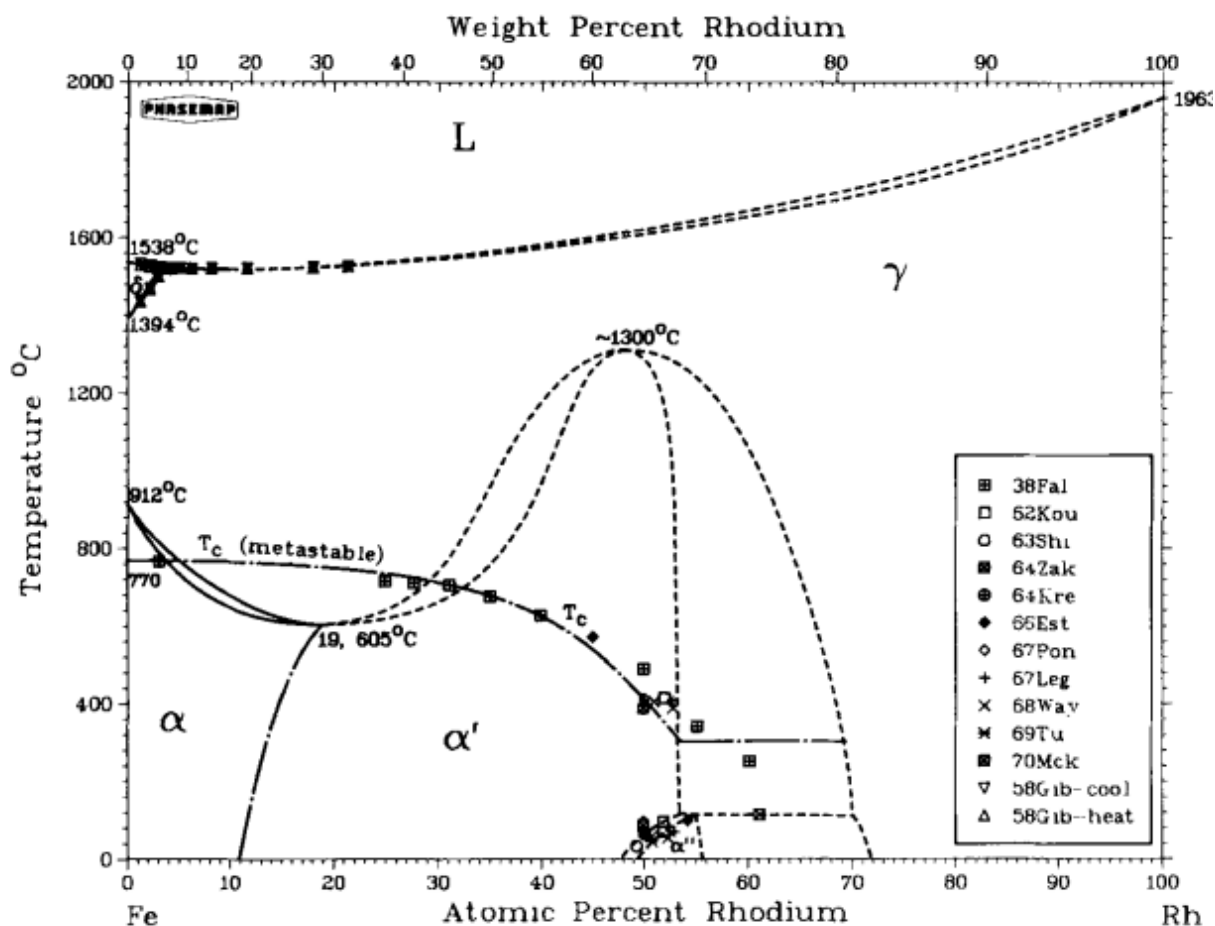


Рисунок 5 - Фазовая диаграмма для класса соединений FeRh [32]

изменить температуру фазового перехода являются: элементный состав бинарного соединения [34], наличие и процентное содержание примесных атомов [24,35,36], внешние механические напряжения [37–40]. Также стоит отметить, что механизмы фазового перехода для этого соединения в объемных сплавах и тонкопленочных системах значительно отличаются из-за наличия размерных эффектов и влияния механических напряжений, создаваемые

подложкой [41–43]. Исследования магнитных и структурных свойств пленок железа-родия различной толщины представлены в [44,45].

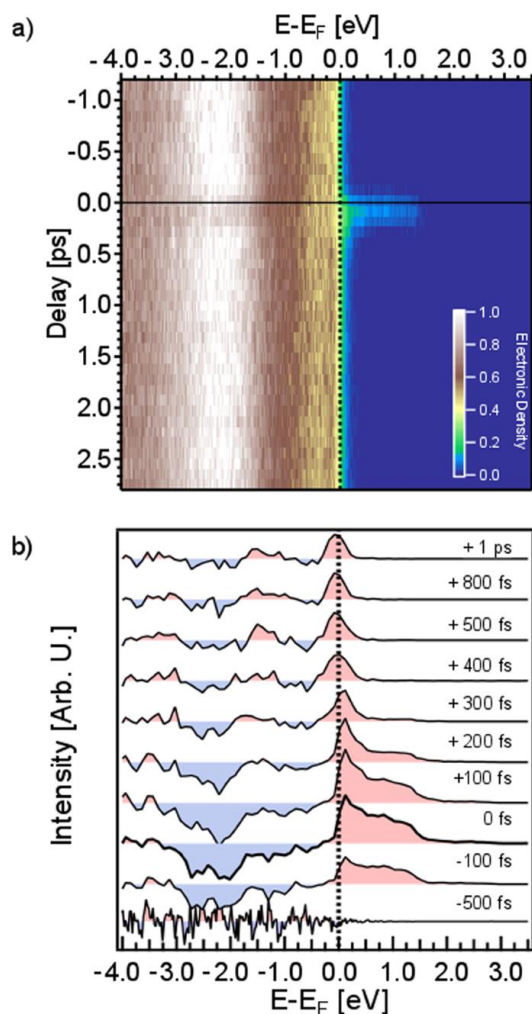


Рисунок 6 - Эволюция плотности электронных состояний (а) диаграмма и б) частные кривые) со временем для соединения FeRh после возбуждения фемтосекундным импульсом [46]

полную информацию можно найти в обзоре Р.Р. Гимаева с соавторами [31]. Тем не менее механизмы температурно-индуцируемого фазового перехода в этом сплаве остаются не до конца детерминированными.

С другой стороны, релаксационные зависимости физических свойств материалов, обладающих фазовым переходом первого рода, недостаточно хорошо изучены. Однако, уже опубликовано несколько пионерских работ группы А.В. Кимеля [47,48], в которых исследуется динамика фазового

Из результатов последних исследований [46], в которых методом накачки-зондирования исследовалось изменение электронной структуры сплава вблизи температуры фазового перехода (Рисунок б), следует, что фазовый переход индуцируется за счет спинового переноса. В антиферромагнитном состоянии присутствует гибридизация электронов между атомами железа и родия. Возбуждение импульсом лазера приводит к спиновому переносу от атомов родия к атомам железа, в результате чего магнитные моменты на атомах железа ориентируются коллинеарно, а на атомах родия индуцируется магнитный момент.

Статические физические свойства рассматриваемого соединения достаточно хорошо изучены с помощью различных экспериментальных методик. Наиболее

перехода после возбуждения системы фемтосекундным импульсом лазера. В работе [48] А.К. Звездиным с коллегами приведены теоретические расчеты, которые объясняют наличие пикосекундных релаксаций. Тем не менее, остаются трудно интерпретируемыми предварительные результаты, демонстрирующие наличие длительных (десятки минут) релаксационных процессов намагниченности вблизи температуры фазового перехода [49–53]. Для феноменологического описания процессов роста ферромагнитной фазы при фазовом переходе первого рода можно попробовать использовать модель Колмогорова-Джонсона-Мела-Аврами (КЖМА) [54,55]. Данная модель изначально была предложена для описания динамики роста новой кристаллической фазы в сталях. Для использования данной модели необходимо выполнение четырех условий. Во-первых, фазовый переход должен проходить путем зарождения и роста новой фазы. Во-вторых, место зародышеобразования должно быть случайным. В-третьих, размер появившейся фазы должен стремиться к нулю. В-четвертых, законы роста и зарождения фазы задаются априори. Все эти четыре условия выполняются и для магнитного фазового перехода первого рода. Итоговый вид формулы, которым описывается закон роста ферромагнитной фазы со временем выглядит следующим образом:

$$V(t) = 1 - e^{-\pi \sum n_i(t, z_i) r_i^2(t, z_i)}$$

Где, r_i это радиус зерна фазы в момент времени t , которое начало свой рост в момент времени z_i , n_i это плотность зародышей новой фазы, которые начали свой рост в момент времени z_i .

Однако модель Колмогорова не дает информацию о процессе зарождения новой фазы. Поэтому для описания различий в зарождении ферромагнитной фазы на поверхности и в объеме пленки разумнее применить модель Бина – Родбелла [56,57].

Учитывая самую актуальную информацию о эффектах и особенностях фазового перехода в системе FeRh, которая на данный момент опубликована в литературе, можно предположить, что исследования релаксационных эффектов в данном соединении окажутся ключевыми для установления механизмов магнитного фазового перехода первого рода. Подобные исследования следует начинать проводить на квази-двумерных объектах – тонких пленках. Рассмотрение двумерной системы должно упростить интерпретацию полученных экспериментальных результатов.

Из вышесказанного вытекает цель магистерской диссертации: исследование динамических свойств соединений на основе железа-родия, определение основных особенностей роста ферромагнитной фазы вблизи температуры магнитного фазового перехода первого рода.

ГЛАВА 2. МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ И ИССЛЕДУЕМЫЙ ОБРАЗЕЦ

2.1 Синтез образца

В работе была исследована тонкая пленка с номинальным составом $\text{Fe}_{49}\text{Rh}_{51}$, которая напылена методом молекулярно-лучевой эпитаксии (университет Нагоя, Япония). Схематический вид устройства камеры напылительной установки представлен на Рисунок 7, где 1 – блок нагрева, 2 – подложка, 3 – заслонки отдельных ячеек, 4,5 – эффузионные ячейки с Fe и Rh.

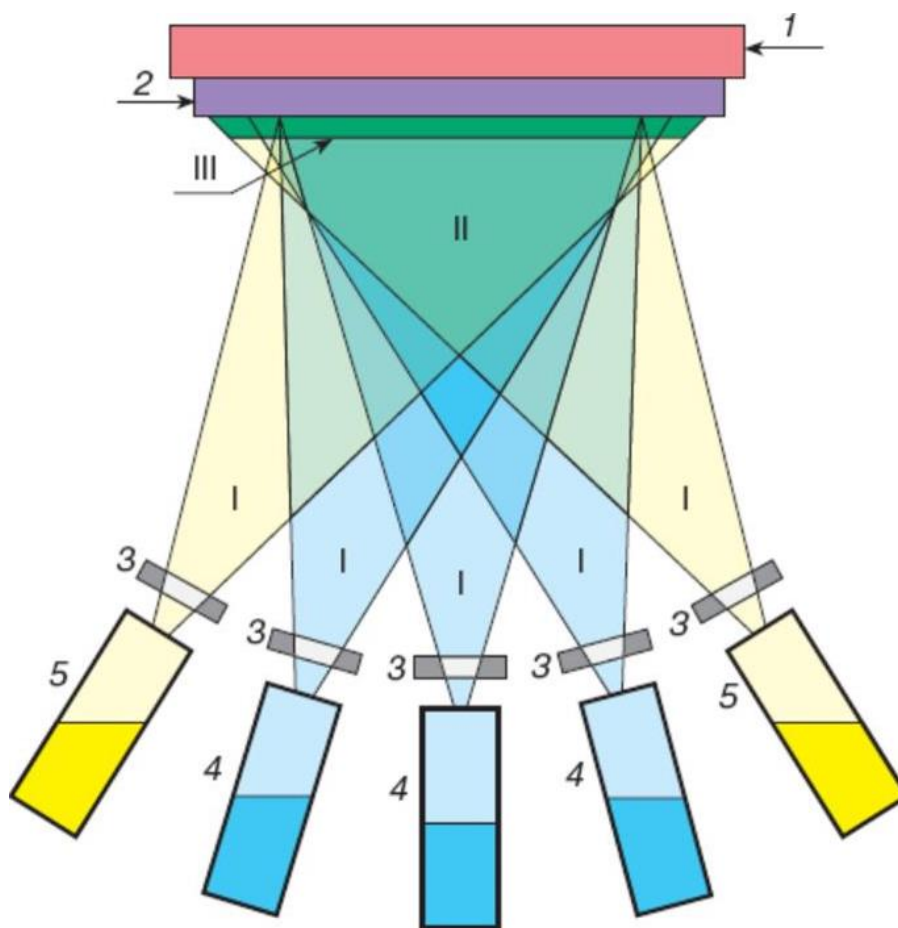


Рисунок 7 - Схематический вид устройства камеры установки для роста пленок методом молекулярно-лучевой эпитаксии

Напыление производилось на монокристаллическую подложку (2) из MgO , вырезанную в ориентации (001). Перед началом напыления подложка была

дополнительно отожжена в атмосфере аргона при температуре 873К в течении 1 часа. В момент напыления температура подложки составляла 773К, давление в камере составляло $\sim 10^{-10}$ Торр. Толщина слоя пленки после напыления составила 56нм. Дополнительные буферные и изолирующие слои не напылялись. После напыления пленка отжигалась при температуре 893К в течении 1.5 часов в атмосфере аргона с целью формирования упорядоченной кристаллической решетки.

2.2 Структурная характеристика

Рентгеноструктурный анализ синтезированного образца производился на дифрактометре BRUKER D8 DISCOVER (Рисунок 8) (университет Нагоя, Япония).



Рисунок 8 - Внешний вид дифрактометра BRUKER D8 DISCOVER

Проверка фазовой однородности и элементного состава производилась на сканирующем электронном микроскопе с приставкой рентгеновского энергодисперсионного анализа (EDX) - SEM Tescan Vega 3 Рисунок 9 (МИСиС, Москва).



Рисунок 9 - Внешний вид сканирующего электронного микроскопа Tescan Vega 3 с EDX приставкой

2.3 Характеризация магнитных свойств

2.3.1 Вибрационная магнитометрия

Полевые, температурные и временные зависимости намагниченности были получены на вибрационном магнитометре LakeShore 7407 Series. Скорость нагрева и охлаждения во время измерения температурной зависимости магнитного момента составляла 2 К/мин. Такой режим работы обеспечил высокую степень воспроизводимости результатов.



Рисунок 10 - Внешний вид вибрационного магнитометра LakeShore 7400 Series

Для исключения влияния температурного гистерезиса в сплавах Fe-Rh, оказывающего заметное влияние на воспроизводимость результатов, были проведены измерения релаксации намагниченности так, чтобы фазовый переход происходил в одном направлении (при переходе из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние). Протокол измерения, описанный ниже, был разработан для выполнения этого требования. Перед каждым измерением образец охлаждался до 300 К (в антиферромагнитное состояние) в нулевом магнитном поле. Затем он нагревался до заданной температуры (перегрев не более 0,5 К). Для установления температурного равновесия системы образец выдерживали 5 мин при заданной температуре. После этого включалось внешнее магнитное поле. Измерения временной зависимости намагниченности начинались после стабилизации магнитного

поля. Этот метод измерения обеспечивает воспроизводимость результатов и позволяет избежать процедуры размагничивания, которая необходима в случае выбора ферромагнитного состояния в качестве начального. В противном случае после третьего этапа пришлось бы размагничивать образец для устранения остаточной намагниченности, оставшейся после предыдущего измерения. При охлаждении в антиферромагнитное состояние остаточная намагниченность становится равной нулю. Кроме того, были исключены из экспериментальных данных результаты, соответствующие процессу установления магнитного поля. Также можно отметить тот факт, что в основном для определения характера релаксационных зависимостей намагниченности использовались поля до 1.5кЭ с целью сохранения процесса адиабатичности.

2.3.2 Магнитно-силовая микроскопия

Эволюция магнитной подсистемы была подтверждена и визуализирована с помощью магнитно-силовой микроскопии. Измерения МСМ и фазовые МСМ-изображения выполняли на коммерческом сканирующем зондовом микроскопе MFP-3D (Asylum Research, Goleta, CA, USA), Рисунок 11 (МИСиС, Москва), с нагревательным столиком с возможностью изменения температуры от 23 до 120 °С (температура стабилизировалась с точностью до 0,05 °С). с использованием кантилевера MFM-LM (Tipsnano, Эстония), покрытого магнитным слоем CoCr. Магнитное поле ($H = 1$ кЭ) прикладывалось перпендикулярно плоскости пленки при помощи постоянного магнита. Температура нагревательного столика контролировалась встроенной термопарой. Так как поверхность пленки удалена от термопары и находится в контакте с окружающей средой, то дополнительная корректировка температуры производилась путем измерения температуры на поверхности пленки при помощи пирометра и другой термопары. Измерения были проведены согласно следующему протоколу. Образец нагревался до ферромагнитного состояния (385К). На рельефном

контрасте находился участок с легко отличимым дефектом. Затем образец охлаждался до определенной температуры, выдерживался при этой температуре не менее 5 минут, проводились измерения в фазовом контрасте. Температурный дрейф корректировался путем сопоставления участка с дефектом поверхности на заданной температуре с картинкой, полученной при 385К. Все результаты, полученные данным методом, были измерены в результате одного этапа охлаждения с целью обеспечения одного и того же начального условия для всех картинок.

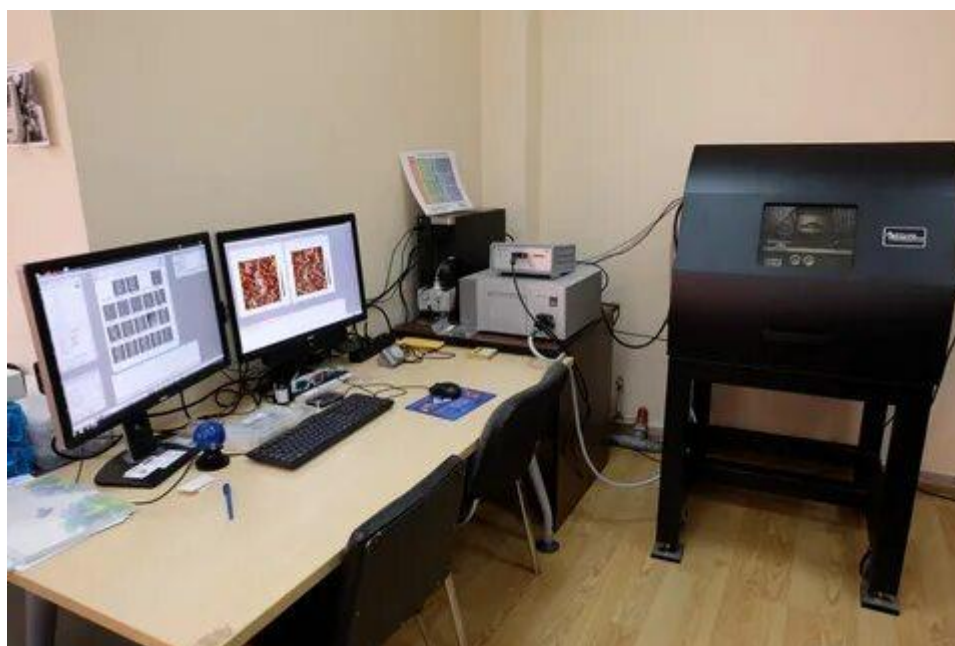


Рисунок 11 - Внешний вид магнитно-силового микроскопа MFP-3D, который находится в камере для температурных измерений

2.3.3 Керр микроскопия

Визуализация микромагнитной структуры образца была дополнительно реализована с помощью Керр микроскопии. Измерения проводились на Керр микроскопе от компании Evico (Рисунок 12). Визуализация доменной структуры происходила с использованием экваториального эффекта Керра. Процедура измерений была аналогична описанной в предыдущем разделе.



Рисунок 12 - Внешний вид Керр микроскопа с установленным криостатом для температурных измерений

2.3.4 TFORC анализ

Для всестороннего изучения фазового перехода первого рода в этих сплавах применялась методика измерения TFORC (temperature first order curve analysis) [58–60]. Диаграммы перемагничивания первого порядка (FORC) представляют собой усовершенствованный инструмент исследования гистерезисных свойств образца. FORC-анализ (First Order Reversal Curve – обратная кривая первого рода) был разработан как экспериментальный метод изучения магнитных взаимодействий в магнитной системе и основывается на модели гистерезиса Прейзаха [61]. Для того, чтобы измерить одну FORC-кривую нужно вначале намагнитить образец до насыщения, затем уменьшать прикладываемое магнитное поле до определённого значения (H_r - Return field – поле возвращения) и затем снова увеличивать магнитное поле до насыщения, одновременно измеряя зависимость магнитного момента от поля. Именно эта

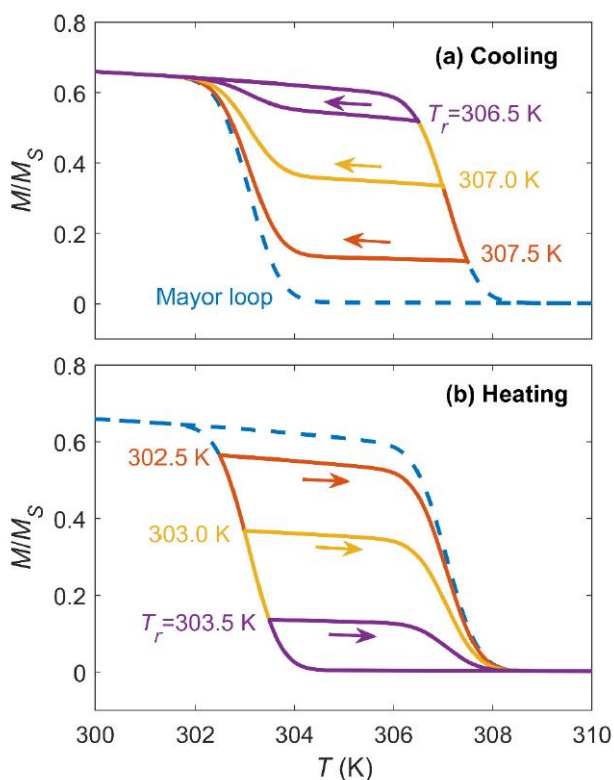


Рисунок 13 - Схематичное изображение измерения температурных FORC кривых намагниченности при а) охлаждении б) нагреве [58]

не только полевой, но и температурный гистерезис. Модификация данной методики анализа температурного гистерезиса называется TFORC. Данная методика была недавно предложена и реализована Викторино Франко (2020) [58]. Однако, наибольшей его заслугой является разработка новой модели, основанной на модели Бина-Родбелла, позволяющей интерпретировать полученные диаграммы. Отличительной особенностью является тот факт, что изменяемым параметром при TFORC измерениях является не поле, а температура (Рисунок 13). В качестве начального состояния выбирается высокотемпературное или низкотемпературное состояние, в котором в образце присутствует лишь одна магнитная фаза. В общем случае для построения диаграммы TFORC необходимо получить самосогласованный набор кривых $M(T)$ (не менее десяти кривых), начальная температура (T_{rev}) каждой кривой должна быть разной. После получения набора TFORC кривых

обратная кривая, идущая от поля возвращения до поля насыщения, и называется FORC. Суть измерений состоит в том, чтобы заполнить петлю гистерезиса большим набором кривых FORC [62]. После получения массива экспериментальных данных, рассчитывается вторая производная намагниченности по внешнему магнитному полю и полю возвращения, строится соответствующая диаграмма. Однако, данный метод позволяет детально исследовать

рассчитывается вторая производная намагниченности по температуре и температуре возвращения (T_{rev} – аналогичен параметру H_r):

$$\rho = \frac{\partial^2 M}{\partial T \partial T_{rev}}$$

где M — магнитный момент образца, T_{rev} — температура, при которой начинается измерение частной кривой охлаждения. Затем в координатах T , T_{rev} строится диаграмма. Обработка экспериментальных результатов производилась в пакете программ doFORC [63]. Для более детального знакомства с методикой измерения и интерпретации FORC и TFORC кривых можно ознакомиться с методическим пособием, написанным диссертантом в соавторстве с коллегами [64*].

Измерение экспериментальных данных проводилось на вибрационном магнитометре LakeShore 7407 Series. В данной работе все кривые TFORC измерены в процессе охлаждения. Первоначально перед каждым измерением образец охлаждался до 320 К до чистого антиферромагнитного состояния. После этого пленку нагревали до температуры T_{rev} , которая варьировалась от 340 К до 385 К. Последующее охлаждение от температуры T_{rev} до 320 К сопровождалось измерением магнитного момента образца в поле 1 кЭ.

ГЛАВА 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1 Структурные данные

Так как фазовый переход в образце чувствителен к стехиометрии и элементному составу сплава, то была проведена аттестация образцов методами рентгеноструктурного анализа и сканирующей электронной микроскопии (Рисунок 14). Как уже было написано в предыдущей главе пленка представляет собой слой FeRh на подложке MgO, она не имеет буферных или покрывающих слоев. Было получено изображение пленки с помощью дифракции быстрых электронов (RHEED) на отражение в камере молекулярно-лучевой эпитаксии (после напыления, но не вынимая образец из камеры). На изображении виден рисунок полос, указывающий на то, что пленка имеет гладкую поверхность и её рост проходил эпитаксиально. Четкие дифракционные пики (001) и (002) тонкой пленки FeRh с пиками подложки MgO толщиной 0,5 мм видны на профиле рентгенограммы, которые показывают, что рост пленки FeRh происходил вдоль направления (001). Наличие дифракционных пиков (001) указывает на то, что пленка кристаллизовалась в фазе типа CsCl (упорядоченная объёмно-центрированная). Предположительно, количество гамма-фазы в пленке пренебрежимо мало, так как на профиле рентгенограммы отсутствуют пики при $\sim 48^\circ$ [65*].

Определение элементного состава было проведено при помощи электронного микроскопа с приставкой EDX. Результаты показали, что образец состоит только из фазы Fe₄₉Rh₅₁ (Рисунок 14б). Дополнительных оксидных слоев тоже не было обнаружено.

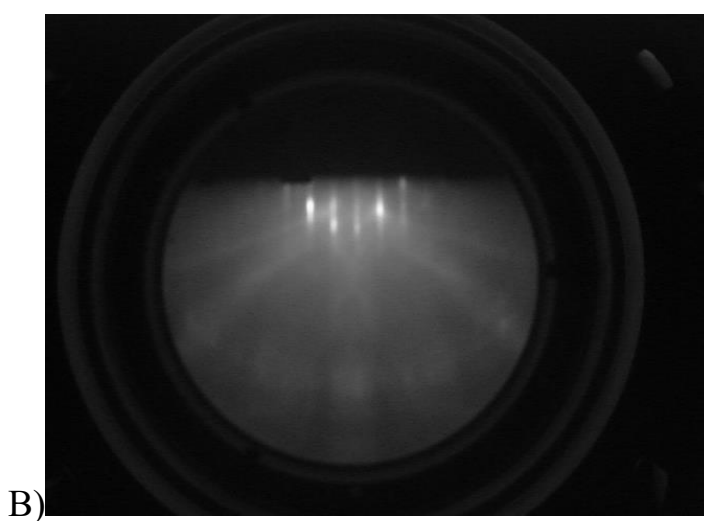
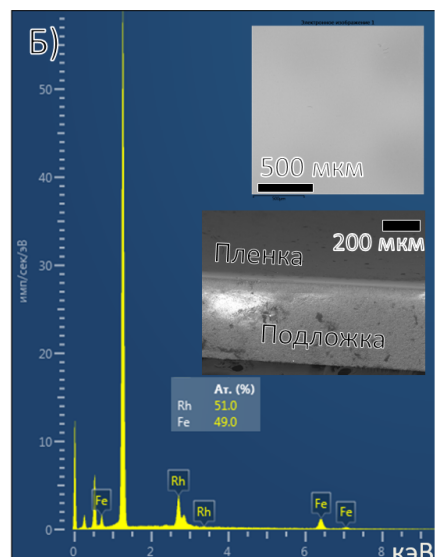
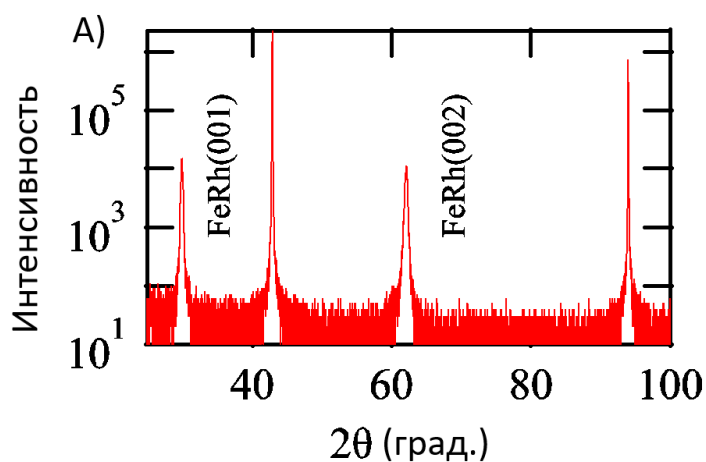


Рисунок 14 а) Рентгенограмма и б) EDX-анализ тонкой пленки $\text{Fe}_{49}\text{Rh}_{51}$ на подложке MgO . На вставке сверху показано СЭМ-изображение поверхности пленки, которое иллюстрирует отсутствие гамма-фазы на поверхности пленки. На вставке внизу показано изображение СЭМ вида пленки сбоку. в) Изображение пленки с помощью дифракции быстрых электронов (RHEED) на отражение в камере молекулярно-лучевой эпитаксии [65*]

3.2 Магнитометрия

3.2.1 Температурные зависимости намагниченности

Для определения температуры фазового перехода и ее сдвига при приложении магнитного поля были измерены температурные зависимости намагниченности $M(T)$ при различных магнитных полях до 16 кЭ (Рисунок

15). Согласно положению максимума производной намагниченности по температуре (вставка на Рисунок 15), температурно-индуцированный фазовый переход происходит в районе температуры 368 К в нулевом магнитном поле. Увеличение значения внешнего магнитного поля смещает температуру перехода в низкотемпературную область, что согласуется с ранее опубликованными результатами. Также зависимости демонстрируют тот факт, что при температуре 320К образец находится в полностью антиферромагнитном состоянии, а при температуре 385К в полностью ферромагнитном состоянии. Величина намагниченности в ферромагнитном состоянии лишней раз подтверждает, что образец не содержит дополнительную парамагнитную гамма-фазу [65*].

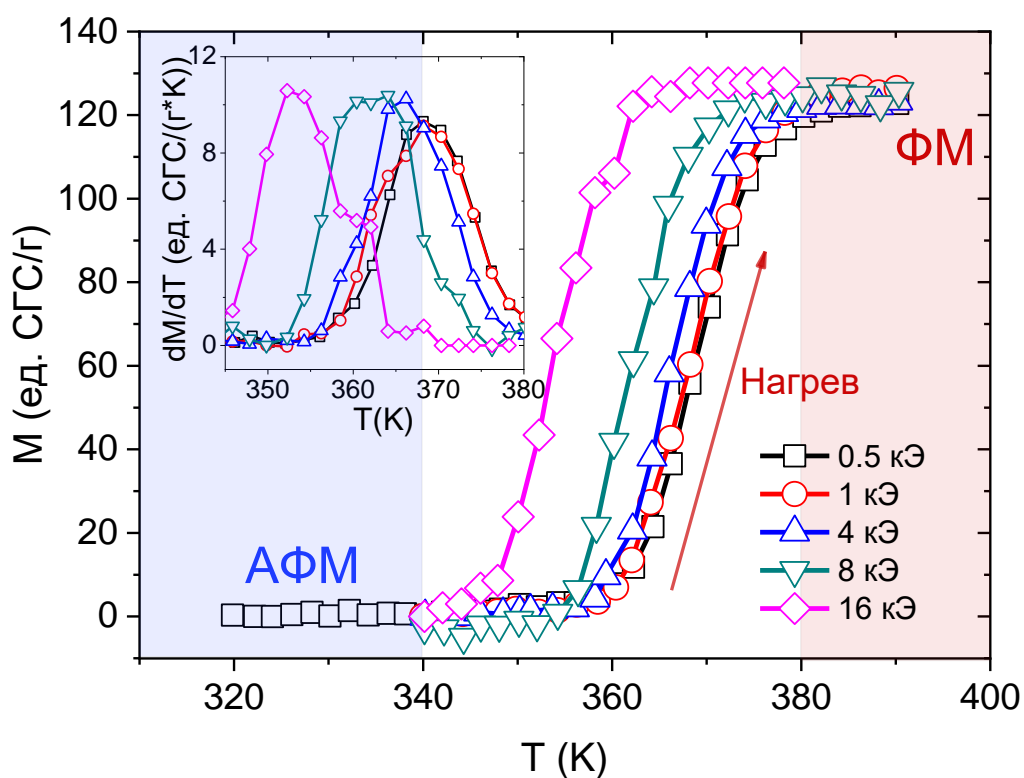


Рисунок 15 Зависимость намагниченности пленки FeRh при нагреве из антиферромагнитного (АФМ) в ферромагнитное (ФМ) состояние в различных магнитных полях (на вставке показана производная намагниченности по температуре). [65*]

3.2.2 Релаксационные зависимости намагниченности

В ходе исследований были получены зависимости намагниченности от времени при различных фиксированных магнитных полях и температурах. Измеренные релаксационные зависимости намагниченности дали информацию об эволюции ферромагнитной фазы в образце. На Рисунок 16 изображена типичная временная зависимость намагниченности при переходе из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние.

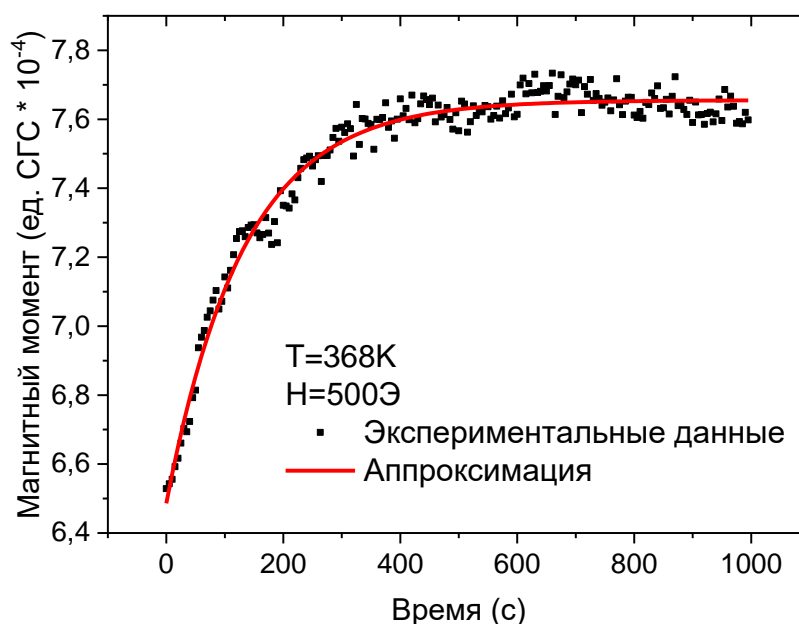


Рисунок 16 Зависимость намагниченности от времени при переходе из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние при температуре 368 К в магнитном поле 500 Э. Сплошная линия показывает аппроксимирующую кривую. [65*]

Данную зависимость магнитного момента от времени при переходе из антиферромагнитного состояния в ферромагнитное состояние можно аппроксимировать экспоненциальным законом (Рисунок 16). Все экспериментальные данные были аппроксимированы с использованием уравнения (1), которое описывает вязкие магнитные системы [66]. Эта формула применима, поскольку конкуренция обменного и магнитоупругого

взаимодействий приводит к длительной релаксации вблизи фазового перехода.

$$\frac{M}{M_s} = 1 - B e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (1)$$

где M — магнитный момент, M_s — магнитный момент насыщения, τ — время релаксации, определяемое как время t , за которое намагниченность изменяется в e раз.

Время релаксации τ определялось из аппроксимации экспериментальных зависимостей намагниченности от времени. Поскольку измерение магнитного момента начинается после стабилизации магнитного поля, то в начальный момент измерения магнитный момент не равен нулю. Чтобы учесть этот факт при аппроксимации вводится параметр B (1). Также стоит отметить, что в [49] проведено сравнение релаксационных процессов в сплаве на основе FeRh при нагреве и охлаждении вблизи фазового перехода. Результаты показали, что для анализа фазового перехода достаточно рассмотреть только один из протоколов изменения температуры.

Более того, поскольку ферромагнитная фаза обладает большим объемом элементарной ячейки, чем антиферромагнитная, то следует учитывать механические напряжения внутри материала, создаваемые изменением объема. В свою очередь, возникающие напряжения влияют на локальную температуру перехода, зависящую от давления. Внутреннее давление, создаваемое расширением решетки, может даже препятствовать росту ферромагнитной фазы из-за смещения температуры перехода [67,68]. Последнее определяется обменным взаимодействием, которое зависит от межатомного расстояния.

$T_c(P)$ (температуры перехода низкотемпературной фазы) рассматривалась в адаптированной модели Бина-Родбелла для упорядоченного фазового перехода [56]. Модель была уточнена путем объединения со спин-

флуктуационной теорией в [57]. Объемную зависимость температуры перехода можно оценить следующим образом:

$$T_{tr} = T_0(1 + \beta\omega) \quad (2)$$

где T_{tr} и T_0 — температуры перехода низкотемпературной и высокотемпературной фаз соответственно; ω — относительное изменение объема, β — безразмерный параметр, характеризующий чувствительность обменного взаимодействия к объему образца. Параметр β отрицателен, поскольку рассматривается переход между упорядоченными состояниями [56].

В свою очередь, объемное расширение сплава FeRh при фазовом переходе определяется тремя внешними параметрами: намагниченностью, давлением и тепловым расширением [57]:

$$\omega = \frac{1}{2}NKk_B T_0 \beta \sigma^2 - \int KdP + \int \alpha dT \quad (3)$$

где N — число атомов в рассматриваемом объеме, K — коэффициент сжимаемости, k_B — постоянная Больцмана, σ — намагниченность, P — внешнее давление, α — коэффициент теплового расширения, β — как уже отмечалось выше, безразмерный параметр, характеризующий чувствительность обменного взаимодействия к объему образца.

Механические напряжения, создаваемые расширением кластеров ферромагнитной фазы, сдерживают их рост вблизи примыкающих к ним областей антиферромагнитной фазы, что приводит к уменьшению объема элементарной ячейки антиферромагнетика. Следовательно, согласно уравнению (2) происходит изменение обменного взаимодействия и сдвиг температуры фазового перехода в высокотемпературную область, что хорошо согласуется с опубликованными экспериментальными данными [38].

Стоит отметить, что поскольку нижний слой пленки связан с подложкой, то образуются механические напряжения в интерфейсном слое. Механические

напряжения препятствуют расширению сплава при фазовом переходе [6]. Однако влияние поверхностных эффектов на поведение намагниченности превосходит воздействие, вызванное межфазными напряжениями при увеличении толщины пленки более 10 нм [45].

Таким образом, суммируя все вышеперечисленные особенности фазового перехода в тонкой пленке, можно сформулировать, что в предлагаемой модели зарождение ферромагнитной фазы в пленке начинается на ее поверхности за счет комбинированного сдерживающего воздействия на интерфейсный слой со стороны подложки и ферромагнитной фазы, имеющей больший объем по сравнению с антиферромагнитной фазой. После того как весь верхний слой пленки станет ферромагнитным, ферромагнитная фаза прорастает вглубь пленки к подложке [65*].

Рассмотрим рост ферромагнитной фазы при нагреве на поверхности пленки и в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, отдельно.

В рамках модели Колмогорова рассмотрим процесс роста ферромагнитной фазы в образце при фазовом переходе. Временные, полевые или температурные зависимости доли ферромагнитной фазы V_{FM} при фазовом переходе первого рода согласно модели Колмогорова, описываются следующим образом [55]:

$$V_{FM}(t, H, T) = 1 - e^{-V_{FM_e}(t, H, T)} \quad (4)$$

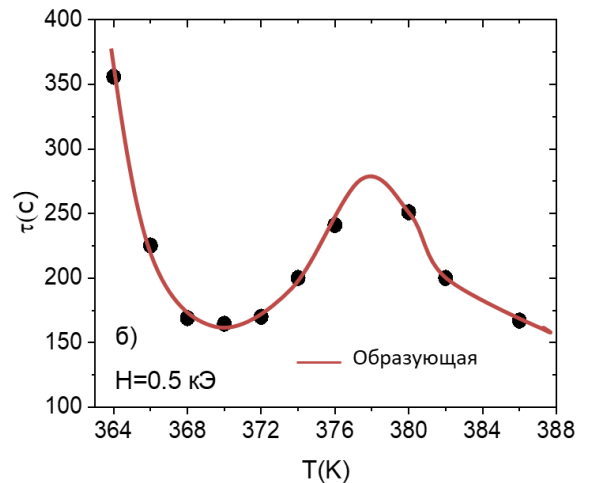
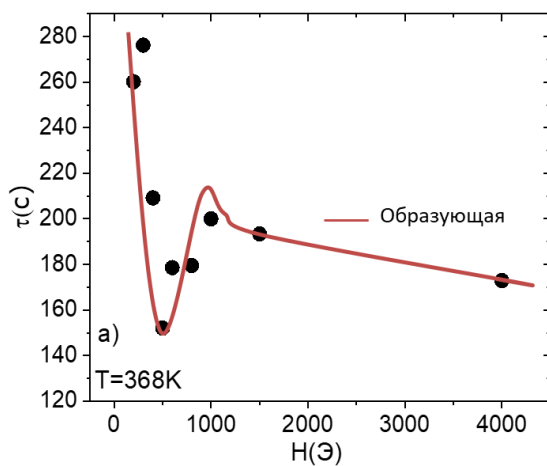
где V_{FM_e} — так называемый расширенный объем трансформированной фазы, т. е. объем, который приобрела бы трансформированная фаза, если бы не учитывалось перекрытие между растущими зародышами.

В адаптированной модели считается, что объемный рост ферромагнитной фазы состоит из двух последовательных процессов: плоскостного и внеплоскостного роста. Следовательно, V_{FM_e} цилиндрических кластеров можно определить по уравнению (5):

$$V_{FMe}(t, H, T) = S_{FMe}(t, H, T) * h_{FMe}(t - t_i, H - H_i, T - T_i) \quad (5)$$

где S_{FMe} и h_{FMe} — площадь поперечного сечения и высота цилиндрических ферромагнитных кластеров.

Эти обозначения учитывают предположение, что рост ферромагнитной фазы в i -м слое пленки начинается только после завершения ее роста в $i-1$ -ом слое. Где $i-1$ -й слой расположен ближе к поверхности. Параметры $H_i(T)$, $T_i(H)$ являются критическими параметрами, они соответствуют условиям завершения роста ферромагнитной фазы в i -м слое. Вводимые параметры зависят от состава образца и распределения механических напряжений по его объему. Стоит отметить, что значения параметров $H_i(T)$, $T_i(H)$ зависят от состояния системы и фиксированных значений T и H соответственно. Таким образом, измеренное время релаксации системы $\tau(H, T)$ является функцией двух переменных: поля и температуры (Рисунок 17 а,б).



в)

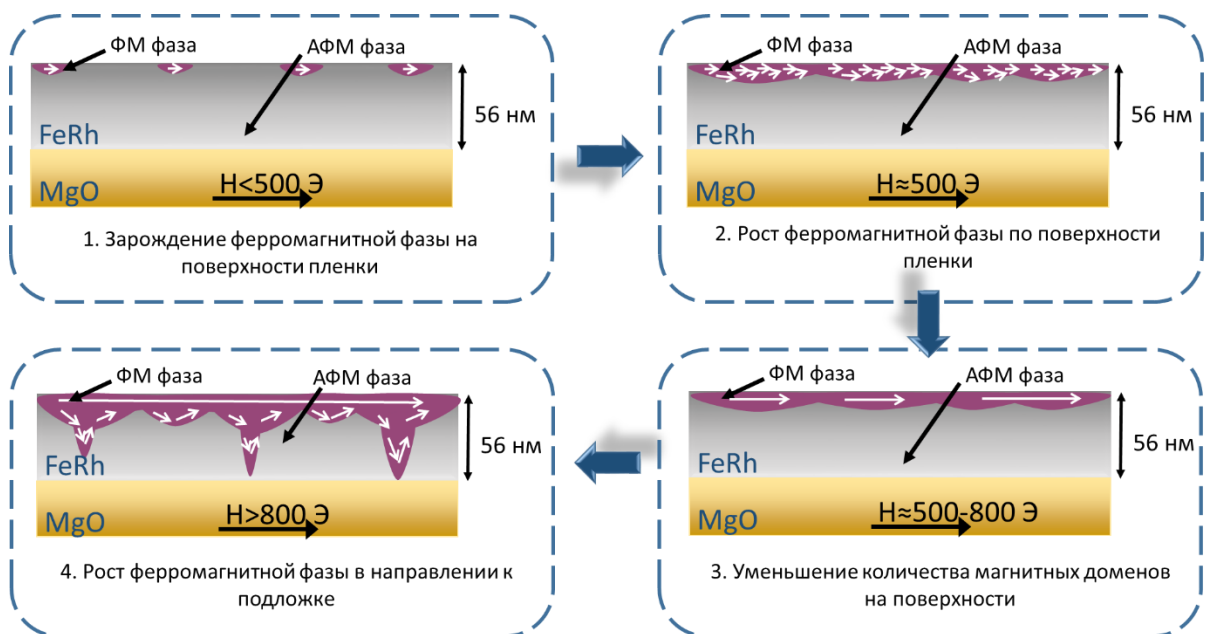


Рисунок 17 а) Полевая зависимость времени релаксации намагниченности при температуре 368 К при переходе из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние. б) Температурная зависимость времени релаксации намагниченности в поле 500 Э при переходе из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние. Сплошные линии служат ориентирами для глаз. в) Схематическая иллюстрация процесса роста ферромагнитной фазы. Белые стрелки соответствуют приблизительно ориентации магнитного момента в ферромагнитной фазе. [65*]

Ниже представлена интерпретация полученного немонотонного поведения времени релаксации в рамках развитой модели зарождения и эволюции ферромагнитной фазы. Область поля от 0 до 500 Э на Рисунок 17,а соответствует зарождению и росту ферромагнитных кластеров на поверхности

пленки. Увеличение поля приводит к росту числа зародышей, что уменьшает время релаксации намагниченности. В поле $H_{\text{eff}} \approx 500$ Э весь поверхностный слой пленки находится в ферромагнитном многодоменном состоянии. Дальнейшее увеличение магнитного поля вызывает процессы движения доменных стенок. В поле $H \approx 800$ Э количество доменов на поверхности становится минимальным. Эти процессы сопровождаются увеличением времени релаксации системы в диапазоне магнитных полей от 500 до 800 Э. В полях выше 800 Э происходит переход поверхности пленки в однодоменное состояние и продолжается рост ферромагнитной фазы во внеплоскостном направлении пленки, что приводит к уменьшению времени релаксации. Схематическое изображение процесса роста ферромагнитной фазы представлено на Рисунок 17,в. [65*]

Температурная зависимость времени релаксации намагниченности в поле 500 Э при температурно-индуцированном фазовом переходе представлена на Рисунок 17,б. Поскольку эволюция процессов зарождения и роста ферромагнитной фазы в тонкой пленке FeRh при наложении магнитного поля и нагреве аналогична, то температурная зависимость времени релаксации имеет идентичный характер. Участок кривой в диапазоне 364–370 К соответствует росту ферромагнитных кластеров по поверхности пленки. Процессы движения доменных стенок имеют место в интервале температур 370–378 К. Это предположение согласуется с наблюдаемым увеличением размера доменов при нагреве в сплаве FeRh [69]. При температурах выше 378 К ферромагнитная фаза растет вне плоскости пленки. Критический параметр $T_{\text{eff}} \approx 370$ К соответствует эффективной температуре, при которой в поле 500 Э вся поверхность пленки становится ферромагнитной [65*].

3.2.3 Полевые зависимости намагниченности

Были исследованы температурные зависимости параметров петли гистерезиса для уточнения предложенной модели эволюции ферромагнитной фазы в

поверхностном слое пленки FeRh при фазовом переходе первого рода. Вначале образец нагревался до 368 К и 385 К (это два отдельных исследования), до метастабильного и чистого ферромагнитного состояний, соответственно. Петли гистерезиса измерены (Рисунок 18 а, б) по протоколу охлаждения. Для наглядности некоторые из измеренных петель гистерезиса изображены на Рисунок 18а, б. Температурные зависимости коэрцитивной силы и коэффициента прямоугольности (отношения остаточной намагниченности к намагниченности насыщения) представлены на Рисунок 18в,г. Для исключения влияния форм-фактора на оценку параметров петли гистерезиса магнитное поле прикладывалось параллельно плоскости пленки. Кроме того, для предотвращения индуцированного полем перехода измерения проводились в поле до $H_{ext} = 1$ кЭ.

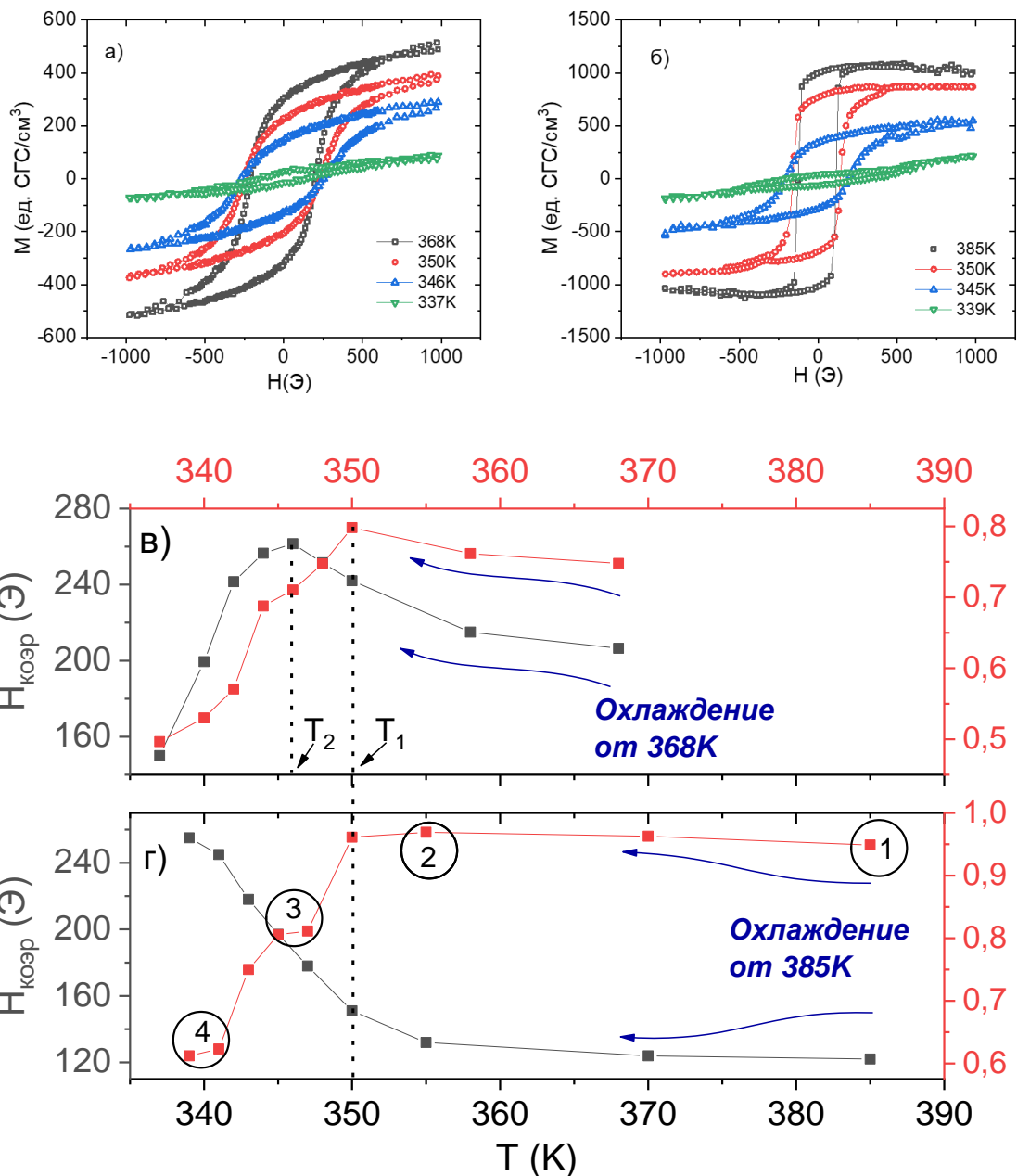


Рисунок 18 - Петли гистерезиса, снятые при охлаждении а) от 368 К (метастабильное состояние) и б) от 385 К (чистое ферромагнитное состояние). Температурная зависимость коэффициента прямоугольности и коэрцитивной силы при охлаждении в) из метастабильного состояния и г) из чистого ферромагнитного состояния. Цифры в кружках соответствуют изображениям МСМ, представленным на Рисунок 19. Отмеченные температуры T_1 и T_2 используются для дальнейшего анализа TFORC диаграмм Рисунок 21 [65*]

Согласно анализу поведения времени релаксации (Рисунок 17 а, б), ферромагнитная фаза полностью заполняет поверхностный слой пленки и частично прорастает до подложки при температуре $T = 368$ К и магнитном

поле $H_{\text{ext}} = 1$ кЭ. Несмотря на то, что исходные экспериментальные данные представляют собой частные петли гистерезиса, полученные значения параметров могут отражать эволюцию роста ферромагнитной фазы. В частности, коэффициент прямоугольности незначительно меняется в диапазоне температур от 350 до 368 К и равен $M_r/M_s = 0,80$ (Рисунок 18 в). Столь высокое значение коэффициента прямоугольности указывает на то, что вид петли гистерезиса определяется анизотропией формы пленочного образца, поскольку симметрия сплава FeRh является кубической [70].

Дальнейшее понижение температуры приводит к образованию на поверхности пленки отдельных кластеров ферромагнитной фазы, т. е. при температурах ниже 350 К поверхность пленки состоит из сосуществующих антиферромагнитной и ферромагнитной фаз. Разбиение на ферромагнитные кластеры сопровождается уменьшением коэффициента прямоугольности за счет уменьшения вклада анизотропии формы ферромагнитных кластеров [65*].

Некоторые петли гистерезиса, измеренные при охлаждении образца от температуры 385 К из чистого ферромагнитного состояния, представлены на Рисунок 18,б. Соответствующие зависимости коэрцитивной силы и коэффициента прямоугольности представлены на Рисунок 18,г. Зависимости коэффициента прямоугольности на Рисунок 18,в и Рисунок 18,г аналогичны, что свидетельствует о расщеплении на отдельные ферромагнитные кластеры поверхностного слоя пленки при температуре ниже 350 К [65*].

Ярко выраженный максимум на температурной зависимости коэрцитивной силы наблюдается на Рисунок 18, в, г. Такое поведение обусловлено уменьшением размеров ферромагнитных кластеров на поверхности тонкой пленки. При температуре $T = 348\text{К}$ эти кластеры становятся однодоменными, что приводит к максимальной коэрцитивной силе. Поведение коэрцитивной силы различно при охлаждении из состояния чистого ферромагнетизма (от 385 К) и метастабильного состояния (368 К). Как показано на Рисунок 18а, б,

намагниченность насыщения отличается примерно в два раза при 350 К. Это свидетельствует о том, что эффективная толщина ферромагнитного слоя на поверхности пленки различается почти в два раза. Увеличение толщины ферромагнитной фазы при охлаждении из чистого ферромагнитного состояния препятствует процессу расщепления ферромагнитной фазы на однодоменные кластеры. Таким образом, пик коэрцитивной силы наблюдается при более низких температурах (см. Рисунок 18г). Стоит отметить, что в [71] исследовались наночастицы FeRh различного диаметра, и максимальная коэрцитивная сила достигает $H_C = 250$ Э, что близко к значению, полученному в данной работе. Уменьшение доли ферромагнитной фазы и изменение размера магнитных доменов на поверхности пленки FeRh подтверждено МСМ-исследованием, описанным в следующем разделе.

3.2.4 Температурная магнитно-силовая микроскопия

При исследовании структуры магнитных доменов образец подвергался той же процедуре, что и при измерении петель гистерезиса. Тонкая пленка нагревалась до 385 К в магнитном поле $H = 1$ кЭ (поле прикладывалось перпендикулярно плоскости пленки). После этого были сделаны МСМ-изображения одной и той же области при разных температурах в процессе охлаждения (Рисунок 19). Цифрами отмечены соответствующие изображения доменной структуры точкам на температурной зависимости коэффициента прямоугольности (см. Рисунок 18г). Как показано, существенных изменений доменной структуры на поверхности в интервале температур от 385 до 355 К не наблюдалось. При дальнейшем охлаждении произошло резкое увеличение количества доменов на поверхности пленки (Рисунок 19в). Таким образом, микроскопические результаты коррелируют и подтверждают предложенную модель эволюции ферромагнитной фазы в тонкой пленке FeRh.

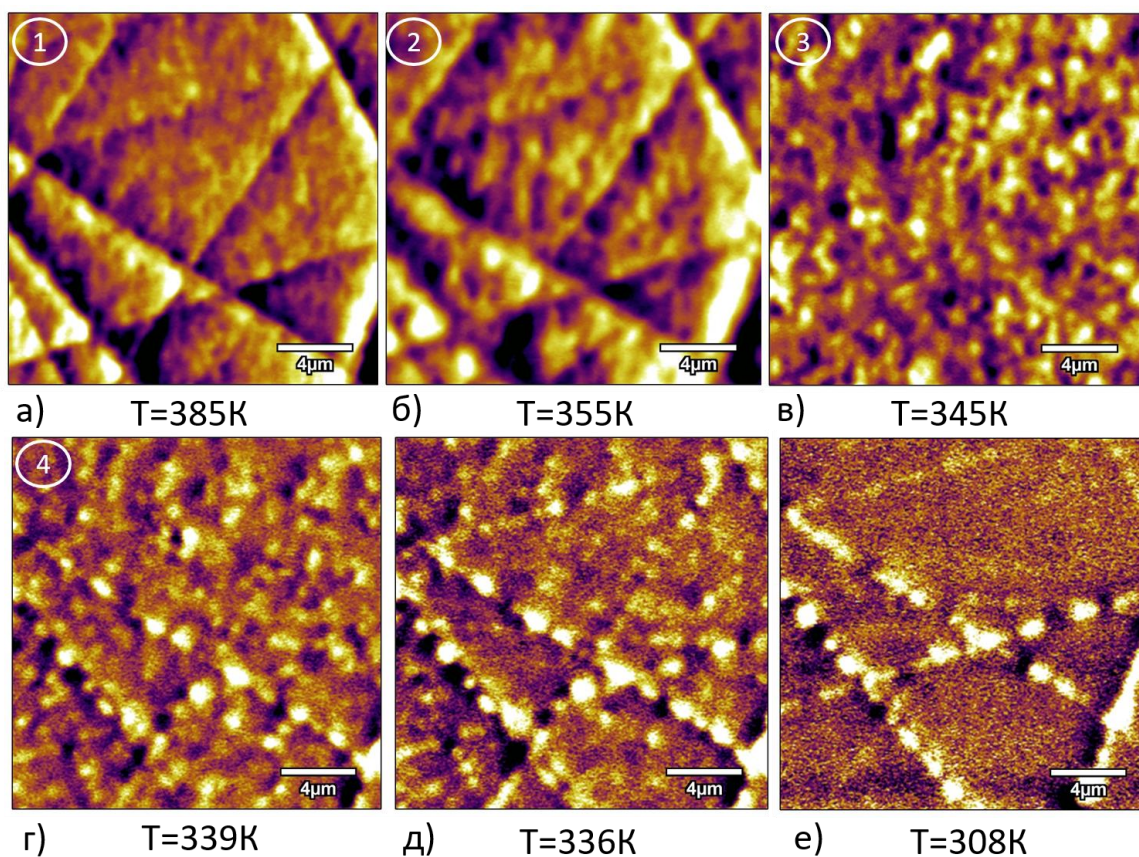


Рисунок 19 МСМ-изображения магнитной доменной структуры тонкой пленки FeRh, полученные при температуре а) 385 К, б) 355 К, в) 345 К, г) 339 К, д) 336 К, е) 308 К при охлаждении от 385 К в поле $H = 1$ кЭ. [65*]

На Рисунок 19, д, е показано уменьшение площади ферромагнитных кластеров и появление на поверхности антиферромагнитной фазы при дальнейшем понижении температуры [65*]. Следует отметить, что даже в области значительно ниже температуры фазового перехода наряду с дефектами пленки наблюдаются некоторые ферромагнитные кластеры, играющие роль центров пиннинга (Рисунок 19 е) [65*]. Аналогичное влияние морфологических дефектов на магнитную доменную структуру пленки дополнительно обсуждалось в [11].

3.2.5 Керр микроскопия

Помимо визуализации микромагнитного состояния образца при помощи магнитно-силовой микроскопии были проведены также исследования с

помощью Керр микроскопии. Протокол измерений для этого метода полностью совпадает с методикой измерения магнитно-силового фазового контраста. Полученные снимки представлены на Рисунок 20.

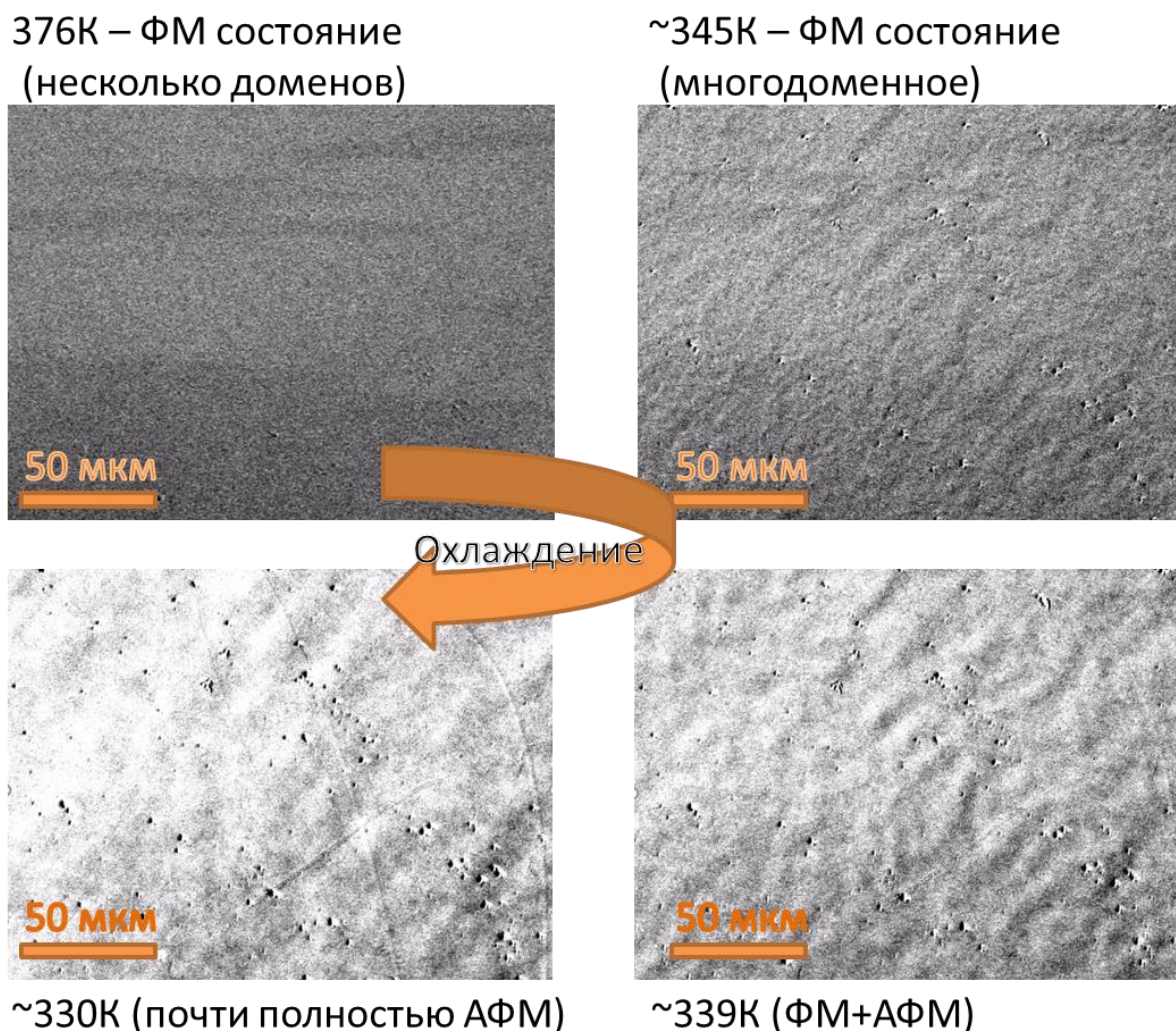


Рисунок 20 Керр изображения микромагнитной структуры поверхности пленки, полученные при охлаждении из ферромагнитного в антиферромагнитное состояние.

Продемонстрированные результаты верифицируют выводы, которые были сделаны ранее, а также наглядно демонстрируют наличие и количество доменов в ферромагнитном состоянии. Отдельно стоит отметить, что на данный момент имеющаяся экспериментальная база Керр-микроскопии не позволяет в динамическом режиме визуализировать процессы роста ферромагнитной фазы. Данное обстоятельство связано с трудностью выделения полезного сигнала Керр эффекта при обработке изображений из-за

возникновения эффектов терморасширения, магнитострикции, наличии механических колебаний образца относительно положения равновесия.

3.2.6 TFORC анализ

Наряду с полевыми, температурными и временными исследованиями фазового перехода из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние в тонких пленках FeRh были измерены дополнительные температурные кривые

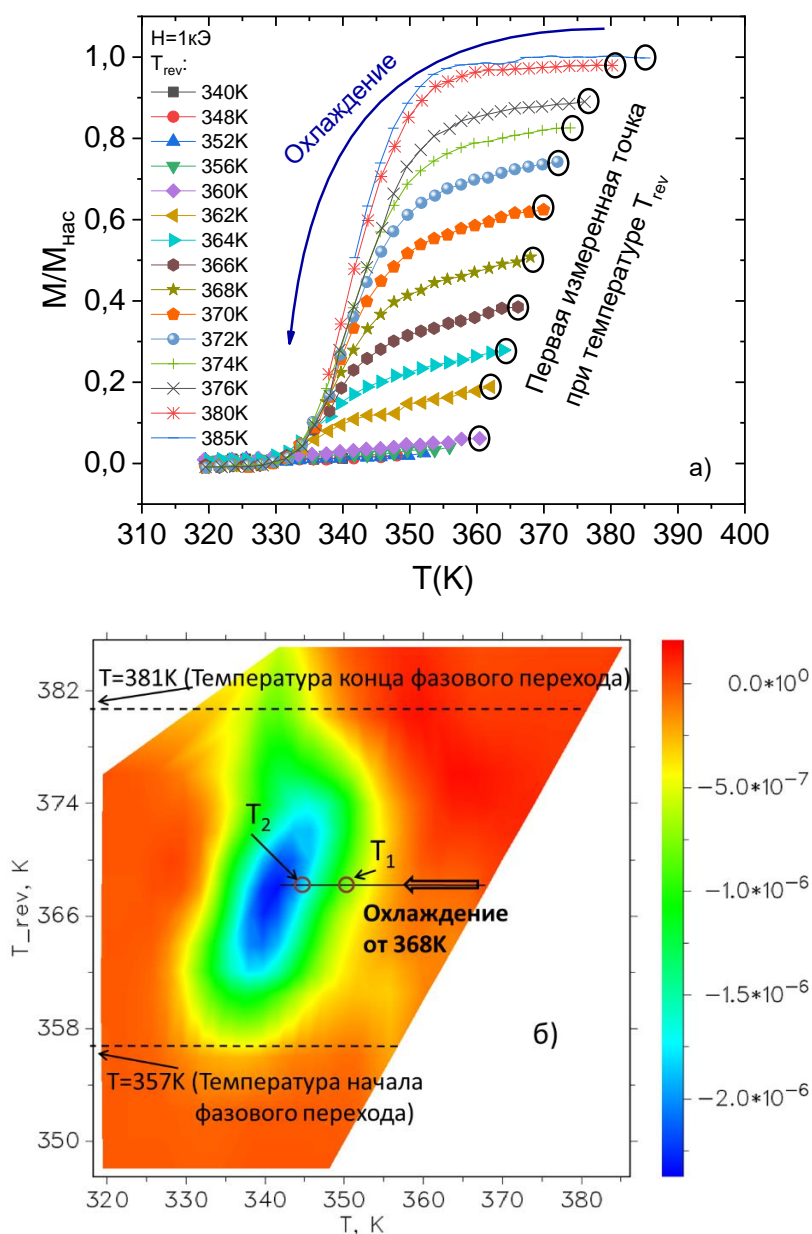


Рисунок 21 а) Кривые TFORC и б) диаграмма TFORC, полученные при охлаждении из метастабильных состояний при фазовом переходе из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние в тонкой пленке FeRh в поле 1 кЭ. [65*]

TFORC в поле $H = 1\text{кЭ}$ при охлаждении (Рисунок 21а). Измеренные кривые обрабатывались в программе doFORC [63].

По полученному набору данных была построена соответствующая диаграмма TFORC (Рисунок 21,б). С помощью методики TFORC можно определить температурные границы фазового перехода. Например, температура начала фазового перехода в поле 1кЭ составляет 357 К , а конечная температура, при которой весь образец становится ферромагнитным, составляет 381 К (Рисунок 21,б) [65*].

Стоит отметить, что процессы изменения доли ферромагнитной фазы в образце, которые были описаны выше, прослеживаются на диаграмме TFORC. В частности, температура T_1 на краю пика диаграммы TFORC соответствует уменьшению ферромагнитной фазы вблизи подложки пленки. Температура T_2 , при которой наблюдался максимум коэрцитивной силы, находится вблизи центра пика в случае охлаждения из метастабильного состояния. При охлаждении из чистого ферромагнитного состояния пик на температурных зависимостях коэрцитивной силы наблюдается в состоянии с малой намагниченностью, что не удовлетворяет условиям практического применения в технологии HAMR (рис. 5г). Это означает, что по результатам, полученным с помощью анализа TFORC, можно сразу определить температурные условия, при которые важны для практических приложений [65*].

Построенная диаграмма демонстрирует, что в диапазоне температур от 355 К до 330 К , происходят необратимые процессы намагничивания в образце при охлаждении. Таким образом, предлагается новый подход к интерпретации диаграмм TFORC, основанный на сравнительном анализе зависимостей коэрцитивной силы и коэффициента прямоугольности от температуры и положения пика на диаграмме [65*].

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

- Подробно изучены механизмы зарождения и роста ферромагнитной фазы в тонкой пленке FeRh при магнитном фазовом переходе первого рода из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние при помощи температурных, полевых и релаксационных зависимостей намагниченности
- Разработана методика измерений релаксационных зависимостей намагниченности вблизи фазового перехода, которая позволяет получать воспроизводимые результаты
- Предложена феноменологическая модель, которая описывает процессы зарождения и роста ферромагнитной фазы магнитном фазовом переходе первого рода
- Показано, что нуклеация и рост ферромагнитной фазы начинается с поверхности пленки. После прорастания ферромагнитной фазы в верхних слоях тонкой пленки начинают преобладать процессы движения доменных границ. Завершающей стадией фазового перехода является рост ферромагнитной фазы в направлении к подложке
- Предложенная модель эволюции ферромагнитной фазы верифицирована визуализацией микромагнитной структуры на поверхности пленки при помощи магнитно-силовой микроскопии и Керр микроскопии
- Описан новый подход к интерпретации TFORC диаграмм, основанный на корреляционном анализе диаграммы и температурной зависимости коэрцитивной силы

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

Работы, отмеченные *, выполнены при непосредственном участии автора.

- [1] M. Balli, S. Jandl, P. Fournier, A. Kedous-Lebouc, Advanced materials for magnetic cooling: Fundamentals and practical aspects, Applied Physics Reviews. 4 (2017) 021305. <https://doi.org/10.1063/1.4983612>.
- [2] С.В. Вонсовский, Магнетизм, Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1984.
- [3] D. Dzekan, A. Waske, K. Nielsch, S. Fähler, Efficient and affordable thermomagnetic materials for harvesting low grade waste heat, APL Materials. 9 (2021) 011105. <https://doi.org/10.1063/5.0033970>.
- [4] J.-U. Thiele, S. Maat, E.E. Fullerton, FeRh/FePt exchange spring films for thermally assisted magnetic recording media, Applied Physics Letters. 82 (2003) 2859–2861. <https://doi.org/10.1063/1.1571232>.
- [5] J.-U. Thiele, S. Maat, J.L. Robertson, E.E. Fullerton, Magnetic and structural properties of FePt-FeRh exchange spring films for thermally assisted magnetic recording media, IEEE Transactions on Magnetics. 40 (2004) 2537–2542. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2004.829325>.
- [6] N.T. Nam, W. Lu, T. Suzuki, Exchange bias of ferromagnetic/antiferromagnetic in FePt/FeRh bilayers, Journal of Applied Physics. 105 (2009) 07D708. <https://doi.org/10.1063/1.3062813>.
- [7] T.J. Zhou, K. Cher, J.F. Hu, Z.M. Yuan, B. Liu, The concept and fabrication of exchange switchable trilayer of FePt/FeRh/FeCo with reduced switching field, Journal of Applied Physics. 111 (2012) 07C116. <https://doi.org/10.1063/1.3677838>.
- [8] F. Garcia Sanchez, O. Chubykalo-Fesenko, O. Mryasov, R.W. Chantrell, Multiscale modelling of hysteresis in FePt/FeRh bilayer, Physica B: Condensed Matter. 372 (2006) 328–331. <https://doi.org/10.1016/j.physb.2005.10.078>.
- [9] T. Gottschall, K.P. Skokov, M. Fries, A. Taubel, I. Radulov, F. Scheibel, D. Benke, S. Riegg, O. Gutfleisch, Making a Cool Choice: The Materials Library of Magnetic Refrigeration, Advanced Energy Materials. 9 (2019) 1901322. <https://doi.org/10.1002/aenm.201901322>.
- [10] S.A. Nikitin, G. Myalikgulyev, A.M. Tishin, M.P. Annaorazov, K.A. Asatryan, A.L. Tyurin, The magnetocaloric effect in Fe₄₉Rh₅₁ compound, Physics Letters, Section A: General, Atomic and Solid State Physics. 148 (1990) 363–366.
- [11] S. Koyama, H. Ogata, M. Konno, T. Goto, K. Koike, Reduction of coercivity in FePt-FeRh bilayer films by heating, IEEE Transactions on Magnetics. 41 (2005) 2854–2856. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2005.854681>.
- [12*] **A.S. Komlev**, V.I. Zverev, Chapter 14 - Magnetocaloric effect for medical applications, in: A.M. Tishin (Ed.), Magnetic Materials and Technologies for Medical Applications, Woodhead Publishing, 2022: pp. 437–467. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-822532-5.00001-7>.
- [13*] **A.S. Komlev**, R.R. Gimaev, V.I. Zverev, Smart magnetocaloric coatings for implants: Controlled drug release for targeted delivery, Physics Open. 7 (2021) 100063. <https://doi.org/10.1016/j.physo.2021.100063>.
- [14*] A.S. Davydov, A.V. Belousov, G.A. Krusanov, M.A. Kolyvanova, B.B. Kovalev, **A.S. Komlev**, P.V. Krivoschapkin, V.N. Morozov, V.I. Zverev, Promising magnetic nanoradiosensitizers for combination of tumor hyperthermia and x-ray therapy: Theoretical calculation, Journal of Applied Physics. 129 (2021) 033902. <https://doi.org/10.1063/5.0032843>.
- [15] I. Astefanoaei, R. Gimaev, V. Zverev, A. Stancu, Modelling of working parameters of Gd and FeRh nanoparticles for magnetic hyperthermia, Mater. Res. Express. 6 (2019) 125089. <https://doi.org/10.1088/2053-1591/ab5c4a>.
- [16] M. Fallot, The alloys of iron with metals of the platinum family, Ann. Phys. (Paris). 10 (1938) 291–332. <https://doi.org/10.1051/anphys/193811100291>.
- [17] N.A. Zarkevich, V.I. Zverev, Viable Materials with a Giant Magnetocaloric Effect, Crystals. 10 (2020) 815. <https://doi.org/10.3390/cryst10090815>.

- [18] J. Liu, T. Gottschall, K.P. Skokov, J.D. Moore, O. Gutfleisch, Giant magnetocaloric effect driven by structural transitions, *Nat Mater.* 11 (2012) 620–626. <https://doi.org/10.1038/nmat3334>.
- [19] M. Sharma, H.M. Aarbogh, J.-U. Thiele, S. Maat, E.E. Fullerton, C. Leighton, Magnetotransport properties of epitaxial MgO(001)/FeRh films across the antiferromagnet to ferromagnet transition, *Journal of Applied Physics.* 109 (2011) 083913. <https://doi.org/10.1063/1.3573503>.
- [20] J. van Driel, R. Coehoorn, G.J. Strijkers, E. Brück, F.R. de Boer, Compositional dependence of the giant magnetoresistance in $\text{Fe}_x\text{Rh}_{1-x}$ thin films, *Journal of Applied Physics.* 85 (1999) 1026–1036. <https://doi.org/10.1063/1.369224>.
- [21] I. Suzuki, T. Naito, M. Itoh, T. Sato, T. Taniyama, Clear correspondence between magnetoresistance and magnetization of epitaxially grown ordered FeRh thin films, *Journal of Applied Physics.* 109 (2011) 07C717. <https://doi.org/10.1063/1.3556754>.
- [22] N.V. Baranov, P.E. Markin, S.V. Zemlyanski, H. Michor, G. Hilscher, Giant magnetoresistance in antiferromagnetically ordered FeRh and Mn₂Sb based alloys, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* 157–158 (1996) 401–402. [https://doi.org/10.1016/0304-8853\(95\)00966-3](https://doi.org/10.1016/0304-8853(95)00966-3).
- [23] V.L. Moruzzi, P.M. Marcus, Giant magnetoresistance in FeRh: A natural magnetic multilayer, *Phys. Rev. B.* 46 (1992) 14198–14200. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.46.14198>.
- [24] J.S. Kouvel, Unusual Nature of the Abrupt Magnetic Transition in FeRh and Its Pseudobinary Variants, *Journal of Applied Physics.* 37 (1966) 1257–1258. <https://doi.org/10.1063/1.1708424>.
- [25] A.I. Zakharov, A.M. Kadomtseva, R.Z. Levitin, E.G. Ponyatovskii, Magnetic and magnetoelastic properties of a metamagnetic Fe–Rh alloy, *Sov. Phys. JETP.* 19 (1964) 1348–1353.
- [26] L. Muldawer, F. deBergevin, Antiferromagnetic-Ferromagnetic Transformation in FeRh, *The Journal of Chemical Physics.* 35 (1961) 1904–1905. <https://doi.org/10.1063/1.1732175>.
- [27] R. Modak, M. Murata, D. Hou, A. Miura, R. Iguchi, B. Xu, R. Guo, J. Shiomi, Y. Sakuraba, K. Uchida, Phase-transition-induced giant Thomson effect for thermoelectric cooling, *Applied Physics Reviews.* 9 (2022) 011414. <https://doi.org/10.1063/5.0077497>.
- [28] L.H. Lewis, C.H. Marrows, S. Langridge, Coupled magnetic, structural, and electronic phase transitions in FeRh, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 49 (2016) 323002. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/49/32/323002>.
- [29] E. Kren, L. Pal, P. Szabo, Neutron diffraction investigation of the antiferromagnetic-ferromagnetic transformation in the FeRh alloy, *Physics Letters.* 9 (1964) 297–298. [https://doi.org/10.1016/0031-9163\(64\)90369-5](https://doi.org/10.1016/0031-9163(64)90369-5).
- [30] N. Kunitomi, M. Kohgi, Y. Nakai, Diffuse scattering of neutrons in the antiferromagnetic phase of FeRh, *Physics Letters A.* 37 (1971) 333–334. [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(71\)90695-5](https://doi.org/10.1016/0375-9601(71)90695-5).
- [31] Р.Р. Гимаев, А.А. Ваулин, А.Ф. Губкин, В.И. Зверев, Особенности магнитных и магнитотепловых свойств сплавов Fe–Rh в области фазового перехода антиферромагнетик–ферромагнетик, *Физика Металлов И Металловедение.* 121 (2020). <https://doi.org/10.31857/S0015323020090041>.
- [32] L.J. Swartzendruber, The Fe–Rh (Iron-Rhodium) system, *Bulletin of Alloy Phase Diagrams.* 5 (1984) 456–462. <https://doi.org/10.1007/BF02872896>.
- [33*] **A.S. Komlev**, D.Y. Karpenkov, R.R. Gimaev, A. Chirkova, A. Akiyama, T. Miyanaga, M.F. Hupalo, D.J.M. Aguiar, A.M.G. Carvalho, M.J. Jiménez, G.F. Cabeza, V.I. Zverev, N.S. Perov, Correlation between magnetic and crystal structural sublattices in palladium-doped FeRh alloys: Analysis of the metamagnetic phase transition driving forces, *Journal of Alloys and Compounds.* 898 (2022) 163092. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2021.163092>.
- [34] M.L. Arreguín-Hernández, C.F. Sánchez-Valdés, J.L.S. Llamazares, D. Ríos-Jara, V.K. Pecharsky, M.I. Blinov, V.N. Prudnikov, B.B. Kovalev, V.I. Zverev, A.M. Tishin, Magnetoelastic transition and magnetocaloric effect in induction melted $\text{Fe}_{100-x}\text{Rh}_x$ bulk alloys with $x = 50, 51$, *Journal of Alloys and Compounds.* 871 (2021) 159586. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2021.159586>.
- [35] H. Miyajima, S. Yuasa, Y. Otani, First-Order Magnetic Phase Transitions Observed in bct FeRh–Pt, Pd Systems, *Jpn. J. Appl. Phys.* 32 (1993) 232. <https://doi.org/10.7567/JJAPS.32S3.232>.
- [36] P.H.L. Walter, Exchange Inversion in Ternary Modifications of Iron Rhodium, *Journal of Applied Physics.* 35 (1964) 938–939. <https://doi.org/10.1063/1.1713547>.

- [37] A.J. Heeger, Pressure Dependence of the FeRh First-Order Phase Transition, *Journal of Applied Physics*. 41 (1970) 4751–4752. <https://doi.org/10.1063/1.1658533>.
- [38] L. I. Vinokurova, A. V. Vlasov, M. Pardavi-Horváth, Pressure effects on magnetic phase transitions in FeRh and FeRhIr alloys, *physica status solidi (b)*. 78 (1976) 353–357.
- [39] R.C. Wayne, Pressure Dependence of the Magnetic Transitions in Fe-Rh Alloys, *Phys. Rev.* 170 (1968) 523–527. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.170.523>.
- [40] K. Kamenev, Z. Arnold, J. Kamarád, N.V. Baranov, Pressure induced antiferromagnetism in (Fe_{1-x}Ni_x)₄₉Rh₅₁ alloys, *Journal of Alloys and Compounds*. 252 (1997) 1–5. [https://doi.org/10.1016/S0925-8388\(96\)02710-7](https://doi.org/10.1016/S0925-8388(96)02710-7).
- [41] J. Hong, T. Yang, A.T. N'Diaye, J. Bokor, L. You, Effects of Interface Induced Natural Strains on Magnetic Properties of FeRh, *Nanomaterials*. 9 (2019) 574. <https://doi.org/10.3390/nano9040574>.
- [42] Y. Lee, Z.Q. Liu, J.T. Heron, J.D. Clarkson, J. Hong, C. Ko, M.D. Biegalski, U. Aschauer, S.L. Hsu, M.E. Nowakowski, J. Wu, H.M. Christen, S. Salahuddin, J.B. Bokor, N.A. Spaldin, D.G. Schlom, R. Ramesh, Large resistivity modulation in mixed-phase metallic systems, *Nature Communications*. 6 (2015) 5959. <https://doi.org/10.1038/ncomms6959>.
- [43] A. Ceballos, Z. Chen, O. Schneider, C. Bordel, L.-W. Wang, F. Hellman, Effect of strain and thickness on the transition temperature of epitaxial FeRh thin-films, *Appl. Phys. Lett.* 111 (2017) 172401. <https://doi.org/10.1063/1.4997901>.
- [44] C.Q. Yu, H. Li, Y.M. Luo, L.Y. Zhu, Z.H. Qian, T.J. Zhou, Thickness-dependent magnetic order and phase-transition dynamics in epitaxial Fe-rich FeRh thin films, *Physics Letters A*. 383 (2019) 2424–2428. <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2019.04.058>.
- [45] I. Suzuki, T. Koike, M. Itoh, T. Taniyama, T. Sato, Stability of ferromagnetic state of epitaxially grown ordered FeRh thin films, *Journal of Applied Physics*. 105 (2009) 07E501. <https://doi.org/10.1063/1.3054386>.
- [46] F. Pressacco, D. Sangalli, V. Uhlíř, D. Kutnyakhov, J.A. Arregi, S.Y. Agustsson, G. Brenner, H. Redlin, M. Heber, D. Vasilyev, J. Demsar, G. Schönhense, M. Gatti, A. Marini, W. Wurth, F. Sirotti, Subpicosecond metamagnetic phase transition in FeRh driven by non-equilibrium electron dynamics, *Nat Commun.* 12 (2021) 5088. <https://doi.org/10.1038/s41467-021-25347-3>.
- [47] R. Medapalli, G. Li, S.K.K. Patel, R.V. Mikhaylovskiy, Th. Rasing, A.V. Kimel, E.E. Fullerton, Femtosecond photocurrents at the FeRh/Pt interface, *Appl. Phys. Lett.* 117 (2020) 142406. <https://doi.org/10.1063/5.0026252>.
- [48] Ultrafast Emergence of Ferromagnetism in Antiferromagnetic FeRh in High Magnetic Fields, (n.d.). https://scholar.google.com/citations?view_op=view_citation&hl=ru&user=PgCAsSYAAAAJ&sortBy=pubdate&citation_for_view=PgCAsSYAAAAJ:Bg7qf7VwUHIC (accessed March 5, 2022).
- [49] M. Manekar, S.B. Roy, Nucleation and growth dynamics across the antiferromagnetic to ferromagnetic transition in (Fe_{0.975}Ni_{0.025})₅₀Rh₅₀: analogy with crystallization, *J. Phys.: Condens. Matter*. 20 (2008) 325208. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/20/32/325208>.
- [50] Y. Feng, Y. Lee, T. Fukuda, T. Kakeshita, Time dependent nature of first order magnetostructural transition in FeRh, *Journal of Alloys and Compounds*. 538 (2012) 5–7. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2012.06.006>.
- [51] Y. Feng, T. Fukuda, T. Kakeshita, Time dependent nature of first order antiferro–ferro magnetostructural transition in Fe_{0.45}Rh_{0.45}Pd_{0.1} alloy, *Journal of Alloys and Compounds*. 577, Supplement 1 (2013) S52–S55. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2012.02.017>.
- [52] M. Manekar, M.K. Chattopadhyay, S.B. Roy, Glassy dynamics in magnetization across the first order ferromagnetic to antiferromagnetic transition in Fe_{0.955}Ni_{0.045}Rh, *J. Phys.: Condens. Matter*. 23 (2011) 086001. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/23/8/086001>.
- [53] W. Lu, B. Yan, T. Suzuki, Magnetic phase transition and magneto-optical properties in epitaxial FeRh_{0.95}Pt_{0.05} (0 0 1) single-crystal thin film, *Scripta Materialia*. 61 (2009) 851–854. <https://doi.org/10.1016/j.scriptamat.2009.07.014>.
- [54] The Johnson-Mehl- Avrami-Kohnogorov model: A brief review | SpringerLink, (n.d.). <https://link.springer.com/article/10.1007%2FBF03185527> (accessed November 27, 2020).
- [55] A.N. Kolmogorov, *Izv Akad Nauk SSSR, Ser Matern.* 3 (1937) 355–359.

- [56] C.P. Bean, D.S. Rodbell, Magnetic Disorder as a First-Order Phase Transformation, *Phys. Rev.* 126 (1962) 104–115. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.126.104>.
- [57] D.Yu. Karpenkov, A.Yu. Karpenkov, K.P. Skokov, I.A. Radulov, M. Zheleznyi, T. Faske, O. Gutfleisch, Pressure Dependence of Magnetic Properties in $\text{La}(\text{Fe}, \text{Si})_{13}$: Multistimulus Responsiveness of Caloric Effects by Modeling and Experiment, *Phys. Rev. Applied.* 13 (2020) 034014. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.13.034014>.
- [58] L.M. Moreno-Ramírez, V. Franco, Setting the Basis for the Interpretation of Temperature First Order Reversal Curve (TFORC) Distributions of Magnetocaloric Materials, *Metals.* 10 (2020) 1039. <https://doi.org/10.3390/met10081039>.
- [59] V. Franco, T. Gottschall, K.P. Skokov, O. Gutfleisch, First-Order Reversal Curve (FORC) Analysis of Magnetocaloric Heusler-Type Alloys, *IEEE Magn. Lett.* 7 (2016) 1–4. <https://doi.org/10.1109/LMAG.2016.2541622>.
- [60] V. Franco, Temperature-FORC analysis of a magnetocaloric Heusler alloy using a unified driving force approach (T*FORC), *Journal of Applied Physics.* 127 (2020) 133902. <https://doi.org/10.1063/5.0005076>.
- [61] F. Preisach, Über die magnetische Nachwirkung, *Zeitschrift Für Physik.* 94 (1935) 277–302.
- [62] V. Kolesnikova, J.C. Martínez-García, V. Rodionova, M. Rivas, Study of bistable behaviour in interacting Fe-based microwires by first order reversal curves, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* 508 (2020) 166857.
- [63] D. Cimpoesu, I. Dumitru, A. Stancu, DoFORC tool for calculating first-order reversal curve diagrams of noisy scattered data, *Journal of Applied Physics.* 125 (2019) 023906. <https://doi.org/10.1063/1.5066445>.
- [64*] Т.Ю. Киселева, **А.С. Комлев**, Г.П. Марков, В.Э. Павлов, Метод FORC: теоретические основы и практическое применение для исследования магнитных композитов природного и искусственного происхождения, ИФЗ РАН, Москва, 2022.
- [65*] **A.S. Komlev**, D.Y. Karpenkov, D.A. Kiselev, T.S. Ilina, A. Chirkova, R.R. Gimaev, T. Usami, T. Taniyama, V.I. Zverev, N.S. Perov, Ferromagnetic phase nucleation and its growth evolution in FeRh thin films, *Journal of Alloys and Compounds.* 874 (2021) 159924. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2021.159924>.
- [66] С. Тикадзуми, Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения: Пер. с японского, Мир, Москва, 1987.
- [67] Asymmetric first-order transition and interlocked particle state in magnetocaloric $\text{La}(\text{Fe}, \text{Si})_{13}$ - Waske - 2015 - *physica status solidi (RRL)* – Rapid Research Letters - Wiley Online Library, (n.d.). <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/full/10.1002/pssr.201409484> (accessed February 1, 2021).
- [68] T. Gottschall, D. Benke, M. Fries, A. Taubel, I.A. Radulov, K.P. Skokov, O. Gutfleisch, A Matter of Size and Stress: Understanding the First-Order Transition in Materials for Solid-State Refrigeration, *Advanced Functional Materials.* 27 (2017) 1606735. <https://doi.org/10.1002/adfm.201606735>.
- [69] C. Baldasseroni, C. Bordel, C. Antonakos, A. Scholl, K.H. Stone, J.B. Kortright, F. Hellman, Temperature-driven growth of antiferromagnetic domains in thin-film FeRh, *J. Phys.: Condens. Matter.* 27 (2015) 256001. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/27/25/256001>.
- [70] V.I. Zverev, A.M. Saletsky, R.R. Gimaev, A.M. Tishin, T. Miyanaga, J.B. Staunton, Influence of structural defects on the magnetocaloric effect in the vicinity of the first order magnetic transition in $\text{Fe}_{50.4}\text{Rh}_{49.6}$, *Applied Physics Letters.* 108 (2016) 192405. <https://doi.org/10.1063/1.4949355>.
- [71] Z. Jia, J.W. Harrell, R.D.K. Misra, Synthesis and magnetic properties of self-assembled FeRh nanoparticles, *Appl. Phys. Lett.* 93 (2008) 022504. <https://doi.org/10.1063/1.2952956>.

Автор выражает искреннюю благодарность научному руководителю Перову Николаю Сергеевичу, за всестороннюю поддержку, внимание и помощь при проведении исследовательской работы, Звереву Владимиру Игоревичу за помощь в организации исследовательского процесса, Дмитрию Киселеву и Татьяне Ильиной за профессиональную помощь в получении результатов магнитно-силовых измерений, Алексею Сергеевичу Волегову за уделенное время на проведение Керр-микроскопии. Также благодарю Карпенкова Дмитрия Юрьевича за уделенное время и силы на обучение синтезу сплавов, их подготовке к измерениям и написанию содержательных высокорейтинговых статей. Автор признателен всему коллективу кафедры магнетизма за внимательное отношение, содействие и поддержку на всех этапах исследовательской работе, а также Пчелиной Диане Игоревне за обсуждение результатов и их популяризацию. Отдельную благодарность выражаю фондам “БАЗИС”, РФФ (проект №22-22-00291), фонду им. Потанина, фонду им. Сахарова, Министерству науки и образования (проект № 075-15-2021-1353) за финансовую поддержку проведенных исследований.