

Федеральное государственное бюджетное образовательное  
учреждение высшего образования  
«Иркутский государственный университет»

На правах рукописи



Деревянко Михаил Сергеевич

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОИМПЕДАНСНЫЕ  
СВОЙСТВА АМОΡФНЫХ МАГНИТОМЯГКИХ  
ПРОВОДНИКОВ НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА В ОБЛАСТИ  
ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

1.3.12. Физика магнитных явлений

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук, профессор  
Семиров Александр Владимирович

Иркутск — 2024

## Оглавление

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1. ИМПЕДАНС АМОΡФНЫХ МАГНИТОМЯГКИХ ЛЕНТ И ПРОВОДОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ, УПРУГОЙ ДЕФОРМАЦИИ И ТЕМПЕРАТУРЫ (ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ).....	12
1.1. Импеданс.....	12
1.2. Влияние внешнего магнитного поля на импеданс проводника. Магнитоимпедансный эффект.....	13
1.3. Влияние упругих деформаций на импеданс магнитомягких лент и проводов. Стресс-импедансный эффект.....	21
1.4. Влияние режима закалки и элементного состава аморфных ферромагнетиков на магнитные и структурные свойства .....	26
1.5. Влияние температуры на структуру, магнитные свойства и импеданс аморфных магнитомягких проводов и лент .....	29
1.6. Ориентационный магнитный фазовый переход.....	32
2 ГЛАВА. МЕТОДИКИ ПРОВЕДЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ.....	37
2.1. Автоматизированный измерительный комплекс магнитоимпедансной спектроскопии .....	37
2.2. Измерительная ячейка и термоблок .....	39
2.3. Исследование микроструктуры образцов.....	43
2.4. Исследование магнитных параметров .....	43
2.5. Измерение константы магнитострикции насыщения при различных температурах .....	45
2.6. Оценка погрешностей измерений.....	47
2.7. Выводы по главе 2.....	51
3 ГЛАВА. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ИМПЕДАНСА АМОΡФНЫХ МАГНИТОМЯГКИХ	

СПЛАВОВ В ОБЛАСТИ ФЕРРОМАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА....	52
3.1. Влияние температуры на магнитные и магнитоимпедансные свойства аморфных лент сплавов $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ и $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ .....	52
3.1.1. Импеданс аморфных магнитомягких лент $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ и $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ вблизи их температуры Кюри .....	53
3.1.2. Связь температурных изменений магнитных и магнитоимпедансных свойств.....	57
3.1.3. Влияние состава аморфной магнитомягкой ленты на температуру Кюри .....	59
3.2. Особенности температурного поведения импеданса аморфных проводов $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ в области ферромагнитного фазового перехода .....	64
3.3. Связь температуры Кюри и диаметра аморфного провода, подвергнутого термообработке.....	74
3.4. Выводы по 3 главе .....	77
4 ГЛАВА. ОРИЕНТАЦИОННЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В АМОΡФНЫХ МАГНИТОМЯГКИХ ПРОВОДАХ СПЛАВА $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ .....	79
4.1. Влияние температуры на магнитоимпеданс упругодеформированных аморфных проводов сплава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ .....	79
4.2. Совместное влияние температуры и упругих растягивающих напряжений на импеданс аморфных проводов сплава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ ....	87
4.3. Выводы по 4 главе .....	93
Заключение.....	95
Список литературы.....	97

## ВВЕДЕНИЕ

Установление связи структурных свойств материалов с их физическими свойствами является одной из основных задач исследований в области физики магнитных явлений. В классе магнитных материалов можно выделить группу аморфных магнитомягких ферромагнитных сплавов основе железа и кобальта, магнитные и высокочастотные электрические свойства которых проявляют высокую чувствительность к изменениям их структуры. Данные сплавы высокоперспективны с прикладной точки зрения ввиду уникального сочетания в них механических и магнитных свойств. Высокая магнитная проницаемость и индукция насыщения, малая коэрцитивная сила и потери на перемагничивание – ключевые свойства данных материалов, определившие их прикладное назначение в качестве сердечников трансформаторов, элементов магнитной записи и электродвигателей с высоким КПД, чувствительных элементов датчиков различных величин.

Структурная чувствительность магнитных и электрических свойств обусловлена метастабильностью аморфного состояния магнитомягких сплавов, получаемых методами быстрой закалки из расплава. Остаточные закалочные напряжения и дефектность – ключевые элементы, характеризующие структурную неоднородность аморфных сплавов, влияющую на такие магнитные параметры как температура Кюри, коэрцитивная сила, магнитострикция и др. Таким образом воздействие внешних факторов, приводящее к структурным изменениям, несомненно отразится на изменении магнитных характеристик, что позволяет использовать исследование последнего для изучения структурных особенностей аморфных ферромагнетиков.

Электрический импеданс магнитомягких аморфных проводников, определяемый, согласно классической электродинамике, их магнитной проницаемостью, проявляет высокую чувствительность к изменению их магнитных свойств. Поэтому исследование импеданса при воздействии внешнего магнитного поля (магнитоимпедансный эффект), упругих деформаций (стресс-импедансный эффект) и температуры (термо-импедансный эффект) широко

зарекомендовало себя в качестве перспективного метода изучения влияния данных факторов на магнитные свойства аморфных ферромагнитных сплавов. Так, изучая поведение импеданса аморфных и нанокристаллических сплавов во внешнем магнитном поле под действием упругих деформаций, можно выявлять особенности магнитной анизотропии, определять знак константы магнитострикции насыщения и оценивать ее величину. Также показана возможность детектирования отдельных стадий структурной релаксации аморфных ферромагнитных сплавов с помощью метода магнитоимпедансной спектроскопии.

Таким образом исследование магнито-, стресс- и термо-импедансных эффектов аморфных ферромагнетиков является актуальным и перспективным с фундаментальной точки зрения, так как позволяет выявлять особенности изменения магнитных свойств, обусловленных структурными изменениями. Отдельного внимания заслуживает изучение термоиндуцированных изменений магнитных свойств данных объектов в области ферромагнитного фазового перехода и температуры смены знака константы магнитострикции.

**Объектами** исследования являются аморфные ленты сплавов  $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ ,  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$  и провода сплавов  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ ,  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ .

**Целью** работы является изучение связи термоиндуцированного изменения магнитных свойств с температурной зависимостью импеданса и магнитоимпедансного эффекта аморфных магнитомягких лент и проводов на основе кобальта в области ферромагнитного фазового перехода и температуры смены знака константы магнитострикции.

#### **Основные задачи:**

1. Разработать и изготовить универсальную температурную приставку, позволяющую проводить исследования импеданса, магнитных гистерезисных параметров и магнитострикции насыщения аморфных магнитомягких материалов при температурах ниже комнатной.
2. Изучить влияние термоиндуцированного изменения магнитных свойств на температурную зависимость импеданса и магнитоимпедансного эффекта в

области ферромагнитного фазового перехода аморфных лент сплавов  $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$  и  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$  и проводов сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ .

3. Изучить совместное влияние температуры и механических напряжений на импеданс и магнитоимпедансный эффект проводов сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$  в широком температурном диапазоне.

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

1. Высокая чувствительность метода магнитоимпедансной спектроскопии позволяет использовать его как для определения температур Кюри магнитомягких ферромагнитных сплавов, так и для изучения особенностей температурных изменений их магнитных свойств.
2. Наличие двух магнитных фаз с разной температурой Кюри в аморфном проводе сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$  связано с неоднородным радиальным распределением структурных дефектов в виде избыточного свободного объема.
3. Изменение температуры Кюри аморфного провода сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$  под воздействием термообработки связано с его диаметром, что обусловлено различными условиями закалки проводов разного диаметра, влияющими на концентрацию и размер структурных дефектов.
4. Максимум на температурных зависимостях магнитной проницаемости и магнитоимпеданса упругодеформированного аморфного провода сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$  в диапазоне температур (150 ÷ 180) К обусловлен переориентацией намагниченности в приповерхностной области провода от циркулярного направления к аксиальному ввиду термоиндуцированного изменения знака константы магнитострикции насыщения.

#### **Научная новизна**

1. Показана возможность определения с высокой точностью температуры Кюри магнитомягких ферромагнитных сплавов по температурной зависимости их электрического импеданса на примере аморфных лент сплавов  $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ ,  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$  и проводов сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ .

2. Впервые обнаружено в аморфном проводе сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$  наличие как минимум двух магнитных фаз, обладающих разной температурой Кюри. Методом магнитоимпедансной спектроскопии установлено, что в объеме провода разные магнитные фазы имеют разное радиальное концентрационное распределение. Возникновение данных фаз ввиду технологии получения аморфных проводов быстрой закалкой из расплава связано с неоднородным распределением по объему провода структурных дефектов в виде избыточного свободного объема, а также с их перераспределением в результате термообработки.
3. Обнаружено, что степень влияния термообработки аморфного провода сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$  на температуру Кюри связана с его диаметром. Изменение температуры Кюри под действием термообработки больше для провода большего диаметра. Это объясняется разницей в концентрации и размерах структурных дефектов в проводах разного диаметра, возникающих при их быстрой закалке из расплава.
4. Обнаружено, что в области температуры смены знака константы магнестрикции происходит значительное изменение импеданса упругодеформированного аморфного магнитомягкого провода сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ . Показано, что такое поведение возникает за счет переориентации оси легко намагничивания в приповерхностной области упругодеформированного провода от циркулярного направления к аксиальному.

### **Практическая значимость работы**

Практическая значимость работы обусловлена тем, что магнитоимпедансный эффект (МИ) является высокочувствительным к изменению магнитной проницаемости магнитомягких проводников. В аморфных и нанокристаллических ферромагнитных сплавах воздействие внешних магнитных полей, механических напряжений и температуры оказывает существенное влияние на их магнитную проницаемость. Таким образом на основе данных материалов и проявляющегося в них МИ эффекта можно создавать датчики магнитных полей, деформаций и температуры. Так, например, в аморфных магнитомягких лентах сплава  $\text{CoFeCrSiB}$  и проводах сплава  $\text{CoFeNbSiB}$  чувствительность к температуре в области

ферромагнитного фазового перехода достигает около 10 %/К.

Также, исследуя температурную зависимость импеданса аморфных ферромагнетиков можно с высокой точностью определять их температуру Кюри. С помощью магнитоимпедансной спектроскопии можно детектировать в них отдельные магнитные фазы с различной температурой Кюри, концентрация которых имеет разную радиальную координату. Последнее явно наблюдается в проводах сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$  в присутствии внешнего магнитного поля.

Совместное исследование влияния внешнего магнитного поля и упругих растягивающих напряжений на импеданс вышеописанных сплавов позволяет определять их константу магнитострикции. Проводя данные исследования в широком температурном диапазоне, можно определить температуру компенсации магнитострикции, как это было показано в случае аморфного провода сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ .

Кроме практической значимости, представленные результаты исследований имеют фундаментальную значимость. Такие исследования позволят расширить и углубить знания о связи высокочастотного электрического импеданса и МИ в области ферромагнитного фазового перехода со структурными особенностями аморфных магнитомягких материалов, вызванными вариацией элементного состава, концентрационным распределением дефектов в их объеме и термообработкой.

### **Методология и методы исследований**

В работе использовались современные методы исследования и сертифицированное оборудование.

Основу метода магнитоимпедансной спектроскопии составлял прецизионный анализатора импеданса Agilent 4294A. Магнитные свойства исследовались с помощью индукционной магнитометрии, а также вибрационного магнитометра Lake Shore (Уральский Федеральный Университет имени первого президента РФ Б.Н. Ельцина). Магнитострикция измерялась методом малоуглового вращения намагниченности (SAMR).

Рентгеноструктурные исследования лент и проводов проведены в Cu-K $\alpha$  излучении с помощью дифрактометров PHILIPS X'PERT PRO и PANalytical X'Pert

PRO в Уральском Федеральном Университете имени первого президента РФ Б.Н. Ельцина.

### **Структура и объем работы**

Диссертационная работа состоит из введения, 4 глав, заключения и списка цитируемой литературы. Объем работы составляет 118 страниц, включая 51 рисунок. Список литературы включает 192 наименования.

**Первая глава** является обзорной и посвящена рассмотрению ключевых моментов, связанных с влиянием температуры на магнитные, структурные свойства и связанный с ними электрический импеданс аморфных магнитомягких ферромагнетиков. Анализируются работы, посвященные изучению влияния магнитного поля и упругих деформаций на импеданс и магнитоимпедансный эффект.

**Вторая глава** является методологической и посвящена описанию экспериментальных установок и методик изучения совместного влияния магнитного поля, упругих деформаций и температуры на импеданс и магнитные свойства магнитомягких материалов.

**Третья глава** посвящена изучению влияния термоиндуцированного изменения магнитных свойств на температурную зависимость импеданса аморфных лент сплавов  $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$  и  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ . Анализируется связь изменения структурной флуктуации с изменением композиционного ближнего порядка вследствие вариации процентного соотношения метал-металлоидной группы.

Рассматриваются особенности температурного поведения импеданса проводов сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$  в области ферромагнитного фазового перехода. Анализируется связь влияния термообработки на эволюцию дефектов в зависимости от диаметра провода с изменением температуры Кюри.

В **четвертой главе** рассматривается совместное влияние температуры и упругих растягивающих напряжений на магнитоимпеданс аморфного магнитомягкого провода сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ . Приводится модель, описывающая температурное изменение магнитной проницаемости в области температуры смены знака константы магнитострикции насыщения.

## **Достоверность полученных результатов**

Экспериментальные исследования, результаты которых представлены в диссертации, получены с использованием апробированных методик на высокоточных приборах и установках. Полученные результаты и их интерпретация не противоречат имеющимся экспериментальным и теоретическим данным других исследователей, опубликованных в рецензируемых изданиях.

## **Апробация работы**

Материалы диссертационной работы были представлены на 24 научных международных и всероссийских конференциях, школах и семинарах:

- International Conference and Seminar on Micro/Nano Electron Devices EDM'2010 (Erlagol, 2010);
- Открытая школа-конференция стран СНГ Ультрамелкозернистые и наноструктурные материалы (УМЗНМ) (УФА, 2010);
- Байкальская международная конференция «Магнитные материалы. Новые технологии» (Иркутск, 2010, 2012, 2014, 2016, 2018, 2023);
- Moscow International Symposium on Magnetism (Moscow, 2011, 2014, 2017);
- II Международная научно-техническая конференция «Информационные технологии. Радиоэлектроника. Телекоммуникации (ITRT-2012)» (Тольяти, 2012);
- 22-я и 23-я Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (Астрахань, 2012), (Москва, 2018);
- Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС) (Екатеринбург, 2012, 2013, 2015);
- V, VI и VII Euro-Asian symposium “Trends in MAGnetism”: Nanomagnetism (Владивосток, 2013), (Красноярск, 2016), (Екатеринбург, 2019), (Казань, 2022);
- International Conference «Functional Materials» (Crimea, 2013);
- VI Международная школа «Физическое материаловедение» (Новочеркасск, 2013);
- International Baltic conference on magnetism: focus on biomedical aspects (Светлогорск, 2015);

- XIII Международная научно-техническая конференция «Актуальные проблемы электронного приборостроения» (Новосибирск, 2016);
- International Baltic conference on magnetism: focus on functionalized magnetic structures for energy and biotechnology (Светлогорск, 2017, 2023).

## **Публикации**

По теме диссертации опубликовано 27 работ, из них 12 статей в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных Высшей аттестационной комиссией. Из них 11 статей входят в международные базы научного цитирования Web of Science и Scopus. Остальные работы представлены в сборниках трудов международных и всероссийских конференций.

## **Личный вклад автора**

Диссертационная работа выполнена на кафедре физики Педагогического института Иркутского государственного университета. Все основные результаты были получены лично автором. Выбор направления исследования, формулировка задач и обсуждение результатов проводилось совместно с руководителем. Экспериментальные исследования и обсуждение их результатов проведены совместно с соавторами работ в лаборатории физики магнитных явлений кафедры физики Педагогического института, а также на кафедре магнетизма и магнитных наноматериалов Уральского Федерального Университета имени первого президента РФ Б.Н. Ельцина.

Работа была частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 12-02-16090-моб\_з\_рос, № 12-02-31170-мол\_а и № 16-32-50167-мол\_нр), а также проектом Минобрнауки России на выполнение научно-исследовательских работ № 3.1941.2017/4.6.

# ГЛАВА 1. ИМПЕДАНС АМОРФНЫХ МАГНИТОМЯГКИХ ЛЕНТ И ПРОВОДОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ, УПРУГОЙ ДЕФОРМАЦИИ И ТЕМПЕРАТУРЫ (ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ)

## 1.1. Импеданс

Электрическим импедансом проводника называется комплексная величина  $Z$ , определяемая из обобщенного закона Ома выражением:

$$\dot{Z}(\omega) = \frac{U_{ac}}{I_{ac}} = R + iX, \quad (1.1.1)$$

где  $I_{ac}$  – сила переменного тока, протекающего по проводнику, с частотой  $\omega$ ,  $U_{ac}$  – периодически изменяющееся напряжение, приложенное к концам проводника,  $R$  и  $X$  – активное и реактивное сопротивления, соответственно,  $i$  – мнимая единица.

Исходя из основ классической электродинамики сплошных сред [1], импеданс проводника удобно выразить через толщину скин-слоя. В работах [2, 3] с помощью расчета классического скин-эффекта были получены выражения для определения импеданса магнитного цилиндрического проводника и бесконечной планарной пленки, соответственно:

$$Z = \frac{1}{2} R_{dc} k a \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \quad (1.1.2)$$

и

$$Z = R_{dc} \left[ (1 - i) \frac{d}{2\delta} \right] \times \coth \left[ (1 - i) \frac{d}{2\delta} \right] \quad (1.1.3)$$

где  $J_0$  и  $J_1$  – функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядка, соответственно,  $a$  – радиус провода,  $2d$  – толщина ленты,  $R_{dc}$  – сопротивление постоянному току,  $k = (1 + i)/\delta$ ,  $i$  – мнимая единица,  $\delta$  – толщина скин-слоя магнитной среды с эффективной циркулярной магнитной проницаемостью  $\mu_\varphi$  для случая проводов [3]:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu_\varphi \mu_0 \omega}} \quad (1.1.4)$$

и эффективной поперечной магнитной проницаемостью  $\mu_t$  для случая лент [2]:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu_t \mu_0 \omega}} \quad (1.1.5)$$

где  $\rho$  — удельное сопротивление,  $\omega$  — циклическая частота переменного тока, протекающего по проводнику.

Исходя из этого следует, что импеданс магнитомягкого ферромагнитного проводника является функцией нескольких переменных, включая магнитную проницаемость, и тех факторов, которые ее изменяют. Влияние данных факторов на проницаемость, а, следовательно, и импеданс аморфных проводников цилиндрической и планарной геометрии рассматриваются ниже.

## **1.2. Влияние внешнего магнитного поля на импеданс проводника.**

### ***Магнитоимпедансный эффект***

Магнитоимпедансом (МИ), или магнитоимпедансным эффектом (МИ-эффект), называется изменение полного сопротивления проводника переменному электрическому току во внешнем квазистатическом магнитном поле. Впервые данный эффект был исследован в мелкокристаллических железоникелевых проводах группой английского ученого Харрисона в 30-х годах 20-го столетия [4]. Однако до 90-х годов того же столетия исследования МИ-эффекта не развивались ввиду низкой воспроизводимости результатов. В 90-х годах данный эффект вызвал особый интерес ученых [5–8] благодаря развитию знаний о новом классе материалов – аморфных и нанокристаллических сплавов на основе 3d-переходных металлов. Они являлись магнитомягкими материалами и обладали такими благоприятными для достижения высоких значений МИ свойствами как высокая индукция насыщения и магнитная проницаемость, низкая коэрцитивная сила и малые значения константы магнитострикции и анизотропии.

Для расчета величины МИ-эффекта авторы в основном используют следующее выражение [9, 10]:

$$\frac{\Delta Z}{Z}(H) = \frac{Z(H) - Z(H_{max})}{Z(H_{max})} \cdot 100\%, \quad (1.2.1)$$

где  $Z(H)$  – импеданс образца в поле  $H$ ,  $Z(H_{max})$  – импеданс в максимальном магнитном поле, приложенном к образцу.

Менее часто для расчета используют формулу [11]:

$$\frac{\Delta Z}{Z_0}(H) = \frac{Z(H) - Z(0)}{Z(0)} \cdot 100\%, \quad (1.2.2)$$

где  $Z(0)$  – импеданс в отсутствие внешнего магнитного поля.

Во многих работах встречается термин «гигантский магнитоимпеданс» (ГМИ), который авторы используют по аналогии с МИ в независимости от того какой величины этот эффект достигает. Однако в последнее время используют термин МИ, если его величина менее 100 % и ГМИ — если более 100 % [12–14].

Объяснение эффекта магнитоимпеданса дается в рамках классической электродинамики, впервые описанное в работах [3, 4, 15]. Согласно развитым в данных работах представлениям магнитоимпеданс обусловлен влиянием внешнего магнитного поля на распределение плотности электрического тока по сечению проводника, что связано со скин-эффектом. В теории скин-эффекта глубина проникновения электрического тока в цилиндрический и планарный проводники определяется выражениями (1.1.2) и (1.1.3), соответственно. Входящие в данные выражения величины  $\mu_\phi$  и  $\mu_t$ , как известно, определяются доменной структурой и процессами ее перемагничивания. Протекающий по проводнику переменный ток перемагничивает его в направлении перпендикулярном электрическому току. В свою очередь, процессы перемагничивания определяют величины эффективной циркулярной и поперечной магнитных проницаемостей. Внешнее магнитное поле вызывает перестройку доменной структуры проводника, что приводит к изменению  $\mu_\phi$  ( $\mu_t$ ) и  $\delta$ , а, следовательно, и  $Z$ .

Существует несколько основных моделей, качественно описывающих МИ-эффект [16, 17]. Однако применимость данных моделей ограничена частотой переменного тока, протекающего по проводнику. Выделяют три основных частотных режима для классификации данных моделей:

- *Низкочастотный режим* (до 10 кГц), при котором изменение напряжения на концах проводника обусловлено так называемым магнитоиндуктивным эффектом

[18]. В данном случае скин-эффект проявляется очень слабо и изменение импеданса образца под действием приложенного к нему постоянного магнитного поля главным образом обусловлено изменением индуктивной компонентой  $L$ , которая пропорциональна циркулярной проницаемости  $\mu_\phi$  для цилиндрического магнитного проводника (провода) или поперечной проницаемости  $\mu_t$  для плоской магнитной пленки (ленты).

- *Среднечастотный режим*, в котором можно выделить два частотных диапазона для объяснения МИ. Так, в частотном диапазоне от 10 – 100 кГц до 1 – 10 МГц МИ объясняется главным образом изменением толщины скин-слоя из-за изменения эффективной магнитной проницаемости, вызванной приложенным постоянным магнитным полем [15]. При этом в изменение магнитной проницаемости вносит вклад как движение доменных стенок так и вращение вектора намагниченности. В частотном диапазоне от 1–10 МГц до 100–1000 МГц в зависимости от геометрических параметров проводника МИ также обусловлен изменением толщины скин-слоя. Однако в данном случае происходит демпфирование доменных стенок за счет вихревых токов и магнитоимпеданс определяется в основном вращением вектора намагниченности [19].
- В *высокочастотном режиме* (порядка ГГц), полагается, что возникновение ГМИ-эффекта связано с гиромагнитным эффектом и ферромагнитной релаксацией. При этом максимумы МИ зависимостей смещены в область более высоких магнитных полей при которых образец достигает магнитного насыщения [20]. Значительное изменение толщины скин-слоя [21] обусловлено теми же процессами, что протекают при ферромагнитном резонансе (ФМР) [22].

Рассмотрим ряд теоретических моделей объясняющих магнитоимпедансный эффект согласно частотной градации.

1) *Квазистатические модели* применимы для описания магнитоимпеданса на низких частотах и построены на допущении того, что намагниченность проводника при его перемагничивании магнитным полем переменного тока в присутствии внешнего квазистатического поля успевает достигать равновесного состояния в каждый момент времени [23, 24].

Теоретически показано [25], что когда ось лёгкого намагничивания (ОЛН) перпендикулярна длине образца, вклад циркулярной/поперечной проницаемости в МИ-эффект главным образом обусловлен смещением доменных границ в случае их легкой подвижности. В этом случае зависимость поперечной восприимчивости движения доменных границ от внешнего постоянного магнитного поля  $H_0$  ферромагнитной пленки с одноосной плоскостной анизотропией и периодической полосовой доменной структурой будет определяться как:

$$\chi_{tdw} = \frac{4\mu_0 M_S^2}{\beta} \left(1 - \frac{H_0^2}{H_K^2}\right), \quad (1.2.3)$$

где  $H_K$  – поле поперечной анизотропии,  $\beta$  — коэффициент закрепления доменных границ,  $M_S$  — намагниченность насыщения,  $\mu_0$  – магнитная постоянная. Исходя из данного выражения следует, что рост напряженности внешнего магнитного поля приведет к уменьшению поперечной восприимчивости, а значит и поперечной проницаемости. Ее зависимость от внешнего магнитного поля будет иметь тип вида «один пик» (Рисунок 1.2.1, кривая а).

Если же перемагничивание ленты будет в основном осуществляться за счет вращения вектора намагниченности, то поперечная магнитная восприимчивость будет рассчитываться согласно следующему выражению:

$$\chi_{trot} = \frac{M_S \cos^2 \theta_0}{H_0 \cos \theta_0 - H_K \cos 2\theta_0} \quad (1.2.4)$$

где  $\theta_0$  — угол между намагниченностью в доменах и внешним магнитным полем. Таким образом рост  $H_0$  до значения  $H_K$  приведет к росту поперечной восприимчивости (проницаемости), а, следовательно, и импеданса. С дальнейшим ростом  $H_0$  импеданс будет уменьшаться и зависимость примет вид типа «два пика» (Рисунок 1.2.1, кривая б).

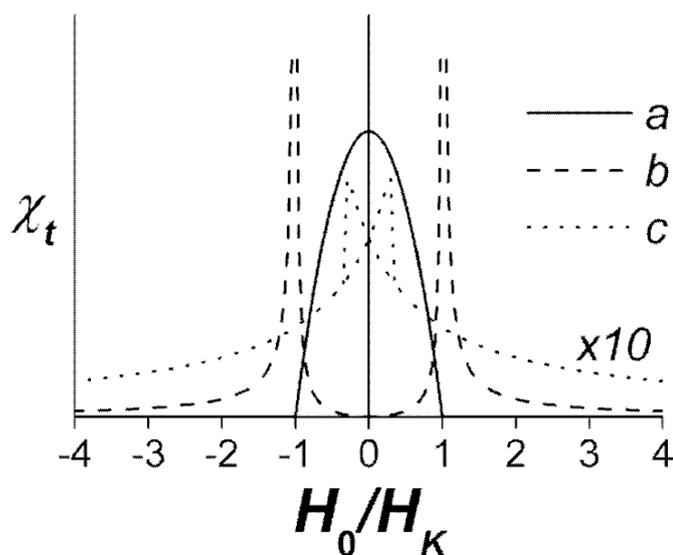


Рисунок 1.2.1. Расчетные зависимости поперечной восприимчивости магнитной пленки от внешнего магнитного поля для случаев: а)  $H_0$  перпендикулярно ОЛН и преобладает движение доменных стенок; б)  $H_0$  перпендикулярно ОЛН и преобладает вращение вектора намагниченности; в)  $H_0$  параллельно ОЛН [17].

В случае, когда ОЛН будет совпадать с направлением внешнего магнитного поля, перемагничивание ленты будет осуществляться только путем вращения вектора намагниченности ввиду отсутствия влияния магнитного поля тока на доменные стенки. Тогда расчет поперечной восприимчивости будет осуществляться с помощью выражения:

$$\chi_{trot} = \frac{M_S}{H_K} \left(1 - \frac{M_0 H_0}{M_S H_K}\right) / \left(1 - \frac{H_0^2}{H_K^2}\right), \quad (1.2.5)$$

где  $M_0$  – общая намагниченность, а ее полевая зависимость примет вид, представленный на Рисунок 1.2.1 (кривая с). В данном случае наличие двух максимумов связано с гистерезисом.

Квазистатические модели полезны для качественного описания магнитоимпедансного эффекта, но только на низких частотах переменного тока, что ограничивает их применимость для описания частотных зависимостей импеданса и ряда его особенностей.

2) Модели вихревых токов основаны на том, что с ростом частоты переменного тока происходит подавление движения доменных стенок вихревыми то-

ками. Учитывая затухающее движение доменных стенок вызванное вихревыми токами, в работе [24] авторы для грубой оценки влияния частоты переменного тока на МИ описали изменение параметра закрепления доменной стенки  $\beta$ . Ими было показано, что с увеличением  $\beta$  происходит изменение характера зависимости МИ с вида «один пик» на вид «два пика» в случае, когда ОЛН образует перпендикулярная внешнему магнитному полю. Авторы работы [23] использовали силу вязкого трения для феноменологического описания затухания движения доменных стенок. В этом случае зависимость поперечной восприимчивости движения доменных границ от частоты описывается выражением:

$$\chi_{tdw} = \frac{\chi_0}{1 - i\tau\omega}, \quad (1.2.6)$$

где  $\tau$  — феноменологическое время релаксации, является варьируемым параметром, а  $\omega$  — циклическая частота переменного тока.

Наиболее строгое рассмотрение модели вихревых токов представлено в работах [2, 3, 26], в которых использован метод аппроксимации эффективной среды для расчета циркулярной проницаемости для периодической бамбукообразной доменной структуры в цилиндрических проводах. В данных работах также использовалась формула (1.2.6), время релаксации в которой определялось как  $\tau = b \chi_0 / \rho$ , где  $b$  — константа, зависящая от диаметра провода и периодичности доменной структуры. Точное решение задачи вихревых токов в проводах с данной доменной структурой для случая отсутствия внешне постоянного магнитного поля было предложено в работе [27]. Авторы рассчитывали внутреннее магнитное поле, наводимое за счет осцилляции доменных стенок и электрическое поле на поверхности провода. Используя дополнительные вычисления отношений различных периодов доменной структуры к диаметру провода ( $c/a$ ) авторы рассчитывали частотные зависимости импеданса. Для тонкой доменной структуры ( $c/a \ll 1$ ) и повышенных частот переменного тока и действительная, и мнимая компоненты импеданса пропорциональны  $\omega^{1/2}$ , что хорошо согласуется с экспериментом [15].

Теоретически было показано [2] и экспериментально подтверждено [26], что

движение доменных стенок в магнитомягких кристаллических, нанокристаллических и аморфных металлах практически нивелируется в частотном диапазоне от нескольких сотен кГц до нескольких МГц. Тем не менее, вклад движения доменных стенок в МИ-эффект наиболее характерен для объемных материалов, например мю-металлических, пермалловых лент, аморфных проводов, полученных методом вытяжки из расплава и других материалов, для которых характерно проявление высокого МИ-эффекта в области частот переменного тока около 100 кГц. В более тонких проводниках, таких как ленты [28], тонкие пленки [29], микропровода в стеклянной оболочке максимальный МИ наблюдается в области частот порядка МГц. В этом случае вклад движения доменных стенок становится пренебрежимо мал и лишь вращение векторов намагниченности принимается во внимание.

3) *Доменная модель* разработана для более строго описания особенностей поведения магнитоимпеданса магнитомягких проводов с периодической доменной структурой и применима до частот переменного тока около 100 МГц [27, 30]. Данная модель позволила качественно объяснить характер МИ зависимостей типа «один пик» и «два пика», а также ряд других экспериментальных особенностей при изучении МИ аморфных проводов. Данная модель была также дополнена авторами работы [31] с целью исключения некоторых расхождений между теоретическими расчетами циркулярной проницаемости и экспериментальными результатами. В рамках данного дополнения для вычисления циркулярной проницаемости использовалась только реактивная составляющая импеданса, носящая индуктивный характер. Таким образом была установлена взаимосвязь между индуктивностью и проницаемостью, позволяющая оценить циркулярную проводимость как функцию частоты и тем самым выявить ее дисперсионный закон.

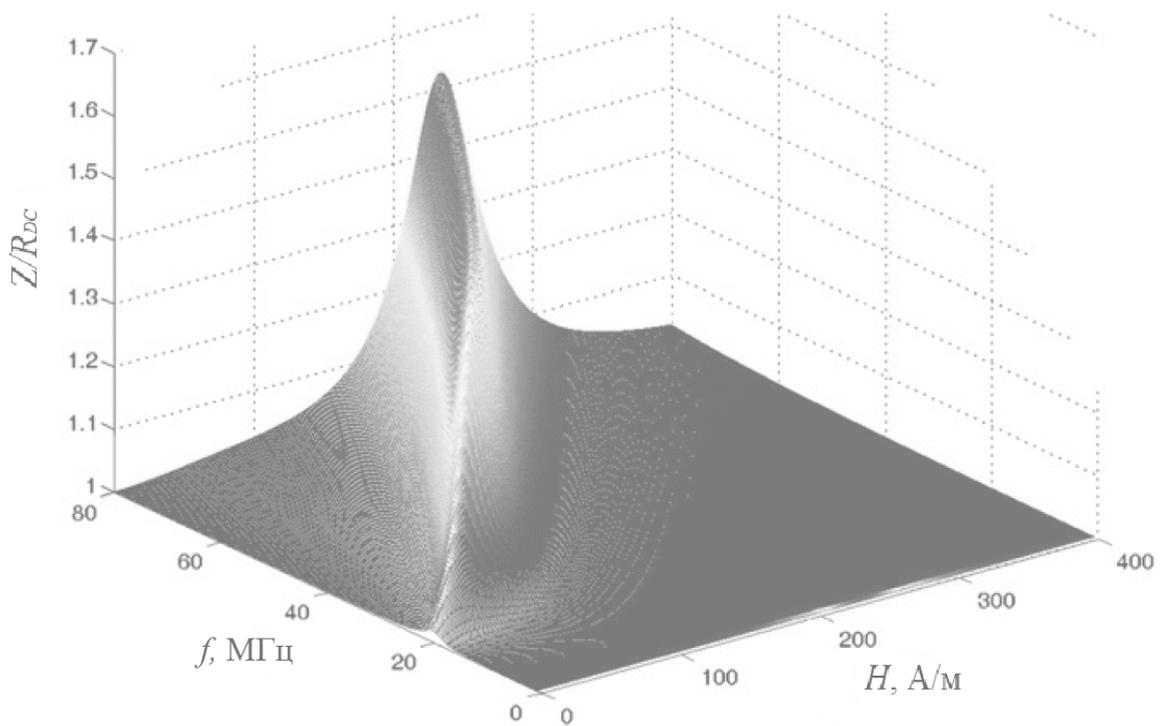
В общем, модели вихревых токов и доменные модели удовлетворительно объясняют основы МИ-эффекта, однако их применимость ограничивается частотой возбуждающего тока, составляющей около 100 МГц.

4) Для теоретического описания основ МИ на частотах порядка ГГц и выше, когда толщина скин-слоя становится соизмерима с обменной длиной приме-

няются *высокочастотные модели*. Данные модели строятся на совместном решении уравнений Максвелла и уравнении движения магнитного момента Ландау-Лифшица. Подходы, используемые для решения данных уравнений взяты из теории ферромагнитного резонанса (ФМР), так как его физические основы схожи с основами МИ на высоких частотах [32, 33]. Усложняет решение уравнений Максвелла и Ландау-Лифшица тот факт, что на высоких частотах магнитная проницаемость является тензорной величиной. Расчет тензоров магнитной проницаемости для проводов с различными типами анизотропии был сделан авторами в работе [34], а для аморфных пленок в работе [35].

Два явления, которые не учитывались при рассмотрении вышеописанных низко- и среднечастотных моделей, становятся основополагающими при рассмотрении высокочастотных. Это ферромагнитная релаксация и гиромагнитный эффект, которые связаны с затуханием вращения намагниченности и моментом инерции намагниченности, соответственно. Данные явления приводят к прецессионному характеру движения намагниченности при высоких частотах и смещению максимума проницаемости в область более высоких значений постоянного магнитного поля. Высокочастотные модели подразделяют на две категории, исходя из того, учитывается обменное взаимодействие или нет. Без учета обменного взаимодействия рассматриваются электромагнитные модели, с учетом — обменные модели.

Вышеупомянутые модели хоть и позволяют качественно объяснить основы МИ в цилиндрических и планарных проводниках в широком частотном диапазоне, однако все же остаются некоторые разногласия в теории МИ для ферромагнитных материалов [36–38]. В частности, возникает противоречие относительно сохранения энергии. Для устранения данных противоречий авторами работы [37] была предложена простая модель МИ в аморфных тонких пленках, в рамках которой выражения эффективной проницаемости и импеданса получаются исходя из основ классической электродинамики и теории ферромагнетизма. Используя данную модель, была описана [39] частотно-полевая зависимость МИ в пленочных материалах (*Рисунок 1.2.2*).



*Рисунок 1.2.2. Зависимость относительной величины импеданса ( $Z/R_{dc}$ ) от частоты и внешнего магнитного поля. Получено в рамках модели для тонких пленок [39].*

Данная модель позволяет объяснить смещение максимума импеданса в направлении увеличения значений постоянного магнитного поля  $H_{dc}$  с ростом частоты  $f$ , которое согласуется с экспериментальными результатами для средних частот ( $f > 1$  МГц). Однако, модель не может явно объяснить появление одиночного пика кривой ГМИ в низком частотном диапазоне ( $f \leq 1$  МГц).

Также была предложена модель МИ, учитывающая вклад магниторезистивного (МР) эффекта, заключающегося в изменении электросопротивления под действием магнитного поля [38]. Теоретические расчеты показывают, что вклад МР в МИ-эффект является важным в низкочастотном режиме, но может не учитываться в высокочастотном диапазоне. Данная модель была экспериментально подтверждена в работе [9] при исследовании магниторезистивного и магнитоимпедансного эффекта в тонких пленках системы Fe–Ni, которые широко изучаются и по настоящее время [40].

### **1.3. Влияние упругих деформаций на импеданс магнитомягких лент и проводов.**

### *Стресс-импедансный эффект*

Изучению влияния на импеданс аморфных ферромагнитных сплавов упругих напряжений,  $\sigma$ , вызванных деформационными воздействиями, посвящено достаточно большое количество работ [41–50]. Обусловлено это тем, что магнитная структура, а, следовательно, и импеданс достаточно чувствительны к механическим напряжениям, ввиду магнитоупругой природы анизотропии аморфных магнитомягких материалов, что делает их высокоперспективными как с практической, так и фундаментальной точек зрения.

Зависимость импеданса проводника от механических напряжений стали называть механоимпедансным эффектом. Однако чаще всего встречается понятие стресс-импедансного эффекта, заимствованное из английского языка. Наибольшее количество работ посвящено изучению влияния на импеданс растягивающих напряжений [41–45, 51] однако также существуют работы по исследованию скручивающих [46–48], изгибных [52–54] и сжимающих [49] напряжений.

Характер зависимости импеданса и МИ аморфного ферромагнитного проводника от упругих напряжений будет определяться его знаком константы магнитострикции [44, 55], а также взаимной ориентацией направления действия напряжений, оси легкого намагничивания и магнитного поля переменного тока. Исследования влияния упругих растягивающих напряжений на магнитоимпеданс проводов и лент с различными знаками константы магнитострикции насыщения ( $\lambda_s$ ) представлены в работах [41] и [55], соответственно. Приложение деформирующей силы осуществлялось вдоль длины образцов и совпадало с направлением внешнего магнитного поля.

В обоих случаях показано, что воздействие упругих деформации растяжения на образцы с отрицательной величиной  $\lambda_s$  приводит к увеличению магнитного поля  $H_p$ , соответствующего максимальному значению импеданса на магнитолевой зависимости. В случае образцов с положительной величиной  $\lambda_s$  происходило уменьшение  $H_p$  (Рисунок 1.3.1).

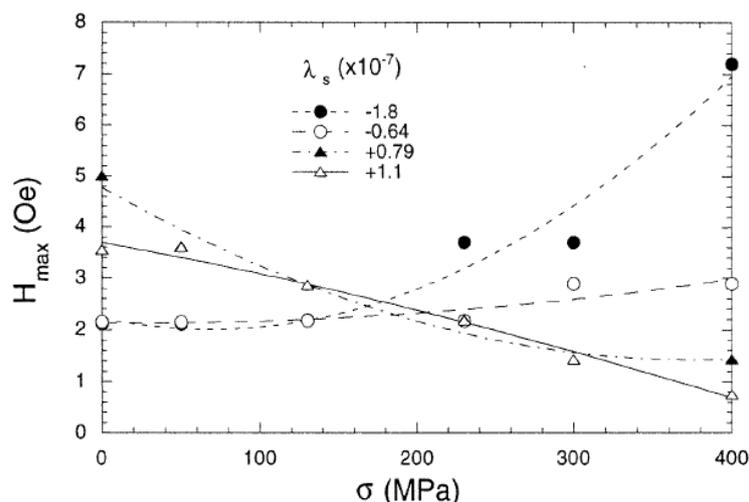


Рисунок 1.3.1. Зависимость поля максимума импеданса от величины растягивающих напряжений для лент сплава  $Fe_4Co_{67}Mo_{1.5}Si_{16.5}B_{11}$ , имеющих различную константу магнитострикции. Изменение знака обусловлено термообработкой под действием  $\sigma$  [55]. Здесь  $H_{max} = H_P$ .

В случае когда магнитострикция отрицательна, а анизотропия имеет преимущественно аксиальное (в случае проводов) или продольное (в случае лент) направление, действе упругих растягивающих механических напряжений может приводить к изменению типа полевой зависимости импеданса с вида «один пик» на вид «два пика» [17]. При исходной циркулярной анизотропии (в случае проводов) или поперечной (в случае лент) и положительной магнитострикции, действие растягивающих приведет к обратному эффекту: вид магнитоимпедансной зависимости изменится с вида «два пика» на вид «один пика» [56]. Тогда при изменении знака магнитострикции, например, при воздействии температуры, также произойдет изменение характера влияния растягивающих напряжений на магнитоимпеданс [57].

Для лент с поперечной, а проводов с циркулярной анизотропией поле  $H_P$  условно можно считать полем поперечной анизотропии  $H_K$ . Тогда изменение этого поля под действием упругих напряжений с учетом знака константы магнитострикции можно объяснить наведением магнитоупругой анизотропии и описать выражением [56]:

$$H_K = H_{K0} - \frac{3\lambda_s\sigma}{M_S}, \quad (1.3.1)$$

где  $H_{K0}$  – поле анизотропии в отсутствие напряжений.

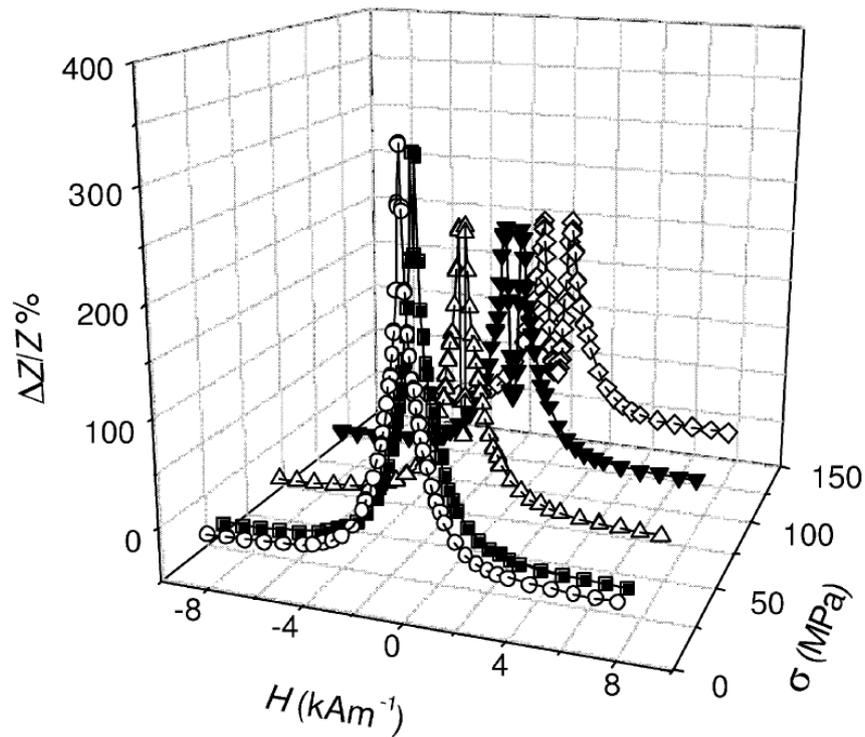


Рисунок 1.3.2. Зависимости МИ при различных значениях механических напряжений. Зависимости приведены для аморфного провода с отрицательной магнитострикцией [17].

Исходя из данного выражения можно заключить, что исследуя зависимость магнитоимпеданса от механических напряжений можно определить величину константы магнитострикции, как было показано в работе [58].

В данной работе исследования были проведены на аморфном проводе сплава  $\text{Co}_{68.1}\text{Fe}_{4.4}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ . При этом учитывалось явление зависимости магнитострикции от растягивающих напряжений, описываемого выражением [59, 60]:

$$\lambda_s = \lambda_{s,0} + k\sigma, \quad (1.3.2)$$

где  $\lambda_{s,0}$  – магнитострикция в отсутствие растягивающих напряжений,  $k$  – коэффициент.

В работе учитывалось, что поле анизотропии,  $H_k$ , примерно соответствует полю максимума  $H_p$  и хорошо аппроксимируется полиномом второй степени ( $H_k = a\sigma^2 + b\sigma + c$ , где  $a$ ,  $b$  и  $c$  – постоянные) (Рисунок 1.3.3, б), а линейная связь константы магнитострикции описывается выражением:

$$\lambda_s = \frac{1}{3} \mu_0 M_s \frac{dH_k}{d\sigma} \quad (1.3.3)$$

С учетом (1.3.2) получены следующие выражения для  $\lambda_{S,0}$  и  $k$ , соответственно:

$$\lambda_{S,0} = \frac{1}{3} \mu_0 M_S b \quad (1.3.4)$$

$$k = \frac{d\lambda_S}{d\sigma} = \frac{2}{3} \mu_0 M_S a \quad (1.3.5)$$

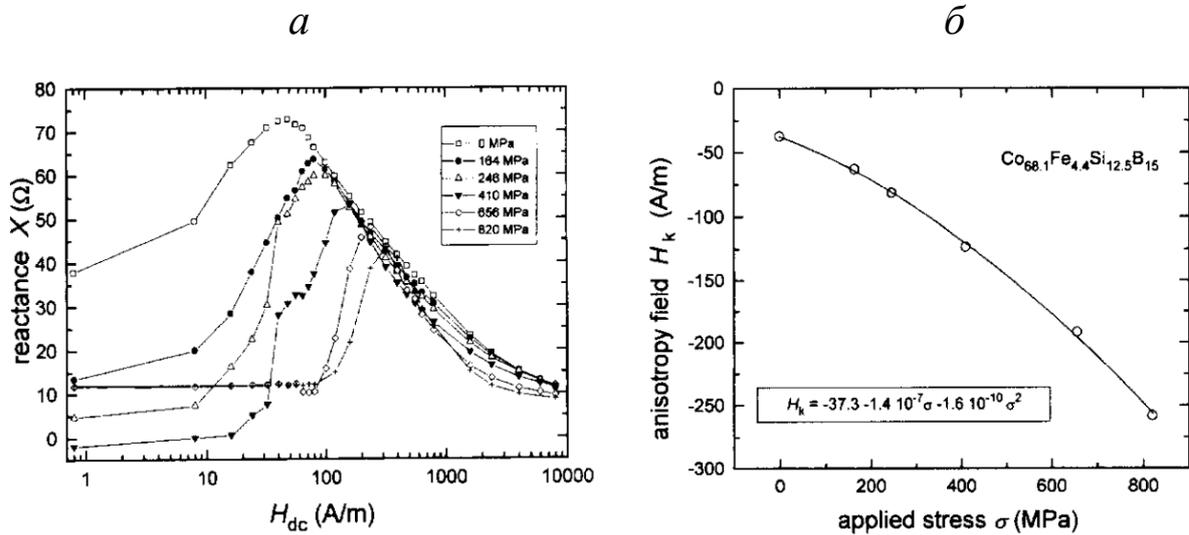


Рисунок 1.3.3. а) Зависимости реактивного сопротивления от внешнего постоянного магнитного поля, полученные при разных растягивающих напряжениях. б) Зависимость поля анизотропии от растягивающих напряжений, аппроксимированная полиномом второй степени [58].

Из (1.3.4) и (1.3.5) получены значения  $\lambda_{S,0} = -0,37 \times 10^{-7}$  и  $k = -0,85 \times 10^{-10}$ . Показана хорошая корреляция полученных данных со значениями, полученными методом малоуглового вращения намагниченности (SAMR) [7].

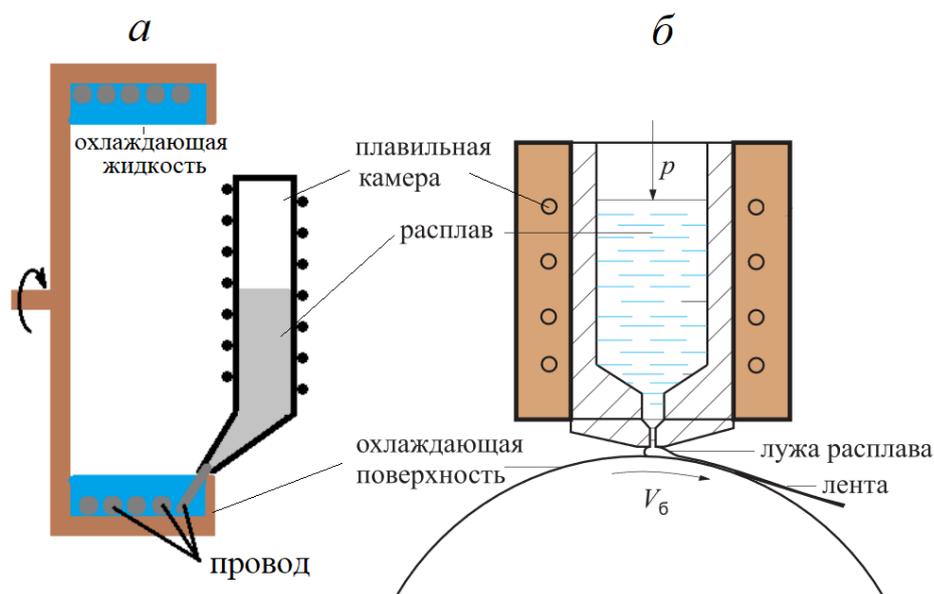
Таким образом, исследование совместного влияния внешнего магнитного поля и растягивающих напряжений на компоненты и модуль импеданса магнитомягких ферромагнетиков можно использовать для определения магнитострикции с высокой точностью. Данный подход в последнее время стал активно использоваться [51, 61, 62]. Помимо этого данные исследования позволяют изучать особенности магнитной анизотропии аморфных магнитомягких ферромагнетиков [63, 64]

Кроме фундаментальной значимости исследования влияния упругих напряжений на импеданс и МИ-эффект аморфных ферромагнетиков, большинство авторов указывают на прикладной характер исследуемого стресс-импедансного эффекта [65–67] и разрабатывают основанные на нем сенсоры [61, 68–71].

Однако для широкой применимости данного эффекта в различных устройствах необходимо учитывать их температурные эксплуатационные режимы и термостабильность [72–74].

#### **1.4. Влияние режима закалки и элементного состава аморфных ферромагнетиков на магнитные и структурные свойства**

Ранее упоминалось, что электрический импеданс аморфных магнитомягких сплавов проявляет высокую чувствительность к таким воздействиям как магнитное поле и механическая деформация. Величина чувствительности  $Z$  к этим воздействиям, в свою очередь, будет зависеть от магнитных и свойств в широком частотном диапазоне переменного тока. Поэтому, с одной стороны, электрический импеданс может использоваться для удобного детектирования внешних воздействий, влияющих на магнитные свойства, а с другой - выступать в качестве инструмента для исследования магнитных свойств.



*Рисунок 1.4.1. Схематическое изображение устройств для производства аморфных проводов (а) и лент (б).*

Магнитные свойства сильно варьируются от элементного состава (включая процентное соотношение) сплава, а также условий получения готовых материалов. Основным способом получения аморфных проводов и лент является быстрая закалка на вращающийся барабан (Рисунок 1.4.1).

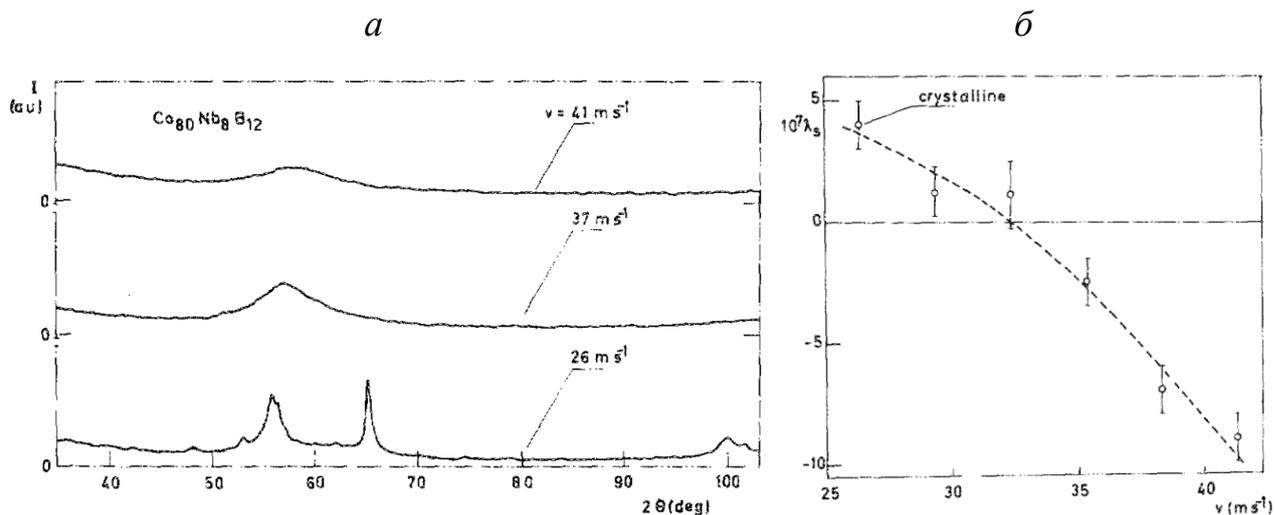


Рисунок 1.4.2. а) Рентгенограммы для лент  $\text{Co}_{80}\text{Nb}_8\text{B}_{12}$ , полученных с различными скоростями закалки. б) Зависимость магнитострикции насыщения от скорости вращения диска [75].

Установлено, что скорость вращения барабана, определяющая скорость закалки [76], влияет на магнитные [75, 77, 78] и структурные свойства [79–81] получаемых материалов, а также толщину лент [76, 81]. Так для лент сплава  $\text{Co}_{80}\text{Nb}_8\text{B}_{12}$  показано [75], что для достижения аморфного состояния их закалка должна осуществляться при скорости вращения барабана более 36 м/с (Рисунок 1.4.2, а). Там же показано влияние скорости закалки на величину магнитострикции,  $\lambda_s$  (Рисунок 1.4.2, б). Видно, что  $\lambda_s$  довольно сильно зависит от  $v$ . Это необходимо учитывать при получении материалов с магнитными параметрами, необходимыми для достижения высоких значений магнито- и стресс-импеданса [82].

Также обнаружено влияние скорости закалки на температуру Кюри [77], температуру кристаллизации [79, 81] и коэрцитивную силу [76] аморфных сплавов. Все эти параметры также важны и в определенной степени изменяют отклик импеданса на различные воздействия.

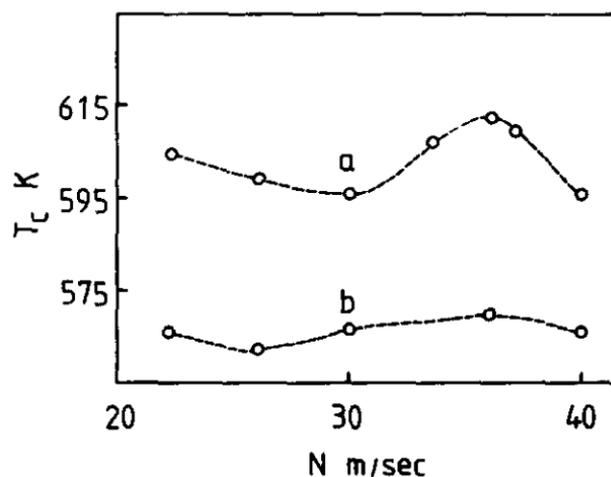


Рисунок 1.4.3. Зависимость температуры Кюри от линейной скорости поверхности барабана для лент сплава Fe-Si-B – (а) и Co-Fe-Si-B – (б) [77].

Изучению влияния элементного состава (включая процентное соотношение составляющих) на магнитные и структурные свойства аморфных магнитомягких ферромагнетиков также посвящено большое количество работ [83–93]. Показана сильная зависимость магнитных свойств от состава (Рисунок 1.4.4 и Рисунок 1.4.5). Часть из этих работ посвящена изучению магнитоимпедансного эффекта [84, 89, 90, 92], что отражает высокую значимость поиска материалов с оптимальными параметрами для приложений сенсорики [94], а также метода магнитоимпедансной спектроскопии как дополнительного инструмента исследования [95, 96].

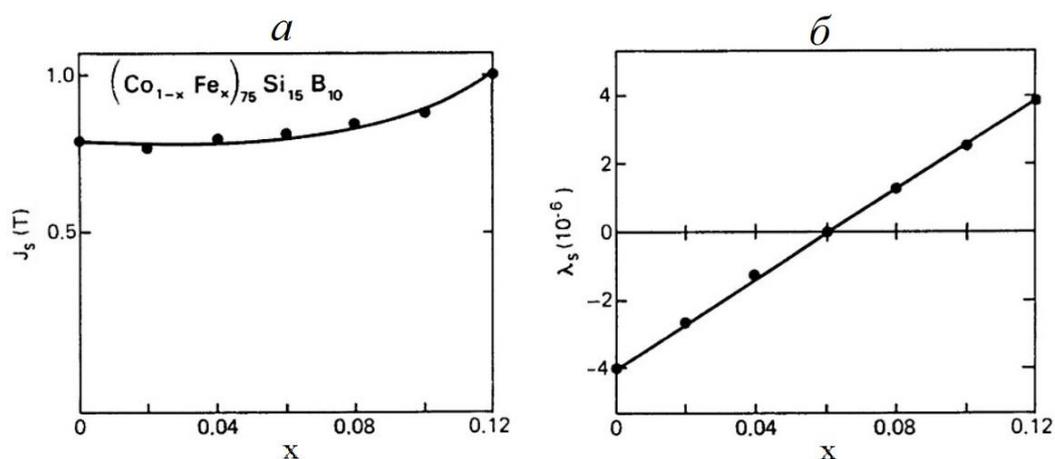


Рисунок 1.4.4. Компонентная зависимость намагниченности (а) и магнитострикции (б) аморфных лент сплава  $(Co_{1-x}Fe_x)_{75}Si_{15}B_{10}$  [85].

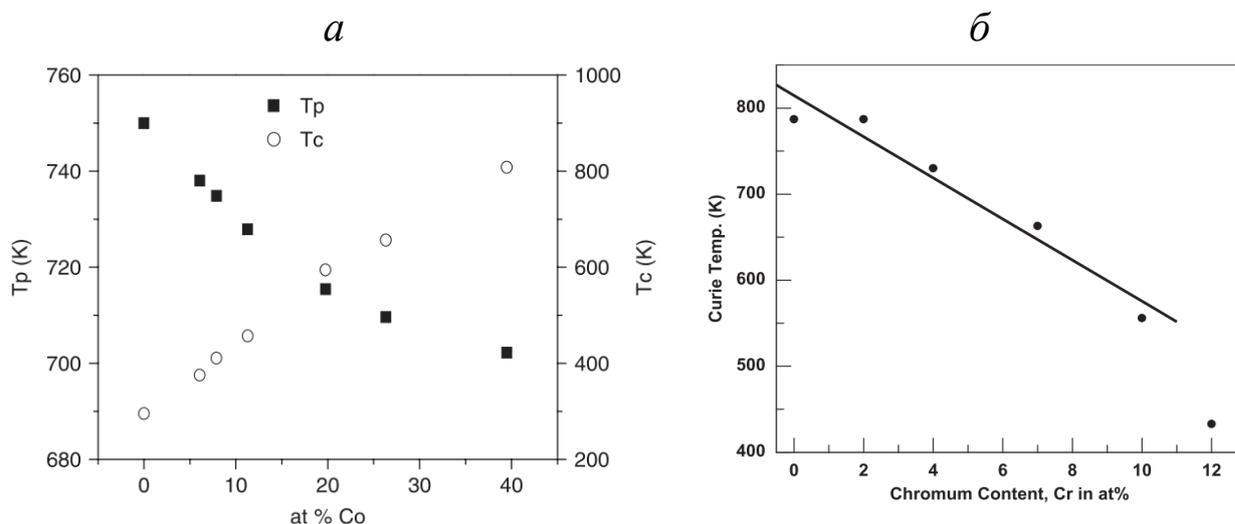


Рисунок 1.4.5. Зависимости температуры кристаллизации и температуры Кюри от содержания кобальта в аморфной ленте сплава  $(Fe_xCo_{1-x})_{79}Mo_8Cu_1B_{12}$  ( $x = 1; 2; 3; 6; 9; 12$ ) – (а) [88] и температуры Кюри от содержания хрома в аморфном проводе  $(Co_{0.5}Fe_{0.5})_{78-x}Cr_xSi_8B_{14}$  ( $x=0, 2, 4, 7, 10, 12$ ) – (б) [92].

### 1.5. Влияние температуры на структуру, магнитные свойства и импеданс аморфных магнитомягких проводов и лент

Исследование аморфных магнитомягких материалов выявило существенную зависимость их магнитных и структурных свойств от температуры, что связано с неравновесностью аморфного состояния [97]. С одной стороны показано, что нагрев приводит к необратимым изменениям магнитных свойств [85, 98–100], а с другой – что вариация продолжительности и температуры нагрева приводит к улучшению магнитомягких характеристик [101, 102], что в ряде случаев сопровождается нанокристаллизацией сплавов [103–108].

Таким образом, для достижения необходимых магнитных и электрических характеристик, влияющих на магнитоимпедансный эффект аморфных и нанокристаллических ферромагнетиков, и расширения диапазонов их термообратимости стали прибегать к различного вида температурным обработкам [109–116].

Исследования влияния температуры на импеданс, магнито- и стрессимпедансный эффект [117] имеют большое значение как с практической, так и с фундаментальной точек зрения. Во-первых, эти исследования необходимы для определения

диапазона рабочих температур сенсоров на основе МИ и решения вопросов повышения их термостабильности [72, 73]; во-вторых, они создают основу для разработки температурных сенсоров [118, 119]; в-третьих, они могут выступать как инструмент для изучения магнитных фазовых переходов [120–123], температурных изменений магнитной анизотропии и магнитострикции [124–126], а также процессов структурной релаксации [127–130].

Среди всех работ о влиянии температуры на импеданс и МИ особо интересными, на наш взгляд, являются работы, посвящённые исследованию совместного влияния температуры и механических напряжений [131, 132]. Такие исследования позволяют изучить температурные изменения магнитоупругих свойств аморфных магнитомягких сплавов, что немаловажно, ведь магнитная анизотропия аморфных сплавов имеет преимущественно магнитоупругую природу [133].

Изменение импеданса аморфных магнитомягких проводников под действием температуры можно объяснить изменением константы эффективной анизотропии и величины намагниченности насыщения, обуславливающие температурное изменение поперечной (в случае лент) и циркулярной (в случае проводов) магнитной проницаемости (Рисунок 1.5.1), а также электросопротивления. Данный вывод хорошо согласуется с результатами полученными в работах [120, 122].

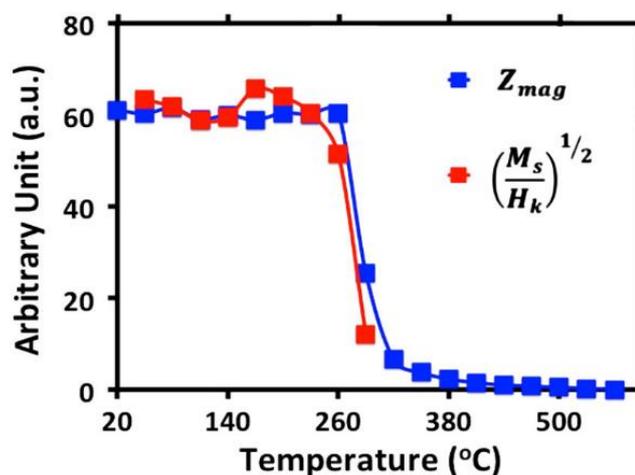


Рисунок 1.5.1. Сравнение температурных зависимостей импеданса и квадратного корня отношения намагниченности насыщения к полю анизотропии  $H_k=2K/M_s$  ( $K$  – константа магнитной анизотропии). Зависимости получены на микропроводе сплава  $(Co_{94}Fe_6)_{72.75}Si_{12.25}B_{13.25}Cr_{1.75}$  [122].

Стоит отметить, что недостаточное внимание уделено изучению совместного влияния температуры и упругих механических напряжений на импеданс [131, 132] и магнитоимпедансный эффект, что позволило бы расширить фундаментальные знания об особенностях магнитоимпеданса аморфных сплавов, а также изучить расширенные возможности их применения в МИ-сенсорах с учетом повышения их термостабильности.

Изменения магнитных свойств, вызванные вариацией скорости закалки, элементного состава аморфных сплавов, а также действием температуры, в основном объясняются структурными изменениями. Для аморфных магнитомягких ферромагнетиков характерен ближний порядок, который разделяют на топологический и композиционный (химический) [134]. Так как аморфные сплавы получают быстрой закалкой, то их структура не является термически равновесной, и последующее воздействие температуры (отжиг) приводит к структурной релаксации, заключающейся в изменении топологического и композиционного ближнего порядка. Это сказывается на изменении магнитных свойств.

Помимо этого, аморфным магнитомягким сплавам так же как и кристаллическим свойственно наличие дефектов, приводящее к структурным неоднородностям. Однако теории, применяемые для описания дефектов в кристаллах, не применимы для аморфных ферромагнетиков ввиду отсутствия дальнего порядка в последних. Тем не менее, на сегодняшний момент теория дефектов в аморфных телах хорошо развита [135–138]. В качестве дефектов аморфной структуры рассматривают кластеры повышенной концентрации компонентов, зародыши кристаллизации, области внутренних напряжений и избыточный свободный объем (ИСО) [139], представляющий собой нанопоры [135]. Именно наличие нанопор в аморфных материалах в основном обуславливает их структурную чувствительность. Показано, что термообработка приводит к изменению ИСО как в количественном, так и в объемном выражении, что приводит к изменению магнитных [135] и механических [136, 140] свойств аморфных магнитомягких лент ввиду изменения композиционного и топологического ближних порядков.

Изменение количества нанопор обусловлено их «залечиванием» и «выходом».

Кинетика «выхода» рассматривалась в работе [141] и оценивалась по термоиндуцированному изменению объема образца дилатометрическим методом. Рассматривается двухстадийный процесс выхода свободного объема. Первая стадия заключается в выходе избыточного объема за счет перестройки элементарных атомных полиэдров, составляющих аморфный сплав. Эта стадия является низкотемпературной. Вторая, более высокотемпературная стадия вызвана диффузионными процессами. Если в сплаве присутствует непрерывный спектр размеров областей свободного объема, то различные фракции этих дефектов должны обладать различающимися величинами энергии активации, а, следовательно, диффузия будет протекать в относительно широком температурном интервале.

Диффузионные процессы, вызванные температурой, обуславливают релаксацию внутренних закалочных напряжений [142, 143], которые носят неоднородный характер, особенно в проводках.

Таким образом, можно сделать вывод, что компонентный состав (включая процентное соотношение), режимы быстрой закалки, определяющие композиционный и топологический порядок, а также дефектность будут обуславливать значительные структурные флуктуации в аморфном сплаве. Это необходимо учитывать при описании изменения магнитных свойств аморфных сплавов, вызванных температурой.

### ***1.6. Ориентационный магнитный фазовый переход***

Из всего многообразия магнитных фазовых переходов согласно [1] можно выделить ориентационный фазовый переход (ОФП), относящийся к типу порядок-порядок. Как отмечается в работе [144], данный переход характеризуют изменением ориентации магнитных моментов относительно кристаллографических осей под действием внешних факторов (температура, давление, магнитное поле). Здесь стоит отметить, что теория ориентационного фазового перехода развивалась для материалов, имеющих кристаллическую структуру. Однако было показано, что данная теория хорошо применима для материалов, в которых есть области с конкурирующей магнитной анизотропией [145, 146]. К таким материалам относятся и аморфные магнитные материалы [147, 148].

Каждое направление магнитных моментов характеризуется собственной константой магнитной анизотропии, поэтому условие возникновения ОФП будет определяться некоторым соотношением между этими константами, изменяющемся при воздействии внешних факторов. ОФП всегда сопровождается изменением магнитной симметрии.

Для описания ОФП в кристаллах различной симметрии прибегнем к работе [144], посвященной магнитным фазовым переходам. При воздействии магнитного поля свободная энергия будет включать только магнитную анизотропию и энергию Зеемана:

$$W = W_K + W_H \quad (1.6.1)$$

Тогда если ориентация вектора намагниченности в кристалле задается двумя углами –  $\theta$  и  $\varphi$  (углы между векторами намагниченности и кристаллографическими осями), то возможные магнитные фазы будут определяться из решения уравнений:

$$\frac{\partial W}{\partial \theta} = 0, \frac{\partial W}{\partial \varphi} = 0 \quad (1.6.2)$$

В магнитных фазах углы  $\theta$  и  $\varphi$  могут совпадать с главными кристаллографическими направлениями, а могут и не совпадать. В первом случае фазы будем называть коллинеарными, а во втором — угловыми [144]. Каждая фаза имеет определенную область существования (устойчивости) на плоскости  $H, T$ . Линии и точки, ограничивающие области существования фазы 1 с углами  $\theta_1$  и  $\varphi_1$ , определяются из анализа знаков вторых производных свободной энергии [149]:

$$\left. \frac{\partial^2 W}{\partial \theta^2} \right|_{\theta_1} > 0, \left[ \frac{\partial^2 W}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 W}{\partial \varphi^2} - \left( \frac{\partial^2 W}{\partial \theta \partial \varphi} \right)^2 \right]_{\theta_1 \varphi_1} > 0 \quad (1.6.3)$$

Обращение в нуль одного из этих выражений есть условие потери устойчивости фазы 1. Оно определяет критическую линию на плоскости  $H, T$ , которая может быть линией фазового перехода 1-го или 2-го рода. Тип перехода может быть определен из рассмотрения области существования соседней фазы [144].

Рассмотрим в качестве примера наиболее простой из возможных ОФП для кристалла одноосной симметрии, энергия анизотропии которого описывается

одной константой, в отсутствие магнитного поля. Для его свободной энергии справедливы следующие соотношения [144]:

$$W = W_K = K_1 \sin^2 \theta,$$

$$\frac{\partial W}{\partial \theta} = 2K_1 \sin \theta \cos \theta = K_1 \sin 2\theta = 0, \theta_1 = 0, \theta_2 = \frac{\pi}{2}, \quad (1.6.4)$$

$$\frac{\partial^2 W}{\partial \theta^2} = 2K_1 \cos 2\theta > 0$$

Видно, что фаза с  $\theta_1 = 0$  (анизотропия типа легкая ось) имеет минимальную энергию  $W_K = 0$  в случае  $K_1 > 0$ , а фаза с  $\theta_2 = \frac{\pi}{2}$  (анизотропия типа легкая плоскость) имеет минимальную энергию  $W_K = K_1$  в случае  $K_1 < 0$ . Если переход вызван изменением температуры и константа анизотропии изменяет знак при  $T = T_K$ , то температурная зависимость параметра порядка — угла  $\theta$  — будет такой, как на *Рисунок 1.6.1, а*.

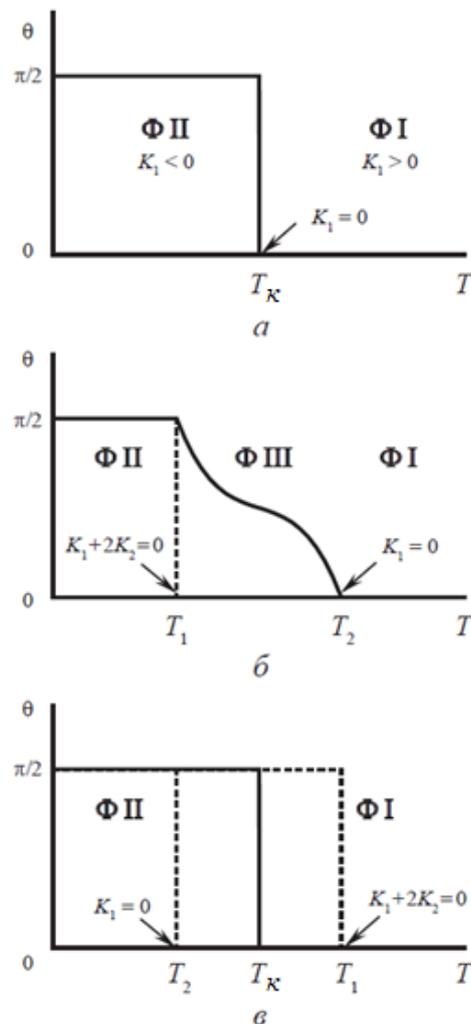


Рисунок 1.6.1. Температурная зависимость угла при спин-

переориентационном фазовом переходе:  $K_2 = 0$  (а);  $K_2 > 0$  (б);  $K_2 < 0$  (в) [144].

Для разложения энергии с учетом двух констант анизотропии

$$W = W_K = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta \quad (1.6.5)$$

минимизация по углу  $\theta$  приводит к трем возможным фазам:

Фаза I.  $\theta = 0, \pi; K_1 \geq 0$ .

Фаза II.  $\theta = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}; K_1 + 2K_2 \leq 0$ .

Фаза III.  $\sin^2 \theta = -\frac{K_1}{2K_2}; K_1 < 0, K_1 + 2K_2 \geq 0$ .

Если при изменении температуры  $K_1$  изменяет знак, а  $K_2 > 0$ , то в кристалле могут существовать коллинеарные фазы I и II и угловая фаза III. Условия фазового перехода 2-го рода I  $\leftrightarrow$  III и II  $\leftrightarrow$  III при температурах  $T_1$  и  $T_2$  имеют вид  $K_1(T_1) = 0$  и  $K_1(T_2) + 2K_2 = 0$  соответственно. Зависимость параметра порядка – угла  $\theta$  – от температуры для таких переходов изображена на *Рисунок 1.6.1, б*.

При  $K_2 < 0$  фаза III является неустойчивой и температурные области существования фаз I и II перекрываются. С точки зрения симметрии непрерывный переход I  $\leftrightarrow$  II невозможен, так как группа магнитной симметрии любой из фаз не является подгруппой магнитной симметрии другой фазы. Следовательно, переход осуществляется скачкообразно при температуре  $T_K$  (*Рисунок 1.6.1, в*) при выполнении условия  $K_1 + K_2 = 0$ . Перекрывающиеся границы областей существования фаз при температурах  $T_1$  и  $T_2$  по-прежнему задаются выражениями  $K_1(T_2) = 0$  и  $K_1(T_1) + 2K_2 = 0$  [144].

В работе [150] показано, что спиновая переориентация в виде одного фазового перехода 1-го рода (I  $\leftrightarrow$  II) при изменении температуры наблюдается в ортоферрите TbFeO<sub>3</sub>. В ортоферритах RFeO<sub>3</sub> при R = Sm, Nd, Ho, Er, Tm, а также в интерметаллиде NdCo<sub>5</sub> спиновая переориентация осуществляется путем двух фазовых переходов 2-го рода.

В некоторых соединениях угловая фаза остается стабильной вплоть до самых низких температур и наблюдается лишь один фазовый переход 2-го рода I  $\leftrightarrow$  III. Так происходит, например, в сплавах Nd<sub>x</sub>Y<sub>1-x</sub>Co<sub>5</sub> и Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B (*Рисунок 1.6.2*).

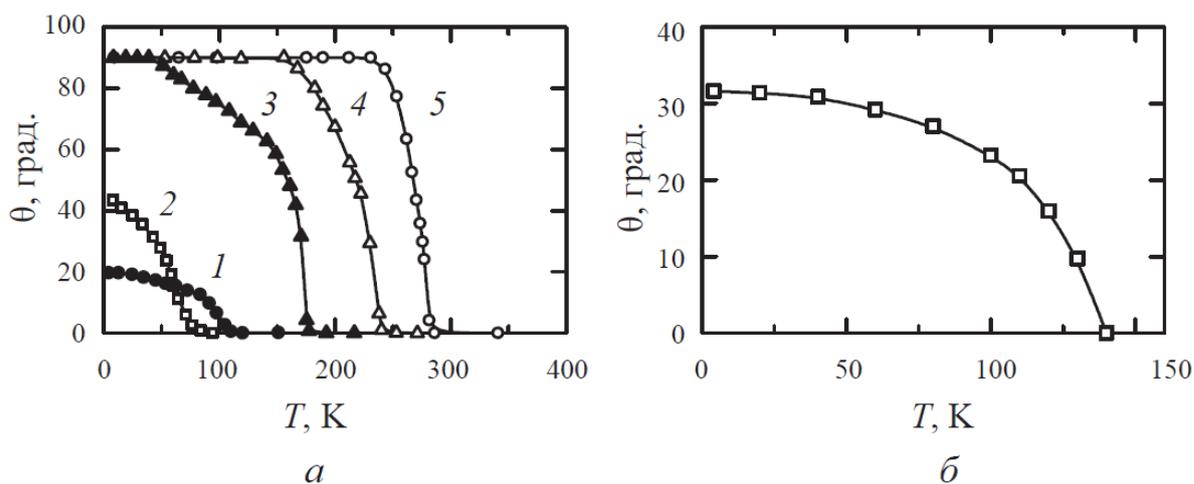


Рисунок 1.6.2. Температурные зависимости угла  $\theta$  при спин-переориентационном фазовом переходе:  $PrCo_5$  – 1;  $Nd_xY_{1-x}Co_5$  ( $x = 0,25$ –2; 0,5 – 3; 0,75 – 4; 1 – 5) (а);  $Nd_2Fe_{14}B$  (б) [150].

Аморфные магнитомягкие ферромагнетики, являющиеся объектом изучения в данной работе, также обладают магнитной анизотропией, имеющей, преимущественно, магнитоупругую природу. Воздействие температуры, как уже обсуждалось, может приводить к необратимому и обратимому изменению магнитострикции, являющейся важным магнитоупругим параметром. Воздействие внешней деформирующей силы приведет к наведению дополнительной магнитоупругой анизотропии в магнитомягком быстрозакаленном материале, вследствие чего, ориентация намагниченности изменится в зависимости от знака магнитострикции. Тогда обратимое термоиндуцированное изменение знака магнитострикции упругодеформированного магнетика приведет к переориентации намагниченности, что является ориентационным фазовым переходом. Более подробно данный вывод будет анализироваться в 4-й главе.

## 2 ГЛАВА. МЕТОДИКИ ПРОВЕДЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ

### 2.1. Автоматизированный измерительный комплекс магнитоимпедансной спектроскопии

Измерение электрического импеданса исследуемых в работе планарных и цилиндрических объектов осуществлялось с помощью автоматизированного комплекса магнитоимпедансной спектроскопии [151], основой которого является прецизионный анализатор импеданса Agilent 4294A. Под магнитоимпедансной спектроскопией понимается получение магнитополевых зависимостей импеданса в широком диапазоне частот переменного тока.

Данный комплекс позволяет проводить исследование совместного влияния внешнего магнитного поля, упругих напряжений, температуры и подмагничивающего тока на импеданс магнитомягких проводников (Рисунок 2.1.1).

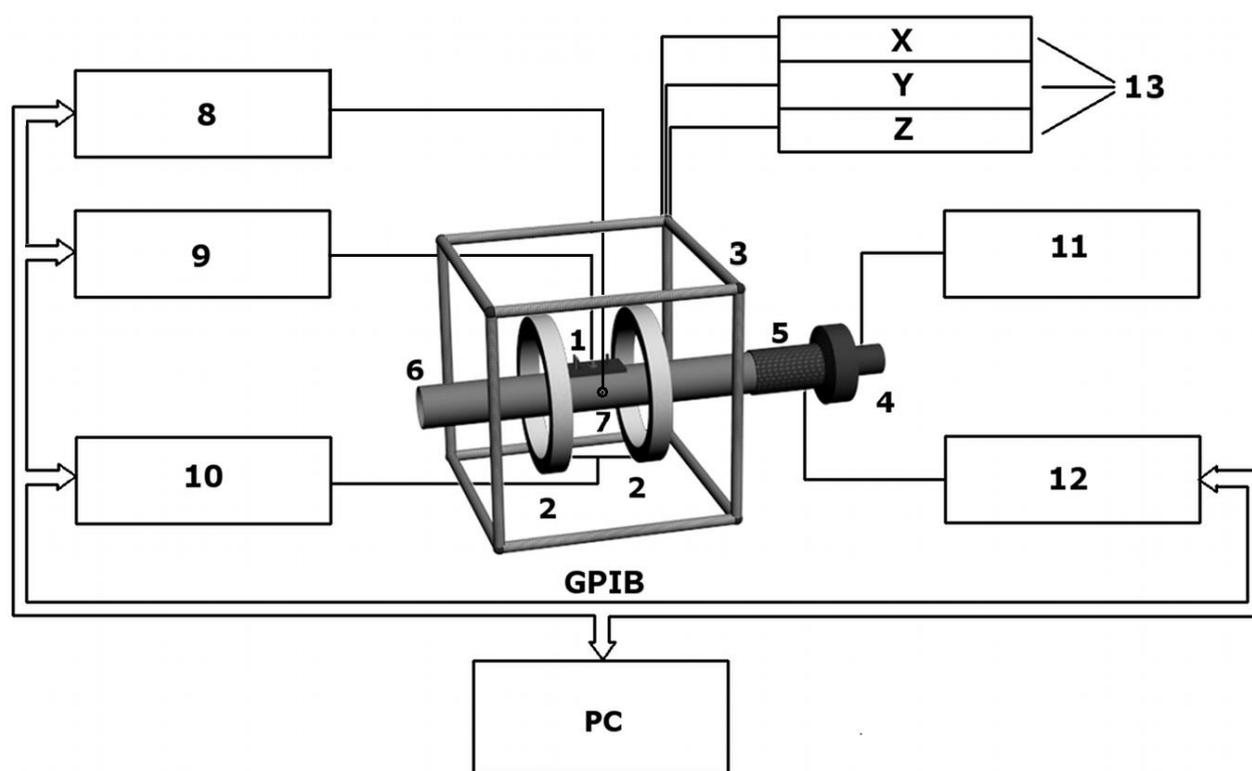


Рисунок 2.1.1. Блок-схема автоматизированного комплекса магнитоимпедансной спектроскопии. Цифрами обозначены: 1 – измерительная ячейка; 2 – кольца Гельмгольца; 3 – магнитная компенсационная система; 4 – нагнетатель воздуха; 5 – нагревательный элемент; 6 – воздухопровод; 7 – термопара; 8 – вольтметр универсальный; 9 – анализатор импеданса; 10 – источник питания колец Гельмгольца; 11 – источник питания нагнетателя воздуха; 12 – источник питания нагревательного элемента; 13 – источники

*питания компенсационной системы.*

Данный комплекс обладает следующими возможностями и характеристиками:

1. Измерение электрического импеданса и его компонент от 10 мОм до 40 МОм в диапазоне частот переменного тока от 40 Гц до 110 МГц в режиме стабилизации по току, значение которого может быть установлено в пределах от 200 мкА до 20 мА;
2. Диапазон напряженности внешнего магнитного, поля воздействующего на образец, изменяется в пределах  $\pm 12$  кА/м;
3. Изменение температуры образца в диапазоне от 120 до 723 К;
4. Создание механических напряжений в образце внешней силой до 30 Н (в зависимости от типа образца);
5. Воздействие постоянного подмагничивающего электрического тока в диапазоне от 0 до  $\pm 100$  мА.

Отличительной и немаловажной особенностью анализатора импеданса является возможность компенсации собственного импеданса ячейки. Данная операция необходима ввиду того, что импеданс ячейки и соединительных проводов значительно зависит от частоты переменного тока, что может существенно повлиять на результат измерений.

Изменение внешнего магнитного поля осуществлялось с помощью программируемого источника постоянного тока Agilent N6700B с модулем N6774A-АТО. Источник имеет управляемый переключатель полярности, что позволило автоматически изменять направление внешнего магнитного поля. Данный источник так же как анализатор импеданса и вольтметр универсальный АКПП В7-78/1 оснащены интерфейсом GPIB для их подключения к персональному компьютеру. Специально созданное программное обеспечение позволяет управлять измерительным комплексом, делая процесс высокоавтоматизированным. Используя данное ПО, можно проводить следующие виды эксперимента в автоматическом режиме:

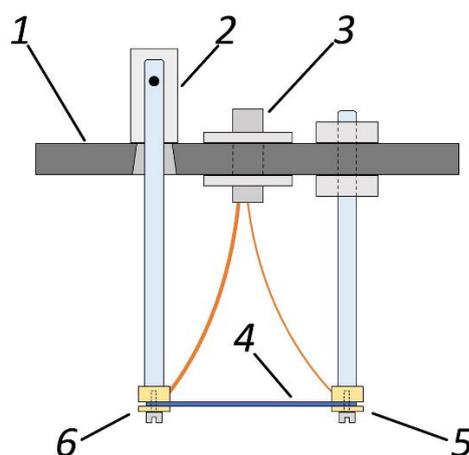
1. Получение зависимостей импеданса от напряженности внешнего магнитного поля.;

2. Получение температурных зависимостей импеданса, а также зависимостей импеданса от напряженности внешнего магнитного поля при заданных температурах;
3. Получение зависимости импеданса от подмагничивающего постоянного тока.

Стоит отметить возможность измерения влияния внешнего магнитного поля, температуры, растягивающих механических напряжений и подмагничивающего тока на импеданс магнитомягких ферромагнитных материалов различной геометрии как по отдельности, так и в различных комбинациях, в том числе – совместно.

## 2.2. Измерительная ячейка и термоблок

Одной из основных составляющих измерительной части комплекса является измерительная ячейка, устройство которой представлено на *Рисунок 2.2.1*. Основание ячейки изготовлено из микалекса, обладающего необходимой прочностью, термостойкостью и диэлектрическими свойствами. Ячейка имела два латунных стержня, на которых крепился образец. Один из стержней имеет шарнирное соединение с основанием ячейки, делая контакт подвижным. Это позволяло создавать растягивающие механические напряжения в образце за счет приложения деформирующей силы.



*Рисунок 2.2.1. Схема измерительной ячейки: 1 – основание ячейки, 6 – шарнирное соединение подвижного контакта и основания, 3 – разъем SMA, 4 – образец, 5 – неподвижный контакт, 6 – подвижный контакт.*

Наличие подвижного контакта позволило исключить возникновение в образце

механических напряжений под действием температуры, обусловленных различие коэффициентов температурного расширения образца и держателя. Данный фактор обсуждался в работе [152]. Особенно важно учитывать влияние данного фактора при исследовании магнестрикционных материалов. В случае аморфных магнитомягких сплавов даже при низких значениях констант магнестрикции насыщения ( $10^{-8} - 10^{-7}$ ) механические напряжения порядка  $10^7$  Па оказывают существенное влияние на импеданс и магнитоимпедансный эффект [57, 70, 132, 153].

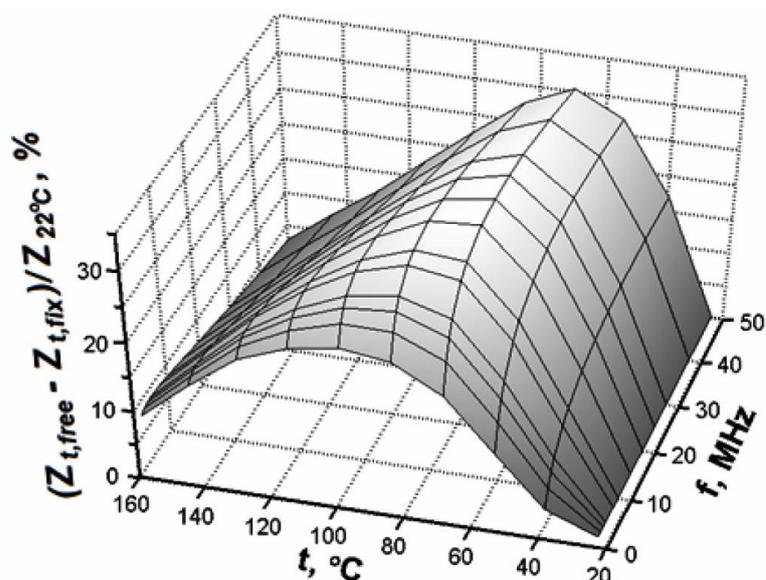
Величину термо-деформационных напряжений, возникающих в образе при его жесткой фиксации можно оценить по формуле, зная коэффициенты температурного расширения материала держателя  $\alpha_d$  и закрепленного образца  $\alpha_f$ :

$$\sigma_T = |\alpha_d - \alpha_f| \cdot |T - T_0| \cdot E, \quad (2.2.1)$$

где  $E$  – модуль Юнга материала образца,  $T$  – температура, при которой происходит измерение,  $T_0$  – температура, при которой происходило закрепление образца в держатель.

Коэффициент температурного расширения материала основания ячейки составляет примерно  $10^{-6} - 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ , а для исследуемых образцов –  $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ . Модуль Юнга данных сплавов принимает значения порядка 200 ГПа [154]. Тогда изменение температуры на 100 К приведет появлению механических напряжений в образце порядка десятков МПа и выше, что несомненно окажет влияние на импеданс и МИ.

В [152] было показано, что температурное изменение импеданса  $Z_0$  образца при его свободной фиксации в ячейке может достигать на некоторых частотах переменного тока около 30 % относительно значения  $Z_0$  при жесткой фиксации образца (Рисунок 2.2.2).



*Рисунок 2.2.2. Температурно-частотная зависимость относительного различия значений импеданса магнитомягкого проводника при его свободной,  $Z_{t,free}$ , и жесткой,  $Z_{t,fix}$ , фиксации в измерительной ячейке.*

Ввиду создания условий эксперимента, необходимых для проведения исследований, крепление образца в измерительной ячейке осуществлялось механическим способом. При этом электрические зажимы образца выполнены из посеребренной латуни с целью избежания ухудшения электрического контакта вследствие возможного их окисления на воздухе при нагреве. В отличие от данного способа фиксации крепление с помощью пайки образца привело бы к изменению его структуры вследствие значительного нагрева. Крепление электропроводящими клеями не позволило бы достигать достаточных значений растягивающих механических напряжений.

Для проведения температурных исследований импеданса был создан термоблок, позволяющий получать температуры как выше комнатной, так и ниже. В обоих случаях часть ячейки с закрепленным в ней образцом помещалась в воздуховод (*Рисунок 2.2.3, элемент 10*). Нагрев образца происходил за счет пропускания потока нагретого воздуха, создаваемого нагревательным и нагнетательным элементами. Для достижения значений температур ниже комнатной вместо данных элементов использовалась температурная приставка (*Рисунок 2.2.4*). Основой приставки служит теплоизолированный сосуд с нагревательным элементом, который

наполняют жидким азотом и подсоединяют к воздуховоду. Величина температуры в данном случае регулируется интенсивностью парообразования с помощью нагревателя. Минимально допустимый уровень азота в сосуде определяется по термоэлектрическому измерительному преобразователю — термопаре.

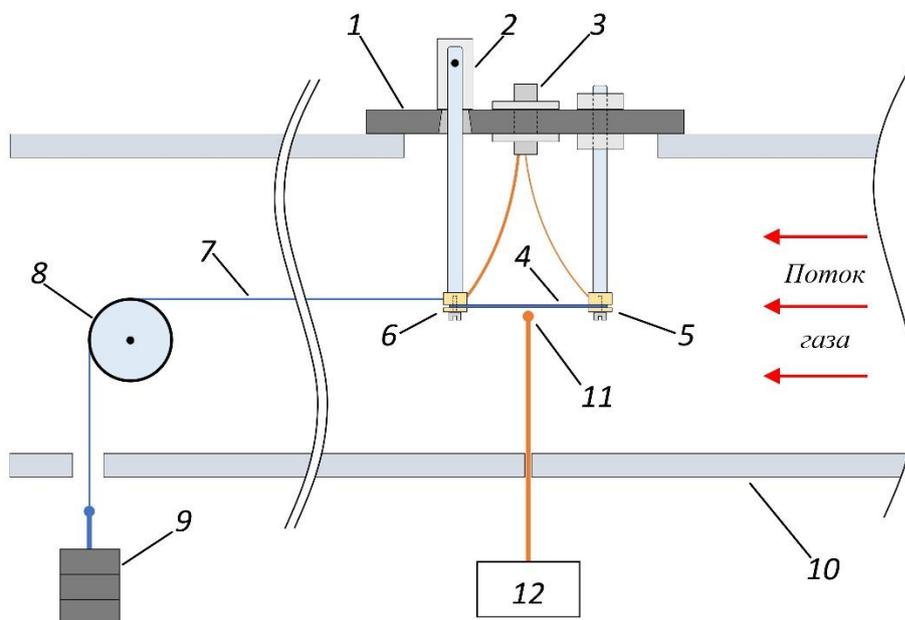


Рисунок 2.2.3 Размещение измерительной ячейки на воздуховоде. 1 – основание измерительной ячейки; 2 – шарнирное соединение подвижного контакта и основания; 3 – разъем SMS; 4 – образец; 5 – неподвижный контакт; 6 – подвижный контакт; 7 – кевларовая нить; 8 – блок; 9 – наборный груз; 10 – воздуховод; 11 – термопара; 12 – милливольтметр.

Температура образца также определяется по термопаре, расположенной в непосредственной близости к образцу, но не касающейся его. Измерительный конец термопары соединяется с универсальным вольтметром В7-78/1, который в свою очередь через интерфейс GPIB подключается к персональному компьютеру.

Внешние механические растягивающие напряжения в образце создавались силой тяжести, действующей на груз, связанный с подвижным контактом ячейки через блок и подвес (Рисунок 2.2.3). Величина механических напряжений,  $\sigma$ , в образце изменялась дискретно в зависимости от массы наборного груза и рассчитывалась по формуле:

$$\sigma = \frac{mg}{S}, \quad (2.2.2)$$

где  $m$  – масса наборного груза,  $g$  – ускорение свободного падения,  $S$  – площадь

поперечного сечения образца.

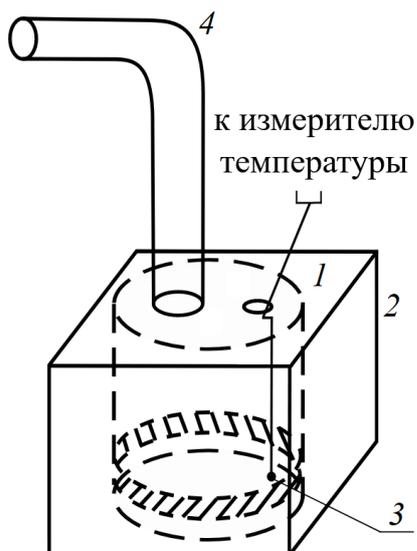


Рисунок 2.2.4. Схема температурной приставки. 1 – сосуд с нагревательным элементом, 2 – термоизоляция, 3 – терморара, 4 – соединительная труба.

### 2.3. Исследование микроструктуры образцов

Так как магнитные параметры вещества значительно зависят от его атомной структуры, необходимо проводить ее контроль. Исследование атомной структуры рассматриваемых в работе материалов проводилось с помощью рентгеноструктурного анализа — дифракционного структурного метода. Так как в данных материалах отсутствует дальний порядок в расположении атомов, рентгеноструктурный анализ использовался для подтверждения аморфности материалов. В связи с этим возник термин: «рентгеноаморфный материал» - материал со значительно уширенными рефлексами рентгеновской дифракции или их полным отсутствием. Рентгеноструктурный анализ проводился с помощью дифрактометра D8 ADVANCE фирмы BRUKER AXS, а лент — дифрактометра PHILIPS X'PERT PRO в излучении  $\text{CuK}_\alpha$  с длиной волны  $\lambda = 1,54 \text{ \AA}$ .

### 2.4. Исследование магнитных параметров

Магнитные свойства материалов определялись из кривых перемагничивания — петель магнитного гистерезиса. Наиболее распространенными методами получения петель гистерезиса являются магнитометрический, вибрационный, индукцион-

ный и другие. В данной работе представлены результаты магнитометрических исследований, проведенных с помощью вибрационного магнитометра на базе Уральского Федерального Университета имени первого президента России Б.Н. Ельцина, а также автоматизированного индукционного магнитометра, разработанного и изготовленного нами.

Перемагничивающей системой индукционного автоматизированного гистериографа (*Рисунок 2.4.1*) выступают кольца Гельмгольца. На них подается усиленный сигнал определенной частоты с генератора ГЗ-123. Последовательно кольцам в цепь включается эталонный резистор, выполняющий роль датчика тока. Напряженность магнитного поля, создаваемая кольцами, пропорциональна напряжению на резисторе, которое измеряется с помощью цифрового осциллографа Tektronix TDS 2024. В центр колец помещается исследуемый образец с измерительной катушкой, адаптированной под геометрию образца. Обработка измеряемого сигнала осуществлялась двумя способами. Первый способ предполагает усиление и аналоговую интеграцию сигнала измерительной катушки по времени. Данный сигнал поступает на второй канал осциллографа, позволяющего выводить на экран в безвременном режиме XY интегральную петлю гистерезиса  $B(H)$ . При использовании второго способа сигнал напрямую с измерительной катушки поступает на осциллограф. В данном случае на экране осциллографа наблюдается дифференциальная петля гистерезиса. Функционал осциллографа позволяет заносить измеряемые сигналы во внутреннюю память. В данном случае сигналы сохраняются в виде двух наборов значений  $dH(\tau)$  и  $dB(\tau)$ , где  $\tau$  – время. С помощью разработанного нами программного обеспечения данные передаются на персональный компьютер по интерфейсу RS232. На компьютере формируется набор значений  $dH/dB$ , который затем интегрируется по напряженности магнитного поля. Полученные интегральные петли гистерезиса представляются в относительном виде  $B/B_s(H)$ . Стоит отметить, что данный вариант получения петель более приемлем, так как не происходит фазовых искажений как в случае аналогового интегрирования сигнала.

Измерительная ячейка была откалибрована по образцу с известной намагниченностью насыщения. Поэтому, там где было необходимо, использовались абсолютные значения намагниченности.

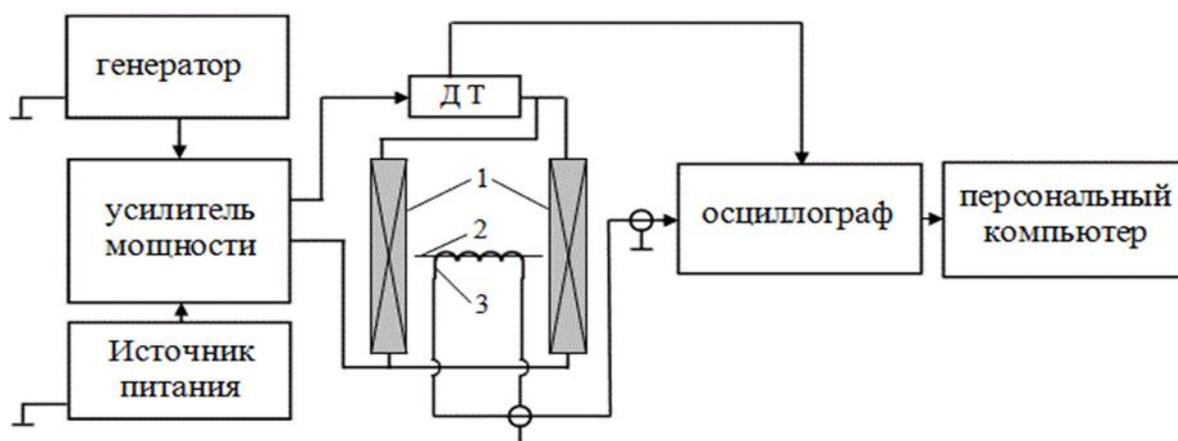


Рисунок 2.4.1. Функциональная схема индукционного гистерезисографа: 1 — кольца Гельмгольца, 2 — образец, 3 — измерительная катушка.

Для исследования влияния температуры на магнитные гистерезисные свойства образцов использовался тот же термоблок, что и при исследовании температурных зависимостей импеданса. Это позволило обеспечить идентичные условия воздействия температуры на исследуемые образцы. Магнитные гистерезисные параметры исследуемых в работе образцов измерялись в тех же температурных интервалах, что и их импедансные характеристики.

## 2.5. Измерение константы магнитострикции насыщения при различных температурах

Константа магнитострикции насыщения  $\lambda_s$  магнитомягкого ферромагнетика является одним из важных его магнитных параметров. В аморфных магнитных материалах  $\lambda_s$  оказывает определяющую роль в характере их магнитоимпедансных и стресс-импедансных зависимостей. Поэтому, необходимо учитывать температурное изменение константы магнитострикции насыщения исследуемых аморфных материалов.

Существуют прямые и косвенные методы определения  $\lambda_s$  материала, позволяющие соответственно напрямую фиксировать изменение размеров образца под действием магнитного поля, либо косвенно — по изменению магнитных параметров под

действием механических напряжений [133]. Наиболее распространенными прямыми методами являются тензометрический и интерференционный методы. Однако данные методы мало применимы для исследования в работе магнитных материалов ввиду того, что они имеют малые значения константы магнитострикции. Зато исследуемые материалы обладают высоким пределом упругости, что дает возможность применения косвенных методов определения магнитострикции, основанных на изменении магнитных свойств образца за счет наведенной механическими напряжениями магнитной анизотропии.

Одним из наиболее применимых косвенных методов определения магнитострикции насыщения аморфных и нанокристаллических материалов является достаточно простой и высокочувствительный метод малоуглового вращения намагниченности (SAMR), описанный в работе [155]. В данной работе исследование магнитострикции насыщения также осуществляется вышеупомянутым методом с незначительной его модификацией, которая заключается в создании поперечного перемещающегося магнитного поля не кольцами Гельмгольца, а протекающим по образцу переменным током. Данный подход был показан в работе [156].

Схема измерения магнитострикции представлена на рисунке 2.7.

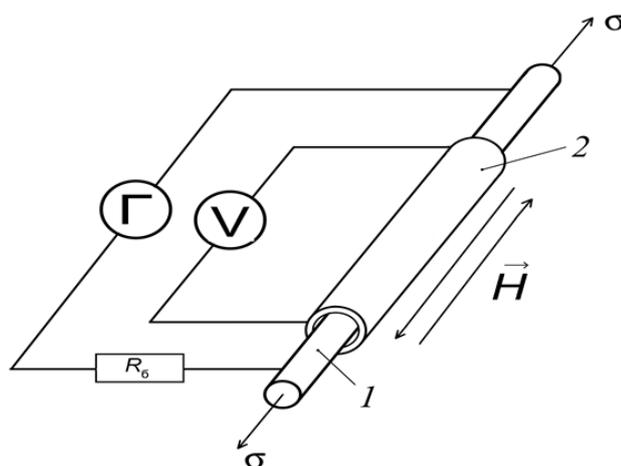


Рисунок 2.5.1. Схема измерения магнитострикции насыщения методом SAMR. 1 – образец, 2 – измерительная катушка, Г – генератор переменного тока, V – милливольтметр, R<sub>6</sub> – балластное сопротивление,  $\vec{H}$  – внешнее магнитное поле.

Исследуемый образец помещался в измерительную катушку и закреплялся в

ячейке, подключенной к генератору переменного тока IFR-2023A через балластное сопротивление  $R_6$ . Измерительная катушка подключалась к милливольтметру переменного напряжения АКИП-2403. Ячейка располагалась в соленоиде, создающем внешнее магнитное поле. Питание соленоида осуществлялось с помощью высокостабильного источника тока Agilent N5784A. Растягивающие механические напряжения создавались внешней растягивающей силой. Для изменения температуры использовались те же термоблоки, что и при исследовании импеданса.

Методика измерения константы магнитострикции проводов и лент была следующей. При достижении необходимой температуры к образцу прикладывалось внешнее магнитное поле, близкое к полю магнитного насыщения и производилось измерение ЭДС  $\varepsilon_0$ , наводимой в измерительной катушке колебаниями намагниченности под действием перемагничивающего поля  $h$  переменного тока. Далее к образцу прикладывалась внешняя сила, создающая в образце растягивающие напряжения  $\sigma$ , приводящие к изменению ориентации намагниченности и величины проницаемости образца, а, следовательно, и наводимой в катушке ЭДС. После этого магнитное поле соленоида изменялось так, чтобы значение ЭДС достигало исходного  $\varepsilon_0$ . Данным способом проводилось измерение нескольких значений намагничивающего поля при различных растягивающих напряжениях, после чего строилась зависимость  $H(\sigma)$ . Из полученной зависимости константа магнитострикции рассчитывалась по формуле:

$$\lambda_S = -\frac{\mu_0 M_S}{3} \cdot \frac{dH}{d\sigma} \quad (2.5.1)$$

## 2.6. Оценка погрешностей измерений

При исследовании импеданса с помощью прецизионного анализатора импеданса Agilent 4294A погрешность измерений зависела от величины измеряемых значений, а также частоты переменного тока. Данная зависимость представлена на круговой диаграмме погрешностей импеданса (*Рисунок 2.6.1*) при использовании пробника 42941A Impedance Probe, применяемого при исследованиях [105]. Выде-

ленная область на диаграмме соответствует диапазону измеряемых значений импеданса всех исследуемых образцов. Из диаграммы видно, что максимальная относительная погрешность измерения импеданса  $\varepsilon(Z)$  не превышала 3%.

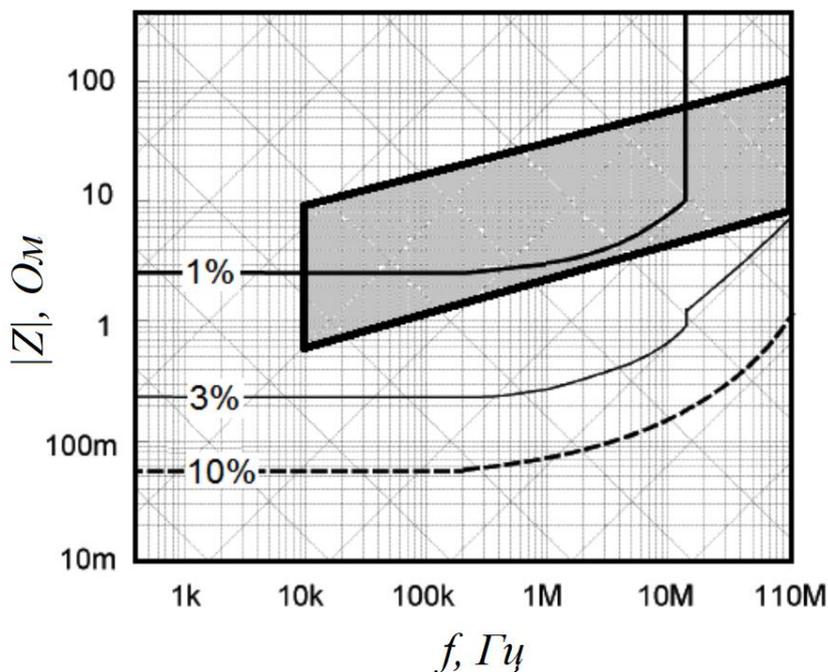


Рисунок 2.6.1. Круговая диаграмма погрешностей измерений импеданса исследуемых проводников анализатором Agilent 4294A при использовании пробника 42941A Impedance Probe.

Напряженность внешнего магнитного поля  $H$ , создаваемого парой колец Гельмгольца, вычислялась по формуле:

$$H = kI \quad (2.6.1)$$

где  $k$  – постоянная колец Гельмгольца,  $I$  – значение силы тока.

Постоянная  $k$  определялась с помощью серийного преобразователя Холла ПХЭ 602817В, разность потенциалов  $U$  на котором измерялась с помощью нановольтметра Р341. Коэффициент нелинейности данного преобразователя в диапазоне индукции магнитного поля от 0 Гс до  $2 \cdot 10^4$  Гс составляет 0,7 %. Параметры колец Гельмгольца и источника их питания позволяют достигать значений напряженности магнитного поля до 12 кА/м. Нелинейность преобразователя Холла при измерении данного поля не превышала 0,006 %, поэтому его можно считать линейным.

Магнитная чувствительность датчика составляет 92 мкВ/мТл. Определение постоянной  $k$  осуществлялось при четырех градуировочных значениях силы тока  $I_{\Gamma}$ , подаваемого в кольца. Измерение силы тока осуществлялось многопредельным вольтметром М2007, имеющим класс точности 0,2. Для повышения точности измерения значения силы тока соответствовали пределам измерения амперметра. При всех измеренных значениях силы тока  $I_{\Gamma}$  погрешность измерения разности потенциалов на преобразователе Холла не превышала  $\varepsilon(U) = 1 \%$ . Расчетное выражение постоянной  $k$  имеет вид:

$$k = \frac{0,1087}{I_{\Gamma}} \quad (2.6.2)$$

Погрешность определения постоянной  $k$  рассчитывалась из выражения:

$$\varepsilon(k) = \varepsilon(U) + \varepsilon(I_{\Gamma}) \quad (2.6.3)$$

Так как значения силы тока  $I_{\Gamma}$  соответствовали пределам измерения амперметра, то погрешность их измерения равнялась классу точности  $\varepsilon(I_{\Gamma}) = 0,2 \%$ . Тогда,  $\varepsilon(k) = 1,2 \%$ .

В ходе эксперимента питание колец осуществлялось с помощью программируемого источника согласно заданному дискретному набору значений. Предварительно каждое значение набора было измерено вольтамперметром М2007, что позволило снизить ошибку программной установки значения тока. Минимальное значение тока, которое позволяет установить данный источник питания, равно 18 мА. Погрешность измерения данного минимального значения будет максимальной из всего набора значений. Используемый амперметр позволял измерять его с относительной погрешностью  $\varepsilon(I) = 0,9 \%$ .

Следовательно, погрешность измерения напряженности магнитного поля, определяемого по формуле (2.6.1), можно оценить из выражения:

$$\varepsilon(H) = \varepsilon(k) + \varepsilon(I) \quad (2.6.4)$$

Согласно данному выражению, расчетное выражение  $\varepsilon(H) = 2,1 \%$ .

Температура образца  $T$  измерялась с помощью термоэлектрических преобразователей (термопар) и универсального вольтметра В7-78/1. Вычисление температуры образца производилось с помощью выражения:

$$t = t_K + \frac{U}{c}, \quad (2.6.5)$$

где  $c$  — коэффициент преобразователя,  $t_K$  — температура второго спая термопреобразователя,  $U$  — разность потенциалов на зажимах термопреобразователя.

Погрешность измерения напряжения для всего исследованного температурного диапазона не превышала  $\varepsilon(U) = 0,1 \%$ . Температура второго теплоизолированного спая термопреобразователя контролировалась ртутным термометром. Относительная погрешность измерения температуры второго спая не превышала значения  $\varepsilon(t_K) = 2,5 \%$ .

Таким образом, исходя из формулы расчета температуры (2.6.5), оценить погрешность можно из выражения:

$$\varepsilon(t) = \varepsilon(t_K) + \varepsilon(U) \quad (2.6.6)$$

Данное выражение дает результат  $\varepsilon(t_K) = 2,6 \%$ .

Погрешность механических напряжений, рассчитанных согласно выражению (2.2.2) складывалась из следующих слагаемых:

$$\varepsilon(\sigma) = \varepsilon(m) + \varepsilon(g) + \varepsilon(S) \quad (2.6.7)$$

Погрешность определения площади  $\varepsilon(S)$  складывалась из погрешности определения поперечных размеров образца в случае образцов с планарной геометрией:

$$\varepsilon(S) = \varepsilon(a) + \varepsilon(b) \quad (2.6.8)$$

В диаметра в случае образцов с цилиндрической формой:

$$\varepsilon(S) = 2\varepsilon(d) + \varepsilon(\pi) \quad (2.6.9)$$

Масса грузов измерялась на электронных весах, имеющих абсолютную по-

грешность измерения 0,01 г. Минимальная масса груза, используемого в работе составляла 50 г. Относительная погрешность ее определения составляет  $\varepsilon(m) = 0,02 \%$ .

Приняв  $g = 9,8 \text{ м/с}^2$  и  $\pi = 3,14$ , их относительные погрешности будут  $\varepsilon(g) = 0,1 \%$  и  $\varepsilon(\pi) = 0,06 \%$ , соответственно. Максимальная погрешность измерения диаметра проводов составила  $\varepsilon(\pi) = 2,9 \%$ , а толщины и ширины ленты —  $\varepsilon(b) = 0,9 \%$  и  $\varepsilon(a) = 2,5 \%$ , соответственно.

Таким образом, максимальная погрешность определения механических напряжений  $\varepsilon(\sigma)$ , создаваемых в образцах с цилиндрической и планарной геометрией соответственно составила 6 % и 3,6 %.

## **2.7. Выводы по главе 2**

1. Усовершенствованы экспериментальные установки и методики проведения исследований магнитомягких материалов методом магнитоимпедансной спектроскопии, индукционной магнитометрии, а также SAMR методом.
2. Разработана, изготовлена и апробирована температурная приставка, позволяющая проводить комплексные исследования при температурах ниже комнатной.
3. Использование современной цифровой аппаратуры, а также автоматизация процесса измерений позволяют достигать низкой погрешности и высокой воспроизводимости результатов измерений.

### 3 ГЛАВА. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ИМПЕДАНСА АМОРФНЫХ МАГНИТОМЯГКИХ СПЛАВОВ В ОБЛАСТИ ФЕРРОМАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

В данной главе представлены результаты исследований аморфных магнитомягких материалов планарной (ленты) и цилиндрической (провода) геометрии, полученных методом быстрой закалки из расплава.

Ленты сплава  $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$  и  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$  толщиной 20 мкм и шириной 2 мм получены в Институте физики металлов РАН (г. Екатеринбург). Для исследования использовались образцы длиной 50 мм.

Провода сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$  получены в ЦНИИ ЧЕРМЕТ им. Л. П. Бардина (г. Москва). По данным производителя константа магнитострикции насыщения  $|\lambda_s| \sim 10^{-7}$ , а индукция насыщения  $B_S = 0,4$  Тл. Для исследования использовались образцы длиной 30 мм и диаметром 180 мкм и 150 мкм.

#### 3.1. Влияние температуры на магнитные и магнитоимпедансные свойства аморфных лент сплавов $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ и $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$

Рентгеноструктурные исследования лент проведены в  $\text{Cu-K}\alpha$  излучении с помощью дифрактометра PHILIPS X'PERT PRO. Исходя из них можно заключить, что ленты находятся в аморфном состоянии (Рисунок. 3.1.1). Основываясь на исследовании лент данного вида сплавов [157] можно утверждать, что нагрев в исследуемых образцов до температуры 443 К (верхний предел исследуемого диапазона) не приводит к изменению его структуры.

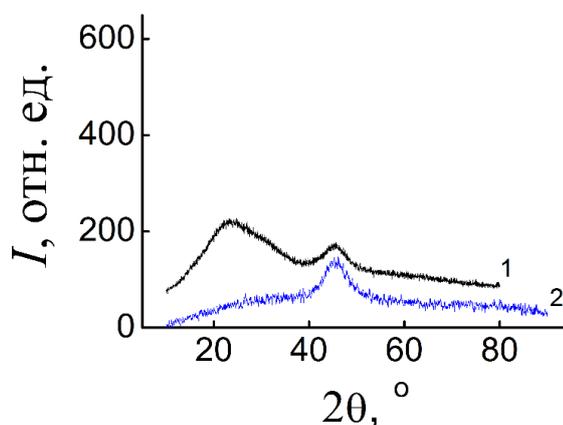


Рисунок. 3.1.1. Дифрактограммы аморфных лент сплавов: 1 —  $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ .

2 —  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ .

Магнитометрические исследования, проведенные на вибрационном магнитометре в диапазоне температур  $T = (90 - 420)$  К, показали, что рост температуры приводит к монотонному уменьшению намагниченности насыщения ( $M_S$ ) исследуемых сплавов (Рисунок 3.1.2). Исходя из полученных зависимостей  $M_S(T)$  видно, что, несмотря на близкие составы, температуры Кюри,  $T_C$ , данных сплавов различны. Кроме того, экстраполяция данных зависимостей до температуры 0 К показала, что величины  $M_S$  лент отличаются более чем на 20 ед/г (Рисунок 3.1.2).

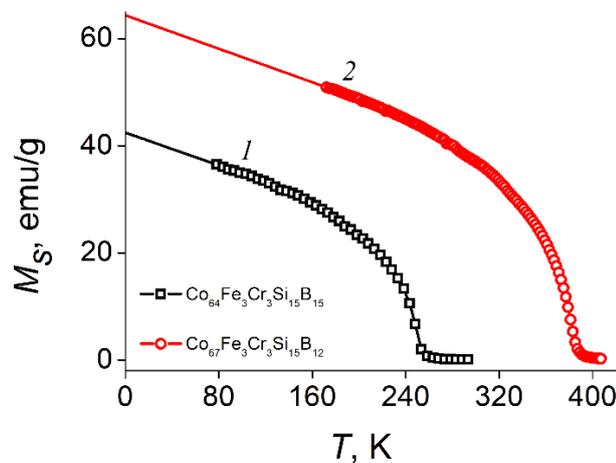


Рисунок 3.1.2. Температурные зависимости намагниченности лент сплавов: 1 —  $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ , 2 —  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$  (линии отображают результат экстраполяции).

### 3.1.1. Импеданс аморфных магнитомягких лент $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ и $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ вблизи их температуры Кюри

Исследование электрического импеданса проводилось в интервале температур  $T = (173 - 443)$  К на автоматизированном измерительном комплексе магнитоимпедансной спектроскопии (MIS) [151, 158] при действующем значении пробного переменного тока 10 мА в диапазоне частот переменного тока (0,1 – 70) МГц. Напряженность внешнего магнитного поля,  $H$ , ориентированного соосно с протекающим током вдоль длины образца, изменялась в пределах  $\pm 12$  кА/м.

Относительные температурные изменения импеданса (термоимпедансный эффект, ТИ) лент обоих составов, полученных на разных частотах переменного тока, представлены на рисунке (Рисунок 3.1.3). В данном случае ТИ рассчитывался по

формуле:

$$(\Delta Z/Z)_T = \frac{Z(T) - Z(T_{max})}{Z(T_{max})} \cdot 100\%, \quad (3.1.1)$$

где  $Z(T)$  – модуль импеданса, измеренный при температуре  $T$ , а  $Z(T_{max})$  – модуль импеданса, измеренный при максимальной температуре  $T_{max}$ .

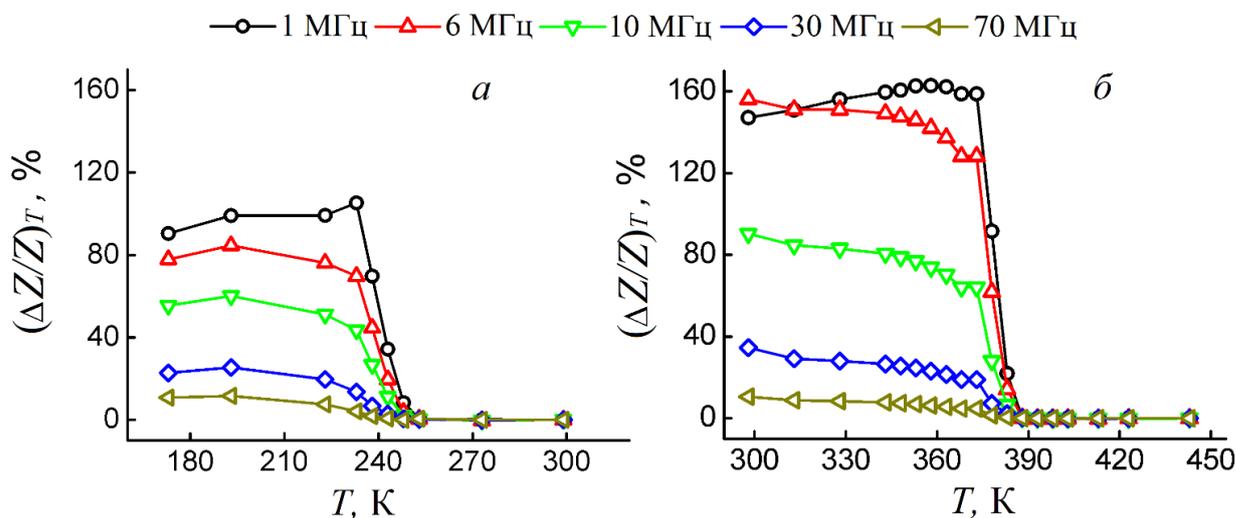


Рисунок 3.1.3. Температурные зависимости приведенного импеданса лент сплавов: а —  $Co_{64}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{15}$ , б —  $Co_{67}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{12}$ . Зависимости получены на частотах переменного тока 1, 6, 10, 30 и 70 МГц.

Из представленных зависимостей видно, что с ростом температуры импеданс лент обоих сплавов на частоте 1 МГц сначала увеличивается, а при достижении температуры близкой к  $T_C$  сплава – резко уменьшается (Рисунок 3.1.3). Снижение  $Z$  при достижении  $T_C$  сплавов наблюдается во всем исследуемом частотном диапазоне [159]. Нагрев образцов выше  $T_C$  слабо влияет на импеданс.

В работе [160], посвященной рассмотрению методов определения температуры Кюри, выделяют два наиболее используемых метода. Одним из них является метод максимальной кривизны зависимости  $M_S(T)$  [161], наблюдающейся в точке перегиба, второй – метод двух касательных [162].

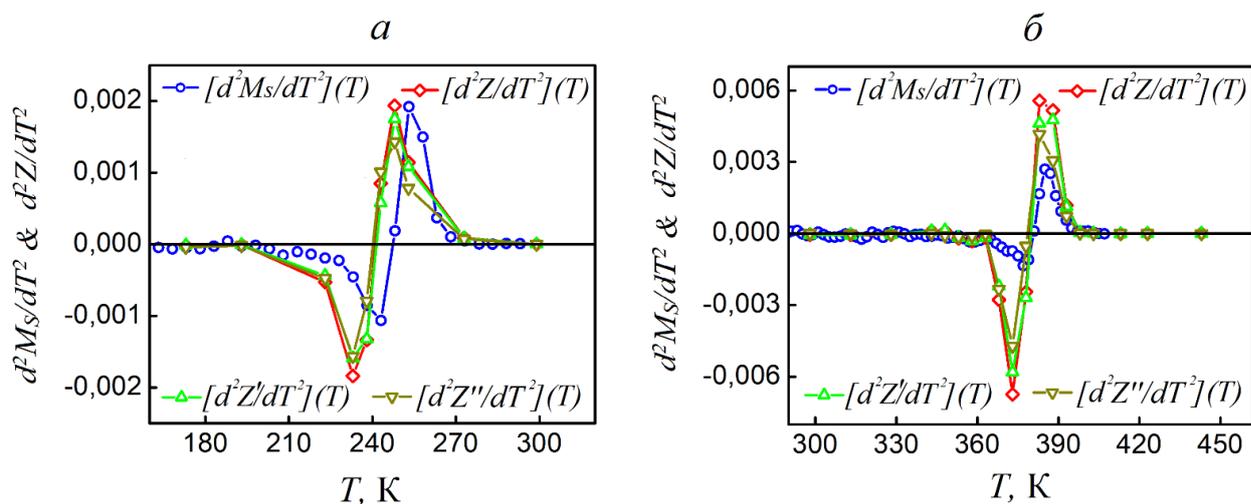


Рисунок 3.1.4. Температурные зависимости второй производной намагниченности насыщения, модуля импеданса и его компонент по температуре (см. легенду) для лент сплавов: а —  $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ , б —  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ . Зависимости  $[d^2Z/dT^2](T)$ ,  $[d^2Z'/dT^2](T)$  и  $[d^2Z''/dT^2](T)$  соответствуют частоте 100 кГц.

Используя первый общепринятый метод, температуры Кюри исследуемых лент были определены по точке перегиба на зависимостях  $M_S(T)$ . В данной точке вторая производная зависимости  $M_S(T)$  будет равна нулю, что удобно для точного определения значения  $T_C$ .

Так, кривые  $[d^2M_S/dT^2](T)$  пересекают ось абсцисс (Рисунок 3.1.4, кривые 1) при температурах 248 К и 380 К для лент составов  $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$  и  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ , соответственно (Рисунок 3.1.4).

Оценка температур Кюри лент была также произведена с помощью метода двух касательных [162] (Рисунок 3.1.5). С помощью него были получены значения температур 255 К и 387 К для лент состава  $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$  и  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ , соответственно.

В связи с различием в полученных результатах при определении температур Кюри для исследуемых сплавов двумя методами, можно предположить, что значение  $T_C$  будет находиться в температурном интервале (248 – 255) К для ленты состава  $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$  и (380 – 387) К для ленты состава  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ .

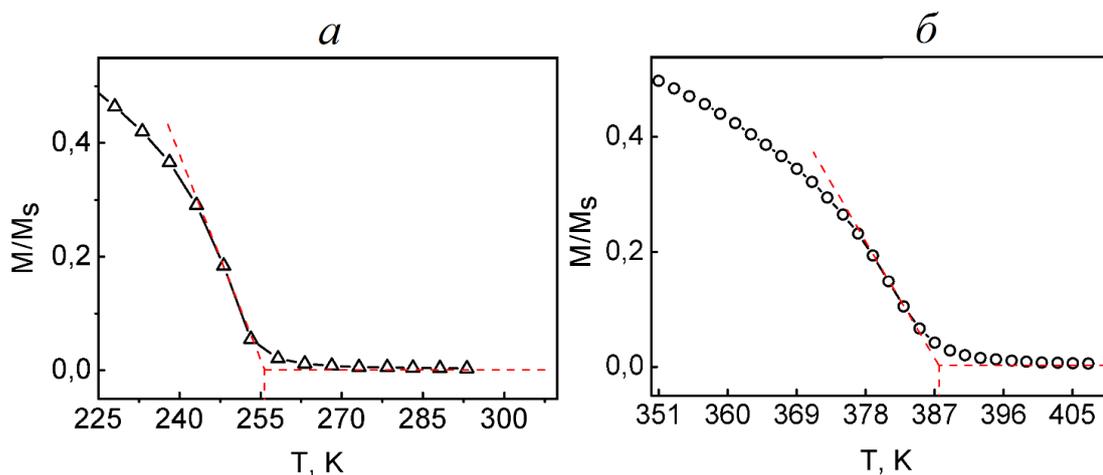


Рисунок 3.1.5. Относительное температурное изменение намагниченности лент сплавов: а —  $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ , б —  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ . Показан метод двух касательных для определения температуры Кюри.

Для сравнения температурного поведения модуля импеданса лент, а также его действительной и мнимой компонент в области их температуры Кюри с температурной зависимостью намагниченности насыщения лент строились зависимости  $[d^2Z/dT^2](T)$ ,  $[d^2Z'/dT^2](T)$  и  $[d^2Z''/dT^2](T)$  (Рисунок 3.1.4). Из представленных графиков можно видеть, что температурные зависимости вторых производных импеданса и его компонент по температуре хорошо коррелирует с зависимостью  $[d^2M_S/dT^2](T)$  в случае ленты состава  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$  (Рисунок 3.1.4, б). В случае ленты состава  $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ , температура Кюри которой ниже комнатной, наблюдается худшая корреляция данных зависимостей (Рисунок 3.1.4, а), что связано, по-видимому, со систематической погрешностью определения температур ниже комнатных как при измерении импеданса, так и намагниченности.

Тем не менее, полученные результаты позволяют говорить о возможности использования температурных исследований электрического импеданса в качестве приемлемого метода детектирования ферромагнитных фазовых переходов в аморфных магнитомягких ферромагнетиках. Стоит отметить, что величина импеданса аморфного магнитомягкого проводника даже при достижении температуры Кюри не равна нулю, что обеспечивает надежный сигнал при измерении. В случае же использования общепринятых магнитометрических методик измеряемый сигнал становится очень слабым при приближении к  $T_C$ , что осложняет процесс измерения и увеличивает его погрешность.

### 3.1.2. Связь температурных изменений магнитных и магнитоимпедансных свойств

Согласно представлениям классической электродинамики, импеданс проводника в исследуемом частотном диапазоне определяется поперечной магнитной проницаемостью, частотой переменного тока и электрическим сопротивлением (1.1.3).

Магнитная проницаемость ферромагнетиков определяется процессом смещения доменных границ и процессом вращения вектора намагниченности. При частотах переменного тока 100 кГц и выше эффективная поперечная магнитная проницаемость аморфных магнитомягких лент в основном определяется процессами вращения [2]. Отклик поперечной проницаемости и связанного с ней импеданса на различные внешние воздействия зависит от магнитной структуры исследуемого объекта и ее параметров, таких как намагниченность насыщения, константа эффективной анизотропии, направление осей легкого намагничивания, их дисперсия и др. При этом  $\mu_t$  прямо пропорциональна квадрату намагниченности насыщения и обратно пропорциональна константе эффективной анизотропии ( $K_{eff}$ ) ленты [163]:

$$\mu_t \sim \frac{M_S^2}{2K_{eff}} \quad (3.1.2)$$

В свою очередь константа анизотропии связана с полем анизотропии выражением:

$$K = \frac{1}{2} \mu_0 M_S H_k \quad (3.1.3)$$

Таким образом, в рассматриваемом здесь частотном диапазоне основной вклад в температурное изменение импеданса аморфной ленты будут давать температурные изменения ее намагниченности насыщения и эффективного поля анизотропии:

$$Z(T) \sim \frac{1}{\delta(T)} \sim \mu_t(T)^{1/2} \sim \left( \frac{M_S(T)}{H_k(T)} \right)^{1/2} \quad (3.1.4)$$

Изменение  $H_k$  под действием температуры можно оценить исходя из магнитополевых зависимостей импеданса лент при условии, что их магнитная анизотропия имеет преимущественную поперечную составляющую [2].

Действительно, вид продольных петель магнитного гистерезиса лент обоих составов свидетельствует о поперечной анизотропии (Рисунок 3.1.6).

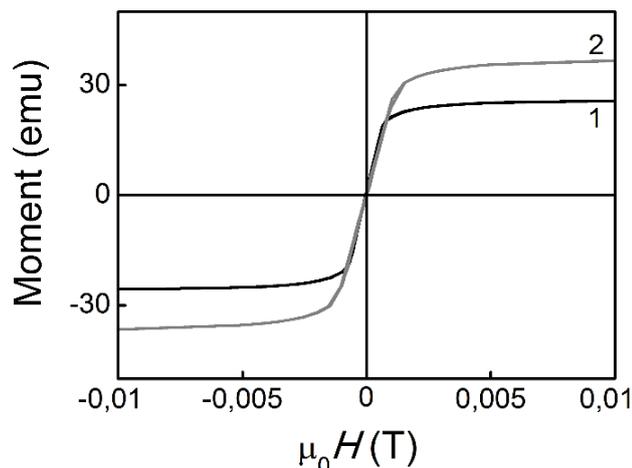


Рисунок 3.1.6. Продольные петли магнитного гистерезиса аморфных лент сплавов: 1 —  $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ ; 2 —  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ .

Зависимости магнитоимпедансного отношения, рассчитанного по формуле (1.2.1), от внешнего магнитного поля имеют также характерный для преимущественной поперечной анизотропии вид типа «два пика» [63] (Рисунок 3.1.7). С ростом температуры магнитоимпеданс лент уменьшается. Стоит отметить, что влияние магнитного поля на импеданс лент  $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$  и  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$  при температурах 248 К и 383 К, соответственно, все еще наблюдается (Рисунок 3.1.7). Данный факт согласуется с вышеуказанными интервалами значений  $T_C$  для исследуемых сплавов (параграф 3.1.1).

Величина внешнего магнитного поля,  $H_p$ , при которой импеданс достигает максимального значения, с ростом температуры также изменяется. Ее изменение обусловлено температурным изменением поля эффективной анизотропии  $H_k$  лент [121]. Таким образом, зависимость  $H_p(T)$  повторяет зависимость  $H_k(T)$  [121].

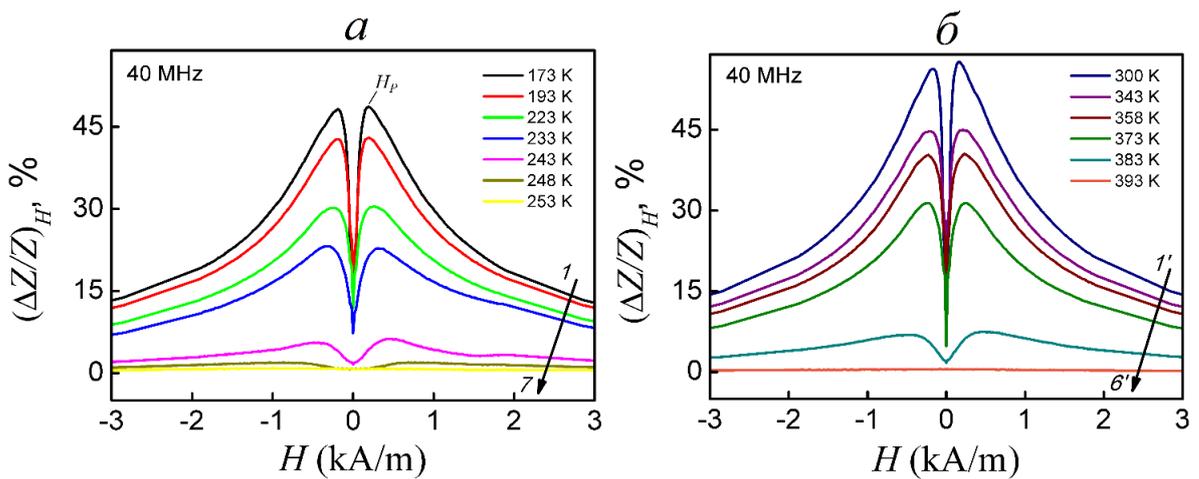


Рисунок 3.1.7. Магнитополевые зависимости МИ-отношения лент сплавов  $Co_{64}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{15}$  – а;  $Co_{67}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{12}$  – б. Зависимости получены на частоте переменного тока 40 МГц и температурах: 1 – 173 К, 2 – 193 К, 3 – 223 К, 4 – 233 К, 5 – 243, 6 – 248 К, 7 – 253 К, 1' – 300 К, 2' – 343 К, 3' – 358 К, 4' – 373 К, 5' – 383 К, 6' – 393 К.

Исходя из зависимостей  $M_S(T)$  и  $H_p(T)$  была построена температурная зависимость квадратного корня их отношения (Рисунок 3.1.8). Зависимости строились до значений температур, при которых поле  $H_p$  по магнитоимпедансным зависимостям еще было определено.

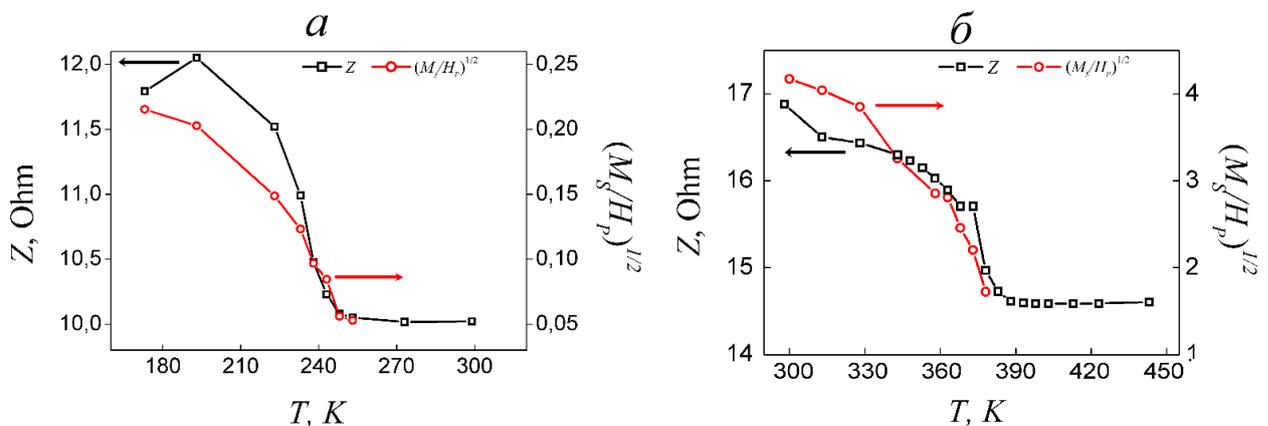


Рисунок 3.1.8 Температурные зависимости  $Z$  и  $[M_S(T)/H_p(T)]^{1/2}$  лент сплавов  $Co_{64}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{15}$  – а; 2 –  $Co_{67}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{12}$  – б.

Видно, что температурная зависимость импеданса лент хорошо коррелирует с температурной зависимостью отношения  $[M_S(T)/H_p(T)]^{1/2}$ , особенно вблизи температуры Кюри сплавов, что объясняет уменьшение  $Z$  с ростом температуры изменением магнитных параметров аморфных магнитомягких лент под действием температуры.

### 3.1.3. Влияние состава аморфной магнитомягкой ленты на температуру

## Кюри

Температура Кюри аморфных ферромагнетиков зависит от элементного состава (включая процентное соотношение) сплава [86, 164, 165]. Это обусловлено вариацией величины обменного взаимодействия между атомами металла вследствие изменения химического и топологического порядков [86, 166]. Помимо этого вариация состава приводит к изменению флуктуации обменного взаимодействия, обусловленному структурной флуктуацией, свойственной аморфному сплаву, полученному быстрой закалкой из расплава [101, 167].

Величину флуктуации обменного взаимодействия можно определить исходя из модели Хендрика-Кобе, заключающейся в модификации функции Бриллюэна путем введения параметра  $f$ , характеризующего относительную величину структурных флуктуаций в аморфных ферромагнетиках [168, 169], оказывающих влияние на обменный интеграл. Эта модель хорошо описывает температурную зависимость приведенной намагниченности  $M(T)/M(0)$  аморфных сплавов, определяемую выражением:

$$\frac{M(T)}{M(0)} = \frac{1}{2} \{B_f[(1+f)x] + B_f[(1-f)x]\}, \quad (3.1.5)$$

где  $x$  и  $f$  определяются как:

$$x = \frac{3S}{S+1} \frac{M(T)}{M(0)} \frac{T_c}{T} \quad (3.1.6)$$

$$f = \sqrt{\frac{\langle \Delta J_{ex}^2 \rangle}{\langle J_{ex} \rangle^2}}. \quad (3.1.7)$$

Здесь  $B_f, J_{ex}$  и  $\Delta J_{ex}$  – функция Бриллюэна, обменный интеграл и флуктуация обменного интеграла, соответственно.

Gallagher с соавторами [167] расширили данную модель, приняв во внимание асимметричный характер распределения обменного интеграла, вытекающий из формы кривой Бетэ-Слетэра. С учетом этого выражение (3.1.5) принимает вид:

$$\frac{M(T)}{M(0)} = \frac{1}{2} \{B_f[(1+f_+)x] + B_f[(1-f_-)x]\} \quad (3.1.8)$$

В этом выражении параметры флуктуации  $f_+$  и  $f_-$  могут иметь различные

значения, которые можно оценить из кривой Бетэ-Слетэра, зная среднее межатомное расстояние соседних пар атомов [167]. Это расстояние можно определить из дифрактограмм, как предложено в работах [167, 170].

Представленная модель была применена для определения параметров флуктуации и последующего описания температурных зависимостей намагниченности насыщения исследуемых в работе лент, имеющих различную температуру Кюри.

Отметим, что для аморфных ферромагнитных сплавов характер взаимного расположения атомов различных компонентов является одним из важных параметров системы. При этом хаотичный характер распределения атомов различного сорта в большинстве систем не реализуется, и химический состав вокруг атомов каждого из компонентов сплава будет отличаться от среднего [101]. Другими словами, в аморфном сплаве будет наблюдаться химический, или композиционный ближний порядок (КБП).

Тогда, исходя из того, что в исследуемых сплавах содержание атомов кобальта значительно превышает содержание железа и хрома, то наблюдаемый на дифрактограмме лент обоих сплавов широкий максимум в области  $2\theta = 45^\circ$  (Рисунок 3.1.9) вероятно будет связан с КБП атомов кобальта.

На основе этого была проведена оценка среднего расстояния между соседними атомами кобальта по формуле:

$$D_{Co-Co} = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \quad (3.1.9)$$

где  $\lambda$  – длина волны излучения  $CuK\alpha$ ,  $\theta$  – брэгговский угол.

Флуктуация среднего межатомного расстояния  $\Delta D_+$  ( $\Delta D_-$ ) оценивалась как разница между  $D$ , полученным при  $\theta$ , соответствующему максимуму на дифрактограмме, и  $\theta$ , соответствующему половине ширины на середине максимума (Рисунок 3.1.9). Так, для ленты сплава  $Co_{64}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{15}$  были получены следующие значения:  $D = 2,447 \text{ \AA}$ ,  $\Delta D_+ = 0,133 \text{ \AA}$  и  $\Delta D_- = 0,132 \text{ \AA}$ ; для ленты сплава  $Co_{67}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{12}$ :  $D = 2,441 \text{ \AA}$ ,  $\Delta D_+ = 0,167 \text{ \AA}$  и  $\Delta D_- = 0,161 \text{ \AA}$ .

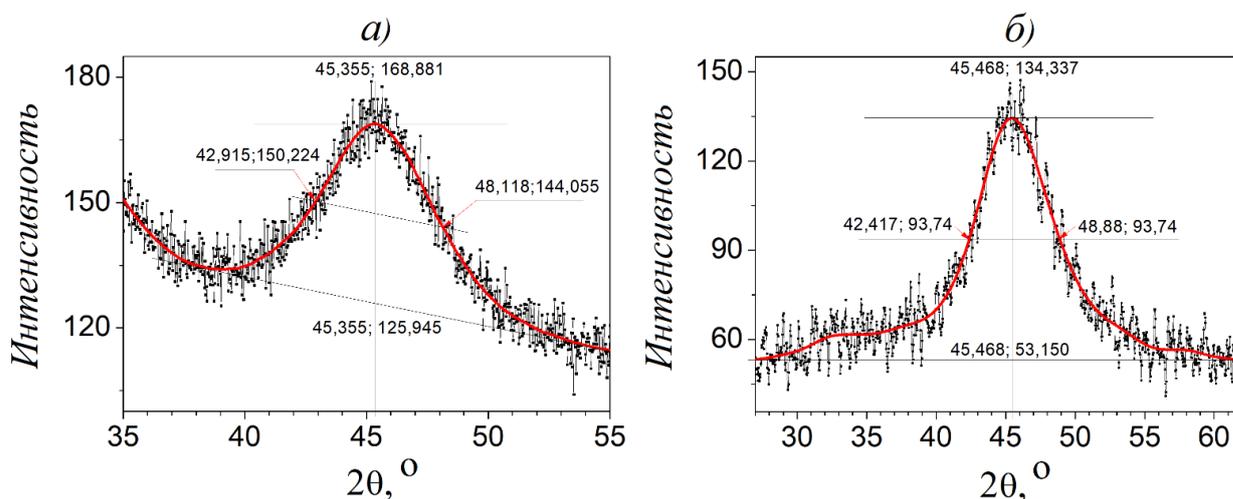


Рисунок 3.1.9. Дифрактограммы аморфных лент сплава  $Co_{64}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{15}$  – а и  $Co_{67}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{12}$  – б.

По кривой Бетэ-Слетэра на основе полученных значений была произведена оценка флуктуационных параметров обменного взаимодействия  $f_+$  и  $f_-$  (Рисунок 3.1.10).

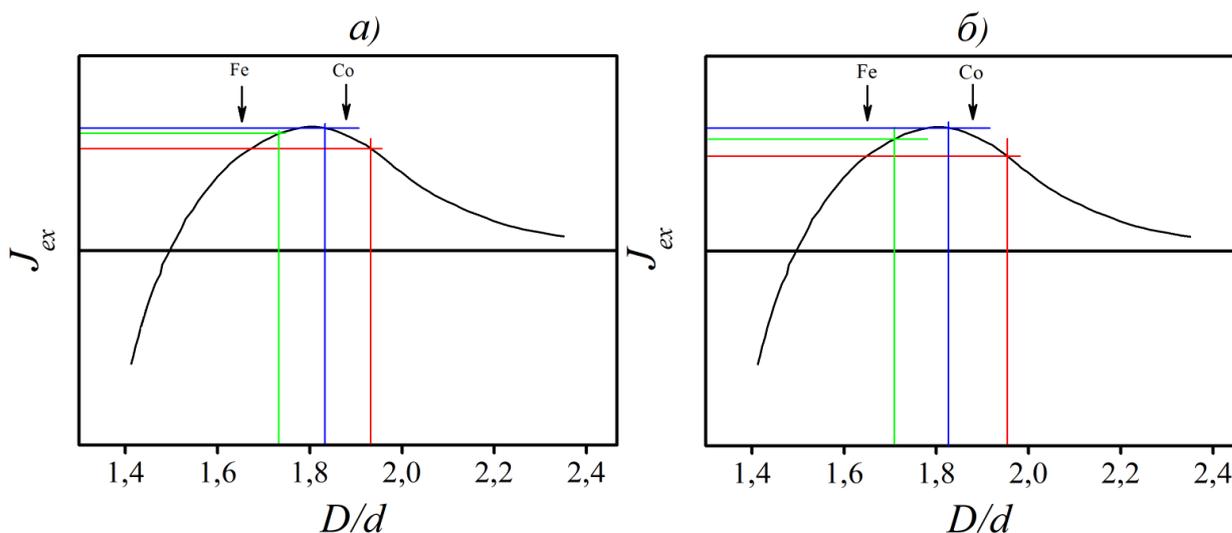


Рисунок 3.1.10. Кривая Бетэ-Слетэра для определения параметров  $f_+$  и  $f_-$  для лент сплавов  $Co_{64}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{15}$  – а и  $Co_{67}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{12}$  – б. Здесь  $d$  – диаметр  $3d$  орбиты.

Используя полученные значения  $f_+$  и  $f_-$ , рассчитывалась зависимость приведенной намагниченности от температуры по формуле (3.1.8) для лент обоих составов.

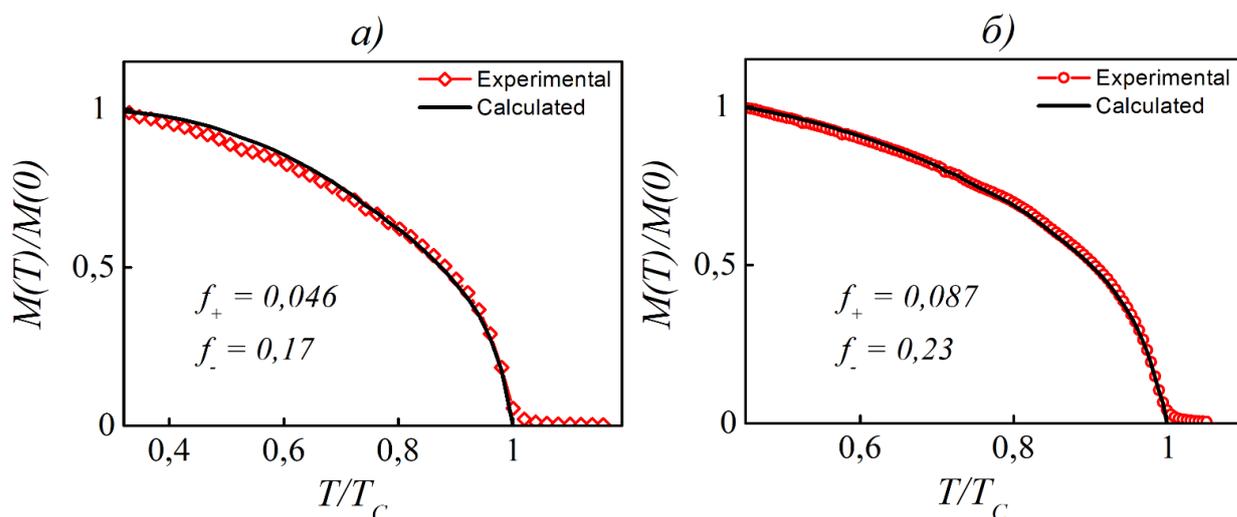


Рисунок 3.1.11. Экспериментальные и расчетные зависимости приведенной намагниченности аморфных лент сплавов  $Co_{64}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{15}$  – а и  $Co_{67}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{12}$  – б от температуры, приведенной к температуре Кюри.

Флуктуационные параметры обменного взаимодействия исследуемых лент связаны, как уже отмечалось, со структурными флуктуациями. В свою очередь структурные флуктуации во многом обусловлены дефектностью [171], характерной для аморфной структуры. Наибольшую концентрацию имеют, как правило, дефекты в виде нанопор, формирующиеся при быстрой закалке расплава [135, 136]. Однако ввиду одинаковых условий изготовления исследуемых лент можно предположить, что и дефектность в них будет одинакова. Поэтому флуктуация может быть обусловлена изменением композиционного и/или топологического ближнего порядка при вариации соотношения металл-металлоидной группы.

Параметры флуктуации обменного взаимодействия ниже для ленты сплава  $Co_{64}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{15}$ , следовательно структурная флуктуация в них также меньше, чем в лентах сплава  $Co_{67}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{12}$ . Меньшая структурная флуктуация должна соответствовать большему значению температуры Кюри сплава. Однако в нашем случае температура Кюри выше у ленты с большей структурной флуктуацией. Основываясь на этом можно сделать вывод, что вариация структурной флуктуации в большую сторону при увеличении содержания Кобальта в основном обусловлено изменением топологического ближнего порядка. Это выглядит обосновано исходя из того, что размеры атомов Бора меньше размеров атомов Кобальта. Тогда рост температуры Кюри при увеличении содержания Кобальта обусловлен изменением

композиционного ближнего порядка, приводящем к росту обменного взаимодействия.

### **3.2. Особенности температурного поведения импеданса аморфных проводов $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ в области ферромагнитного фазового перехода**

Исследование электрического импеданса аморфного провода  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ , полученного методом быстрой закалки из расплава, проводилось в интервале температур,  $T$ , от комнатной до 510 К на автоматизированном измерительном комплексе магнитоимпедансной спектроскопии (MIS) [151]. Измерения проводились при действующем значении пробного переменного тока 1 мА в диапазоне частот (0,1–100) МГц. Магнитоимпедансные зависимости  $Z(H)$  исследовались во внешнем магнитном поле,  $H$ , ориентированном соосно с протекающим током вдоль длины образца, и изменяющемся в пределах  $\pm 12$  кА/м.

Магнитные свойства исследовались индукционным методом в температурном интервале (300–483) К.

Конструктивно была обеспечена возможность свободного теплового расширения образца, что связано с необходимостью минимизации механических напряжений, возникающих при нагреве материала в ограниченном пространстве [151, 152].

Для аморфных сплавов системы CoFeSiB температура кристаллизации находится в пределах от 770 К до 870 К [92]. При нагреве аморфного материала даже до температур значительно ниже температуры кристаллизации возможно появление необратимых изменений свойств данного материала, в том числе магнитных и электрических [111]. В связи с этим с целью термостабилизации перед проведением температурных исследований электрического импеданса исследуемые образцы подвергались термообработке при температуре 523 К в течение 5 часов. Рентгеноструктурные исследования показали, что в результате термообработки данный материал остается аморфным (Рисунок 3.2.1). В представленных исследованиях многократное термоциклирование в пределах исследуемого интервала температур показало отсутствие необратимых изменений импеданса образцов, подвергнутых тер-

мообработке. Наблюдался лишь незначительный гистерезис на температурных зависимостях импеданса  $Z(T)$  проводов при последовательном их нагревании и охлаждении, связанный, по-видимому, с температурным гистерезисом намагниченности. Известно, что подобные режимы термообработки данных материалов приводят также к улучшению их механических свойств [172].

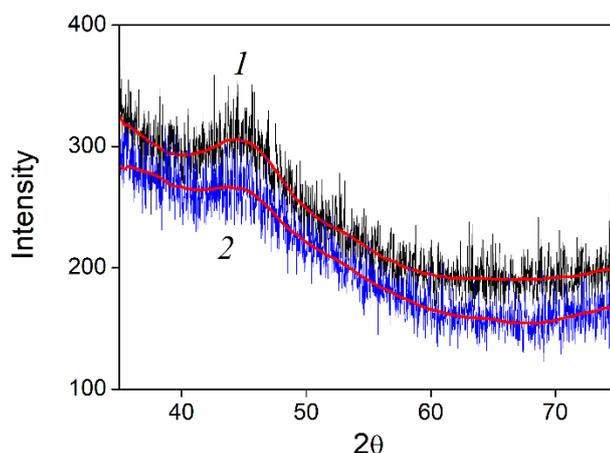


Рисунок 3.2.1. Дифрактограммы аморфного провода  $Co_{66}Fe_4Nb_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$ : 1 — в исходном состоянии, 2 — после термообработки при 523 К.

Из представленных температурных зависимостей импеданса, приведенного к значению, полученному при минимальной температуре,  $Z/Z_{Tmin}(T)$ , можно видеть (Рисунок 3.2.2), что его поведение зависит от частоты переменного тока. Так, на частоте 100 кГц рост температуры приводит сначала к падению импеданса, продолжающемуся до  $T = 415$  К, а затем к его росту, заканчивающемуся при  $T = 455$  К (Рисунок 3.2.2, кривая 1). С повышением частоты участок, на котором наблюдается рост импеданса, нивелируется. Дальнейший рост температуры выше 455 К приводит к резкому падению импеданса, особенно хорошо проявляющемуся на частотах 0,1; 1 и 10 МГц (Рисунок 3.2.2, кривые 1, 2 и 3). Данное резкое уменьшение  $Z$  продолжается до температуры около 465 К. Далее температурное изменение импеданса становится меньше, а по достижению  $T = 489$  К прекращается, и импеданс не изменяется.

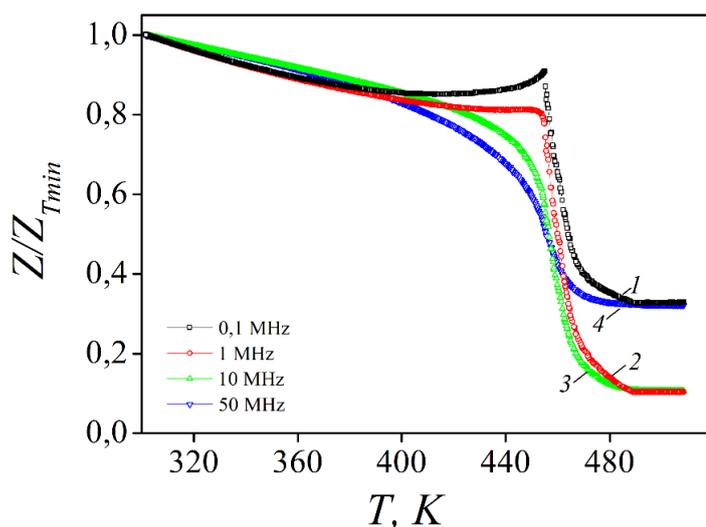


Рисунок 3.2.2 Температурные зависимости приведенного импеданса аморфного провода  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ , полученные на частотах переменного тока: 1 – 100 кГц, 2 – 1 МГц, 3 – 10 МГц, 4 – 50 МГц.

Основываясь на анализе связи температурных зависимостей импеданса лент с их температурными зависимостями намагниченности, представленном в параграфе 3.1.2, можно заключить, что резкое снижение импеданса проводов выше 455 К связано с существенным снижением их намагниченности. Снижение намагниченности, в свою очередь, связано с приближением к температуре Кюри провода.

Действительно, характер температурной зависимости намагниченности проводов, приведенной к значению, полученному при комнатной температуре (Рисунок 3.2.3), схож с температурной зависимостью импеданса.

Однако остается неясным проявление температурного роста импеданса в диапазоне (415 – 455) К на частотах до 100 кГц, а также появление участка (изгиба зависимости) в области  $T_{inf} = 470$  К на всех зависимостях  $Z/Z_{Tmin}(T)$ , после которого температурное изменение импеданса становится меньше (Рисунок 3.2.2).

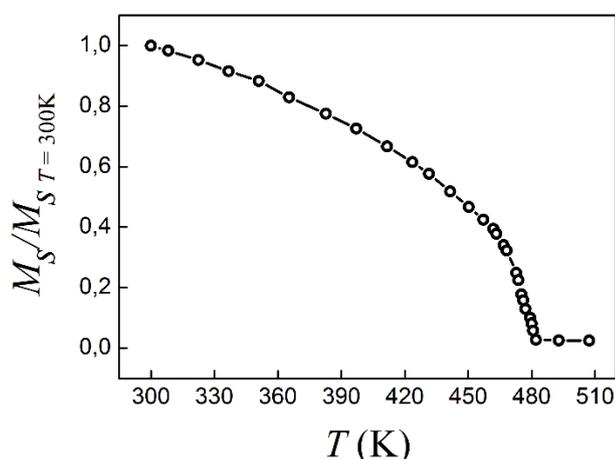


Рисунок 3.2.3. Температурная зависимость относительной намагниченности насыщения аморфного провода сплава  $Co_{66}Fe_4Nb_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$ .

Для объяснения температурных зависимостей импеданса проводов сплава  $Co_{66}Fe_4Nb_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$  необходимо знать их магнитную структуру. Для аморфных ферромагнитных проводов, полученных закалкой из расплава, обычно используют две основные модели магнитной структуры [16, 173]. Для проводов с отрицательной константой магнитострикции предполагают аксиально намагниченную центральную область (кern) и циркулярно намагниченную приповерхностную область (оболочка). Для проводов с положительной константой магнитострикции предполагается, что kern намагничен аксиально, а оболочка – радиально.

В работе [173] теоретически показано, что вышеуказанная магнитная структура для проводов с положительной магнитострикцией реализуется в проводах небольшого диаметра  $\sim 10^{-5}$  м с высоким значением эффективной анизотропии. Там же показано, что в проводах, имеющих на порядок больший диаметр, реализуется альтернативная модель магнитной структуры провода, согласно которой приповерхностная оболочка намагничена аксиально, а kern циркулярно.

Рассматриваемые в настоящей работе провода имеют диаметр около 180 мкм и низкую положительную константу магнитострикции, которая, в свою очередь, определяет константу эффективной анизотропии. Для таких проводов было предложено дополнение к модели, описанной в [173], согласно которому имеется поверхностный слой с геликоидальным направлением оси анизотропии [174].

Однако в указанной работе не рассматривается влияние на импеданс температур, близких к температуре Кюри сплава.

Выбор данной модели магнитной структуры хорошо согласуется с характером магнитопольевых зависимостей импеданса исследуемых проводов, полученных на разных частотах переменного тока (Рисунок 3.2.4). Зависимости  $[(\Delta Z/Z)_H](H)$  были получены при аксиальной ориентации внешнего магнитного поля [175, 176]. Для удобства сопоставления и анализа представлены полевые зависимости магнитоимпедансного эффекта, рассчитанного с помощью выражения (1.2.1).

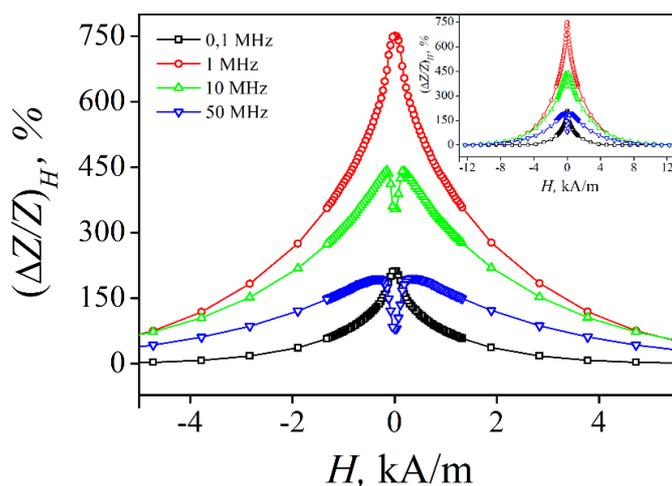


Рисунок 3.2.4. Зависимости магнитоимпедансного эффекта аморфного магнитомягкого провода сплава  $Co_{66}Fe_4Nb_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$  от внешнего аксиально ориентированного магнитного поля для разных частот переменного тока. Зависимости получены при комнатной температуре. На вставке представлены зависимости в большем диапазоне магнитных полей.

Из представленных зависимостей  $[(\Delta Z/Z)_H](H)$  видно (Рисунок 3.2.4), что при частотах переменного тока 10 МГц и выше в слабых магнитных полях появляется восходящий участок. Данная особенность проявляется сильнее при повышении частоты переменного тока. Если принять во внимание скин-эффект, то наличие восходящего участка на зависимости  $[(\Delta Z/Z)_H](H)$  свидетельствует о циркулярной компоненте намагниченности в приповерхностном слое провода.

В рамках рассматриваемой модели температурная зависимость импеданса, как отмечалось ранее (см. параграф 3.3), будет определяться температурными приращениями намагниченности и поля анизотропии (3.1.4).

Температурная зависимость константы анизотропии сильно зависит от состава материала, параметров получения и дополнительных обработок, поэтому обобщенного закона изменения константы анизотропии при изменении

температуры не существует. Ее температурное изменение определялось по температурному изменению поля анизотропии и намагниченности проводов, полученных из петель магнитного гистерезиса.

Зависимость импеданса исследуемого аморфного провода от температуры можно объяснить следующим образом. На низких частотах толщина скин-слоя соизмерима с радиусом провода, и основной вклад в циркулярную магнитную проницаемость, а, следовательно, и в импеданс, дает внутренний аксиально намагниченный слой и циркулярно намагниченный керн. Отметим, что объем этих двух областей составляет около 90 % от всего объема провода, как это было показано в работе [177]. Остальной объем приходится на поверхностную область провода, анизотропия в которой имеет геликоидальную ориентацию.

В диапазоне температур от 300 К до 415 К вклад температурного уменьшения намагниченности насыщения преобладает над вкладом температурного уменьшения константы анизотропии, в результате чего наблюдается монотонное уменьшение импеданса. При дальнейшем повышении температуры происходит обратное: вклад температурного уменьшения константы анизотропии в импеданс становится преобладающим над вкладом температурного уменьшения намагниченности насыщения, т.е. наблюдается эффект Гопкинсона. Данный эффект хорошо проявляется на температурных зависимостях магнитной восприимчивости и магнитной проницаемости аморфных и кристаллических ферромагнетиков в области их температуры Кюри [160, 178]. Поэтому в диапазоне от 415 К до 455 К на зависимости  $Z/Z_{Tmax}(T)$ , полученной на частоте 100 кГц, наблюдается рост импеданса. При этом данная зависимость хорошо согласуется с температурной зависимостью величины  $\psi$  (Рисунок 3.2.5), рассчитанной как:

$$\psi = \left( \frac{M_S}{M_S^{T=300K}} / \frac{H_k}{H_k^{T=300K}} \right)^{1/2}, \quad (3.2.1)$$

где  $M_S^{T=300K}$  и  $H_k^{T=300K}$  – намагниченность насыщения и поле анизотропии, соответственно, полученные при температуре 300 К.

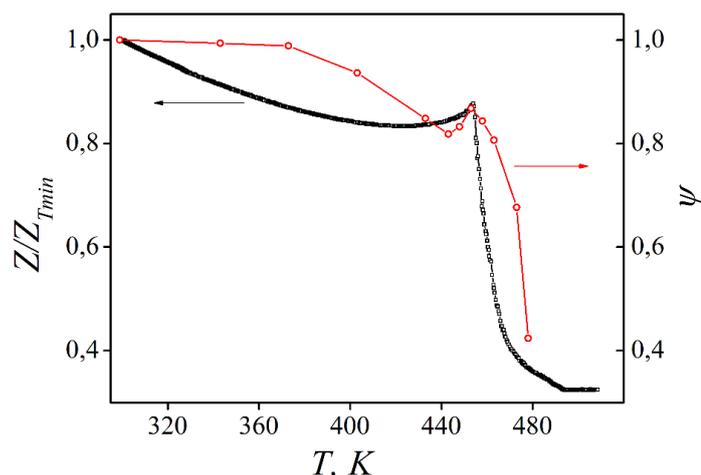


Рисунок 3.2.5. Температурные зависимости  $Z/Z_{Tmax}$  и  $\psi$  аморфного провода  $Co_{66}Fe_4Nb_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$ , полученной на частотах переменного тока 100 кГц, и рассчитанной согласно выражению (3.2.1), соответственно.

Отметим, что уменьшение константы анизотропии способствует повороту намагниченности в керне от циркулярного направления к аксиальному, что приводит к дополнительному вкладу в рост импеданса (Рисунок 3.2.5). На более высоких частотах вследствие проявления скин-эффекта вклад от керна в циркулярную магнитную проницаемость, а, следовательно, и импеданс провода нивелируется, поэтому рост последнего в диапазоне (415–455) К не происходит. Дальнейшее наблюдаемое при увеличении температуры резкое падение импеданса обусловлено значительным уменьшением намагниченности насыщения, связанным с разрушением ферромагнитного упорядочения.

Отдельного внимания заслуживает обнаруженный на зависимостях  $Z/Z_{Tmin}(T)$  изгиб, наблюдающийся в области 470 К (Рисунок 3.2.2). Выше этого значения, как уже отмечалось ранее, температурное падение импеданса становится меньше, а по достижению  $T = 489$  К прекращается. Данное явление может быть связано как с наличием в проводе разных областей с отличающимися направлениями и величинами (константами) магнитной анизотропии, так и существованием как минимум двух магнитных фаз, имеющих различную температуру Кюри.

Для выявления причины возникновения изгиба были проведены дополнительные исследования температурных зависимостей импеданса при разных напряженностях внешнего магнитного поля (Рисунок 3.2.6).

Можно видеть, что на низких частотах магнитное поле оказывает существенное

влияние на температурную зависимость импеданса в области  $T_{inf} = 470$  К (Рисунок 3.2.6, а, б). Чем больше напряженность магнитного поля, тем область, в которой температурное изменение импеданса меньше, становится шире. А на частоте 100 кГц и  $H = 800$  А/м можно выделить температурную область от 460 К до 478 К, где импеданс практически не изменяется (Рисунок 3.2.6, а).

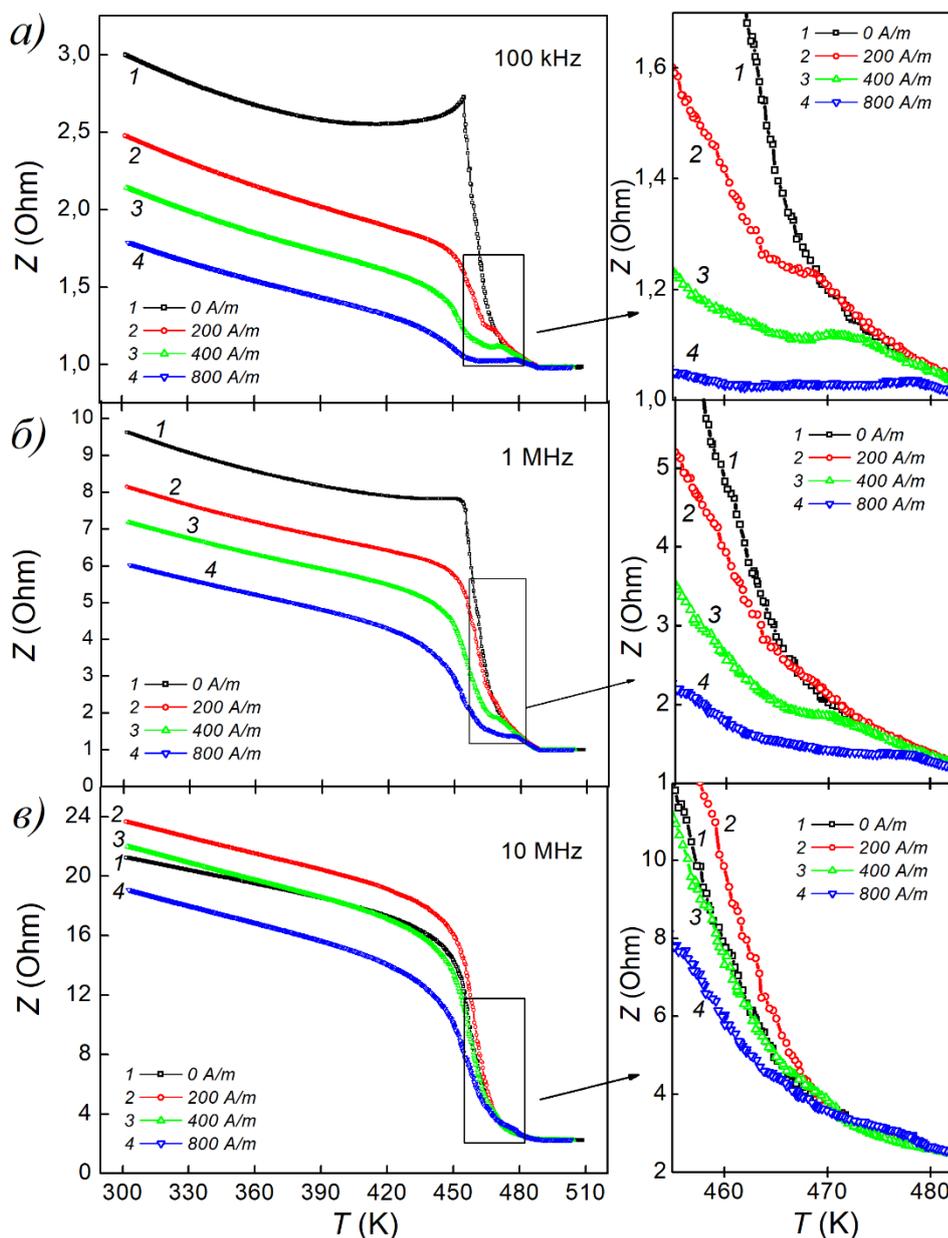


Рисунок 3.2.6. Температурные зависимости импеданса аморфного провода  $Co_{66}Fe_4Nb_{2.5}Si_{12.5}B_{15}$ , полученные в магнитных полях 0, 200, 400 и 800 А/м на частотах переменного тока: а) 100 кГц, б) 1 МГц, и в) 10 МГц.

Стоит также отметить, что действие внешнего магнитного поля на провод приводит к исчезновению возрастающего участка на температурной зависимости импеданса, полученной на частоте 100 кГц (Рисунок 3.2.6, а). Это можно объяснить

тем, что намагниченность в керне провода под действием внешнего поля меняет ориентацию с циркулярного направления на аксиальное.

Таким образом влияние разных областей в проводе с отличающимися направлениями магнитной анизотропии (в случае, когда  $H = 0$ ) на возникновение изгиба на температурной зависимости импеданса можно исключить. Следовательно, причиной возникновения изгиба может являться наличие как минимум двух магнитных фаз с отличающимися температурами Кюри [179, 180].

Исследования температурной зависимости намагниченности исследуемых проводов показали, что вблизи температуры 478 К наблюдается слабовыраженный изгиб (Рисунок 3.2.7, вставка).

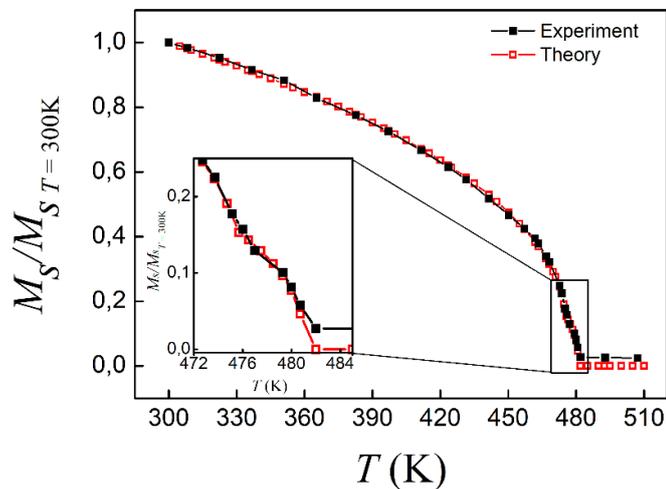


Рисунок 3.2.7. Температурные зависимости относительной намагниченности, полученные расчетом по формуле (3.2.2) (красные пустые маркеры) и экспериментальным путем (черные сплошные маркеры).

Экспериментальная температурная зависимость относительной намагниченности хорошо аппроксимируется в рамках модели двухфазного ферромагнетика (Рисунок 3.2.7). Согласно данной модели, температурная зависимость намагниченности может быть представлена следующим выражением [181]:

$$M_S(T) = \sum_{i=1}^2 v_i M_{S0i} \left(1 - \frac{T}{T_{Ci}}\right)^{\beta_i}, \quad (3.2.2)$$

где  $v_i$ ,  $M_{S0i}$ ,  $T_{Ci}$ ,  $\beta_i$  – объемная доля, намагниченность насыщения при 0 К, температура Кюри и критический показатель  $i$ -ой фазы соответственно.

Максимальное значение коэффициента корреляции между экспериментальной

и расчетной зависимостями составляет 0,9997 и достигается при соотношении объемной доли фаз 0,4 и 0,6. При этом температуры Кюри данных фаз составляют 475 К и 481 К, соответственно (критический показатель обеих фаз равнялся 0,4). Отметим, что значение критического показателя очень близко к значению, следующему из модели Гейзенберга. Такие значения критического показателя характерны для аморфных и аморфно-нанокристаллических ферромагнитных материалов [182, 183].

Наличие областей провода с разными магнитными фазами хорошо согласуется с тем, что с повышением частоты переменного, когда скин-эффект проявляется сильно, область на зависимостях  $Z/Z_{Tmax}(T)$ , где температурное изменение импеданса проявляется слабо, нивелируется (Рисунок 3.2.6, б, в). Из этого следует, что распределение намагниченности имеет выраженную радиальную зависимость. Причиной возникновения различных магнитных фаз может являться радиальное распределение дефектов в аморфной структуре [184].

Исходно, неравномерному распределению атомов по объему провода способствуют значительные внутренние напряжения, возникающие при получении провода. Возникающие закалочные напряжения неравномерно распределены по объему провода: внутренняя часть провода оказывается радиально растянутой, а приповерхностный слой – циркулярно сжат [185]. При этом в проводе также присутствуют аксиальные знакопеременные напряжения [186].

Кроме того, основная разновидность дефектов, характерная для аморфного состояния и относящаяся к избыточному свободному объему, – нанопоры, также имеют неоднородное радиальное распределение [136].

Отметим, что ранее было уделено достаточное внимание дефектности в исследуемых здесь проводах при изучении их структурной релаксации [130]. В работе представлена модель детектирования процессов структурной релаксации, вызванных мягкой термообработкой, посредством анализа особенностей магнитоимпедансного эффекта. Там же описывается эволюция дефектов аморфного провода, происходящая при термообработке. Однако температурный диапазон исследований в работе [130] значительно ниже температуры Кюри.

Напомним, что исследуемые провода были подвергнуты термообработке при 520 К в течение 5 часов. В результате этого, как указано в [128], происходит структурная релаксация, при которой активизируется процесс диффузии дефектов, в результате которой дефектность внутренней области провода уменьшается, а приповерхностной – увеличивается.

Так как основу дефектов представляют области с увеличенным межатомным расстоянием, то это приведет к изменению обменного взаимодействия. В рамках классической теории Кюри-Вейса величина обменного взаимодействия определяет характерное значение температуры Кюри. В связи с отличием обменного интеграла в приповерхностном слое и во внутренней области провода существование нескольких магнитных фаз с разной температурой Кюри становится ожидаемым.

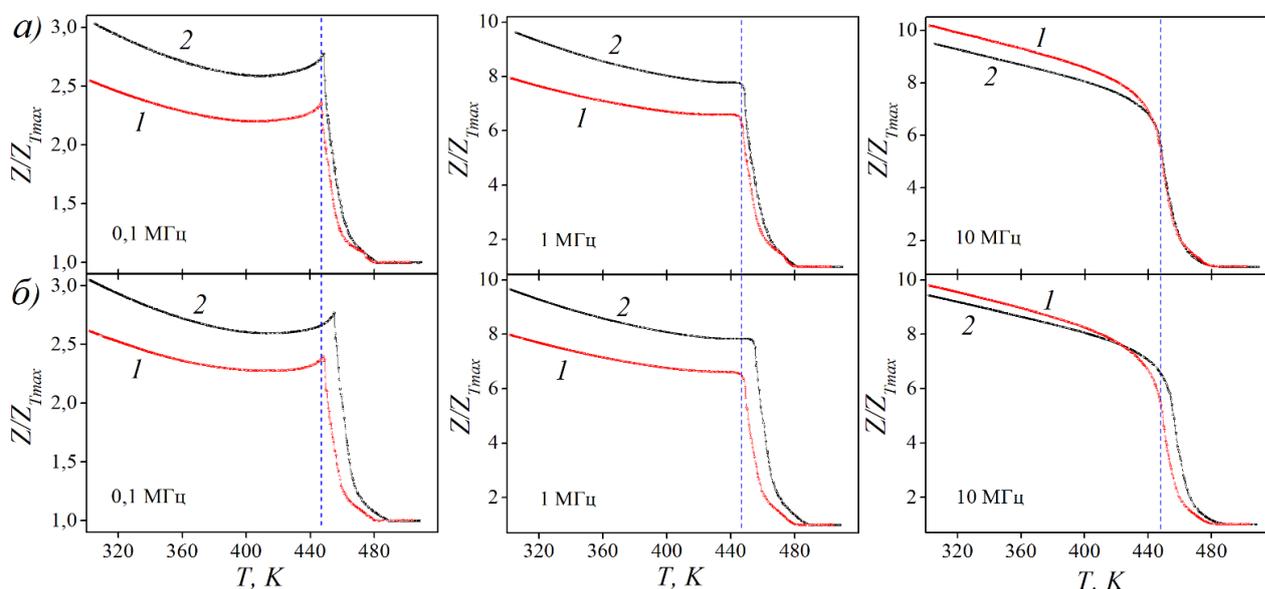
Таким образом, изменение радиального распределения внутренних закалочных напряжений в проводе будет приводить к изменению дефектности, а, следовательно, возможной вариации температуры Кюри.

### ***3.3. Связь температуры Кюри и диаметра аморфного провода, подвергнутого термообработке***

Известно, что на радиальное распределение внутренних закалочных напряжений в проводе влияет диаметр [185], что связано со скоростью закалки провода, которая растет с уменьшением диаметра. Это приводит к вариации концентрации и размера дефектов [136]. В свою очередь данные вариации дефектов, а также их неоднородное распределение в объеме провода, приведет к структурным флуктуациям, что отразится на флуктуации обменного взаимодействия (см. параграф 3.1.3). Поэтому можно предположить, что диаметр будет влиять и на температуру Кюри.

Для проверки данного предположения были проведены дополнительные температурные исследования магнитных и высокочастотных электрических свойств аморфных проводов диаметром 150 мкм, имеющих тот же состав, что и провода диаметром 180 мкм. Образцы обоих диаметров подвергались термообработке при температуре 520 К в течение 5 часов.

На *Рисунок 3.3.1* представлены температурные зависимости приведенного импеданса проводов, полученные на разных частотах переменного тока до термообработки (*Рисунок 3.3.1, а*) и после нее (*Рисунок 3.3.1, б*). Из полученных на низких частотах температурных зависимостей приведенного импеданса проводов обоих диаметров до их термообработки можно заключить, что их температуры Кюри отличаются незначительно (*Рисунок 3.3.1, а*). Причем различны температуры Кюри одной из магнитных фаз, так как в районе 470 К и выше значения импеданса проводов обоих диаметров на частотах 0,1 и 1 МГц становятся практически равны (температурные зависимости импеданса сходятся). На частоте 10 МГц схождение зависимостей  $Z/Z_{Tmax}(T)$  наблюдается уже при температуре 440 К.



*Рисунок 3.3.1. Температурные зависимости приведенного значения импеданса проводов  $Co_{66}Fe_4Nb_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$  диаметрами 150 мкм (кривая 1) и 180 мкм (кривая 2). Зависимости получены при частотах переменного тока 0,1, 1, и 10 МГц до термообработки – а (верхний ряд) и после термообработки – б (нижний ряд).*

После термообработки различие температур Кюри становится более существенным и наблюдается во всем объеме провода (*Рисунок 3.3.1, б*).

Различие температур Кюри проводов диаметров 150 и 180 мкм, прошедших термообработку, подтверждается температурными зависимостями их намагниченности насыщения (*Рисунок 3.3.2*).

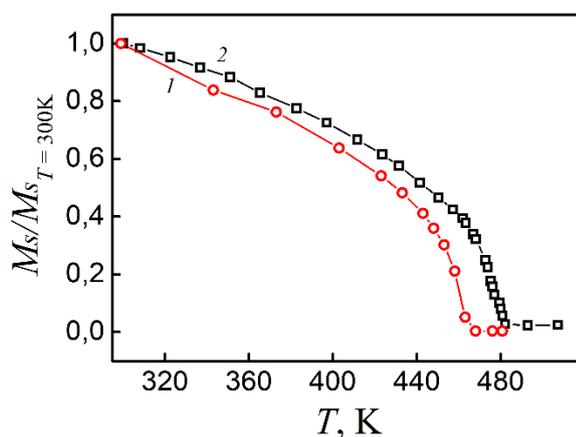


Рисунок 3.3.2. Температурные зависимости приведенной намагниченности насыщения термообработанного аморфного провода состава  $Co_{66}Fe_4Nb_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$  диаметром: 1–150 мкм и 2–180 мкм.

Из анализа полученных после термообработки зависимостей намагниченности насыщения можно заключить, что температура Кюри проводов диаметром 150 мкм ниже температуры Кюри проводов диаметром 180 мкм примерно на 10 К (Рисунок 3.3.2). Примерно таже разница прослеживается по температурным зависимостям импеданса проводов.

В рамках влияния неоднородного распределения дефектов на магнитные и магнитоимпедансные свойства проводов, упомянутого в предыдущем параграфе, дадим интерпретацию обнаруженной разницы температур Кюри в проводах с разным диаметром, усиливающейся после термообработки.

Ввиду различной скорости закалки проводов, зависящей от диаметра, концентрация и размер дефектов в виде нанопор [136] в проводах диаметром 150 и 180 мкм будет различна. Так, согласно [136], общее количество дефектов, а также их количество меньшего размера будет больше в проводе, эффективная скорость закалки которого была выше. В нашем случае – это провод диаметром 150 мкм. Тогда величина обменного взаимодействия, а, следовательно, температура Кюри должна быть ниже в проводе меньшего диаметра, что и наблюдается экспериментально по крайней мере на одной из магнитных фаз. В этой же работе отмечалось, что средний размер нанопор будет значительно выше в поверхностных участках, чем в срединных, что отразится на структурной флуктуации.

Как уже отмечалось, термообработка будет приводить к перераспределению избыточного свободного объема в радиальном направлении провода. Помимо этого,

согласно работе [172], термообработка при сопоставимых с описанными здесь условиях, значительно влияет на нанопоры: происходит их «высвобождение» и «залечивание». Там же показано, что часть свободного объема остается, так как процесс «залечивания» замедляется как из-за повышения его энергии активации, так и за счет конкурирующего воздействия коалиценции нанопор. Процесс коалиценции, заключающийся в объединении более мелких нанопор, приводит к тому, что после термообработки сохраняются наиболее крупные поры, о чем свидетельствуют результаты, полученные в работе [187].

Можно предположить, что, ввиду наличия в проводах меньшего диаметра большего числа мелких нанопор, процесс коалиценции в них будет превалировать в процессе термообработки. В проводах большего диаметра интенсивнее будут происходить процессы «высвобождения» и «залечивания». Тогда в проводах меньшего диаметра следует ожидать большей структурной флуктуации.

Следовательно, термообработка проводов диаметром 180 мкм приведет к большему уменьшению дефектности и структурной флуктуации, чем в проводах диаметром 150 мкм, а значит и температура Кюри в них изменится больше. Данный вывод хорошо согласуется с экспериментальными данными (*Рисунок 3.3.1*).

#### **3.4. Выводы по 3 главе**

1. На примере аморфных магнитомягких лент сплава  $\text{CoFeCrSiB}$  показана применимость метода магнитоимпедансной спектроскопии (MIS) для определения температуры ферромагнитного фазового перехода. Значения температуры Кюри, полученные методом MIS, хорошо согласуются с величинами, полученными общепринятым магнитометрическим методом.
2. Показано, что в аморфных магнитомягких лентах сплавов  $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$  и  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$  различие температур Кюри обусловлено изменением композиционного ближнего порядка, происходящем при вариации процентного соотношения метал-металлоидной группы.
3. Установлено, что высокая чувствительность магнитоимпедансного эффекта к магнитной структуре проводника позволяет не только использовать его для

определения температур Кюри различных магнитных фаз сплава, но и в случае цилиндрического провода проводить оценку их локализации в его объеме.

4. В аморфном проводе состава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$  методом MIS обнаружено наличие двух магнитных фаз с различными температурами Кюри. Показано, что их возникновение связано с неоднородным распределением структурных дефектов в виде избыточного свободного объема, а также с их перераспределением по объему провода в результате термообработки.
5. Обнаружено влияние диаметра аморфного провода состава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$  на температуру Кюри сплава. Показано, что причиной различия температур Кюри проводов разного диаметра является зависимость концентрации и размера дефектов от объема провода.

## 4 ГЛАВА. ОРИЕНТАЦИОННЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В АМОРФНЫХ МАГНИТОМЯГКИХ ПРОВОДАХ СПЛАВА $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{V}_{15}$

В данной главе исследуется ориентационный магнитный фазовый переход (*параграф 1.6*) [1], относящийся к типу «порядок-порядок», в аморфных магнитомягких быстрозакаленных проводах сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{V}_{15}$ .

В нашем случае ориентационный фазовый переход связан с термоиндуцированным изменением магнитоупругих свойств и наблюдается в присутствии механических напряжений в исследуемых объектах.

Измерения модуля электрического импеданса,  $Z$ , проводились на образцах проводов  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{V}_{15}$  диаметром 130 мкм и длиной 3 см с помощью измерительного комплекса магнитоимпедансной спектроскопии на базе анализатора импеданса Agilent 4294A в диапазоне частот переменного тока (20 – 100) МГц. Действующее значение силы тока при этом составляло 1 мА. Максимальная напряженность магнитного поля  $H$  составляла 12 кА/м. Магнитное поле и переменный ток были ориентированы вдоль длины образцов. Механические напряжения,  $\sigma$ , создавались при упругой растягивающей деформации за счет воздействия силы, направленной соосно полю и току. Наибольшее значение механических напряжений составляло 440 МПа. Исследования проведены в температурном диапазоне (120 – 300) К, т. е. при температурах ниже температуры Кюри данного сплава, составляющей около 465 К. Охлаждение до температур ниже комнатной осуществлялось парами жидкого азота с помощью температурной приставки (*Рисунок 2.2.4*).

Определение магнитострикции насыщения,  $\lambda_s$ , осуществлялось методом малоуглового вращения намагниченности (SAMR) [155], однако в данном случае, колебание намагниченности, в отличие от оригинального метода, возбуждалось переменным током [188]. Исследования магнитострикции проводились в температурном диапазоне (120 – 350) К.

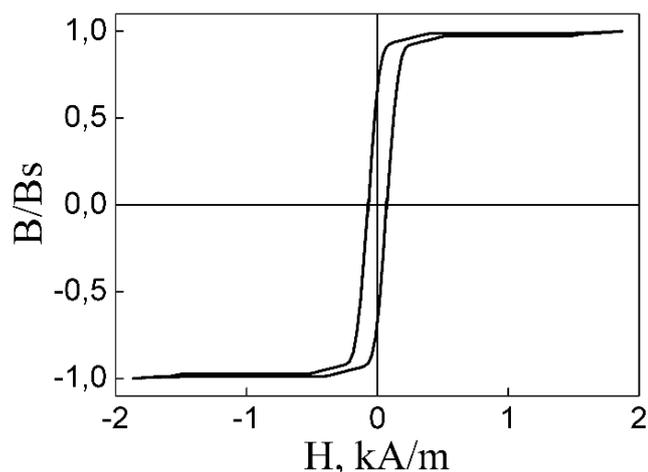
### ***4.1. Влияние температуры на магнитоимпеданс упругодеформированных***

### *аморфных проводов сплава $Co_{66}Fe_4Ta_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$*

Как уже обсуждалось в предыдущей главе, магнитная структура быстрозакаленных аморфных проводов неоднородна по объему. Выделяют две преимущественные области с различным направлением ОЛН – керн и оболочку. В оболочке данного провода, как и в случае провода, легированного ниобием, может быть дополнительный поверхностный слой с геликоидальной анизотропией.

Из вида петли магнитного гистерезиса (*Рисунок 4.1.1*) можно заключить, что как и в случае проводов сплава  $Co_{66}Fe_4Nb_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$  (параграф 3.2), намагниченность проводов  $Co_{66}Fe_4Ta_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$  приповерхностной области имеет аксиальную ориентацию.

Дополнительный анализ магнитоимпедансных зависимостей (*Рисунок 4.1.2*), полученных в исследуемом диапазоне частот, при которых ток ввиду скин-эффекта будет протекать в поверхностном слое провода, позволяет оценить ориентацию намагниченности в нем. Так, на повышенных частотах, когда влияние приповерхностного объема провода с аксиальной ориентацией ОЛН ослабевает, на магнитолевых зависимостях импеданса наблюдается восходящий участок (*Рисунок 4.1.2*). Это свидетельствует о наличии циркулярной составляющей намагниченности в поверхностном слое [96].



*Рисунок 4.1.1. Петля магнитного гистерезиса аморфного провода  $Co_{66}Fe_4Ta_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$ .*

Интересные особенности были обнаружены при совместном воздействии упругих растягивающих напряжений и температуры на исследуемые провода.

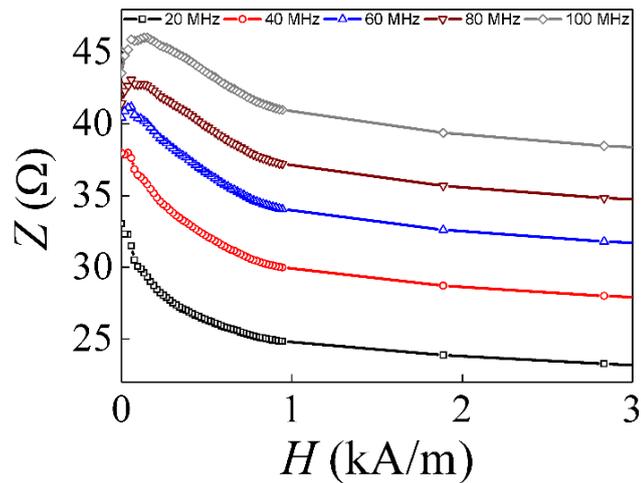


Рисунок 4.1.2. Магнитоимпедансные зависимости аморфного провода сплава  $Co_{66}Fe_4Ta_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$ , полученные на частотах переменного тока 20, 40, 60, 80 и 100 МГц.

В интервале (120–150) К рост растягивающих напряжений приводит к увеличению восходящего участка на магнитолевых зависимостях магнитоимпедансного эффекта (МИ), рассчитанного по формуле (1.2.1). При этом максимум на зависимостях  $\Delta Z/Z(H)$  под действием  $\sigma$  смещается в область больших значений напряженности внешнего магнитного поля (Рисунок 4.1.3, а).

В интервале (180–300) К создание механических растягивающих напряжений в образце приводит к тому, что восходящий участок на зависимостях  $\Delta Z/Z(H)$  исчезает (Рисунок 4.1.3, б).

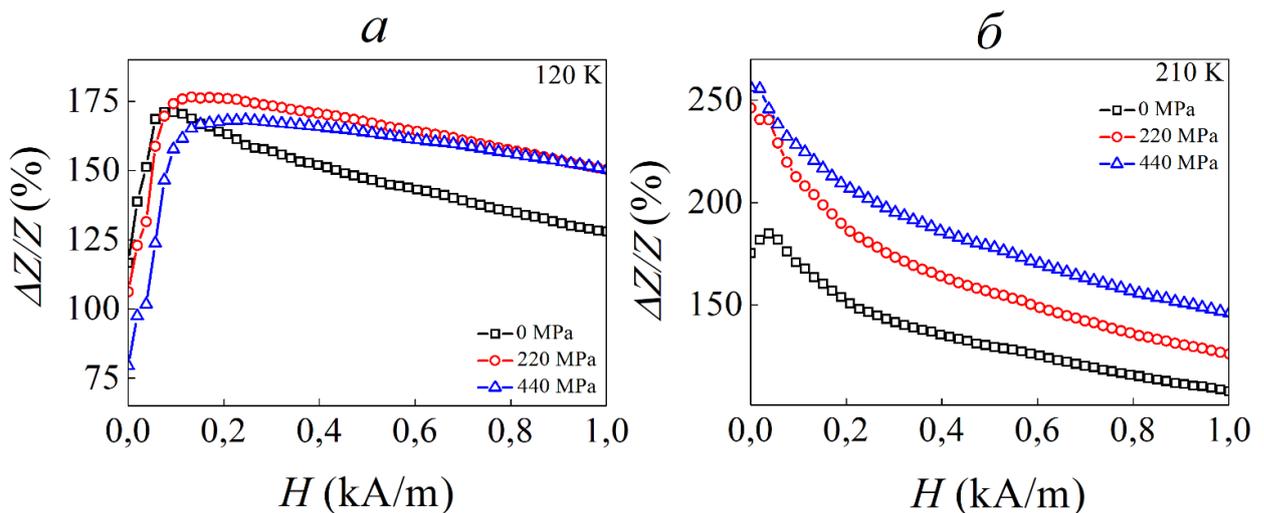


Рисунок 4.1.3. Магнитолевые зависимости МИ аморфных проводов сплава  $Co_{66}Fe_4Ta_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$ . Зависимости получены на частоте 100 МГц при температурах 120 К (а) и 210 К (б), а также упругих растягивающих напряжениях 0, 300 и 440 МПа (см. легенду).

Таким образом, в температурном интервале (150–180) К происходит смена характера влияния растягивающих напряжений на зависимости импеданса от внешнего магнитного поля.

Импеданс магнитомягкого провода в исследуемом диапазоне частот переменного тока главным образом зависит от его циркулярной магнитной проницаемости  $\mu_\phi$ , определяемой процессами перемагничивания. Процессы перемагничивания обусловлены движением доменных границ и вращением вектора намагниченности. В нашем случае вкладом в  $\mu_\phi$  колебательного движения доменных границ можно пренебречь, так как в исследуемом диапазоне частот переменного тока движение демпфируется [6]. Поэтому далее будем учитывать только вращение вектора намагниченности.

Характер влияния упругих растягивающих напряжений на ориентацию намагниченности, а, следовательно, и на магнитную проницаемость определяется знаком константы магнитострикции [163]. Так, при  $\lambda_s < 0$  растягивающие напряжения приведут к повороту намагниченности в направлении, перпендикулярном линии действия напряжений, т. е. в случае растяжения провода в аксиальном направлении, намагниченность должна повернуться либо в циркулярном, либо в радиальном направлении. В нашем случае падение начального импеданса (импеданса в отсутствие внешнего магнитного поля) и увеличение возрастающего участка на магнитоимпедансных зависимостях с ростом растягивающих напряжений (*Рисунок 4.1.3, а*) свидетельствует об увеличении циркулярной составляющей намагниченности.

При положительной  $\lambda_s$  аксиальные растягивающие напряжения будут ориентировать намагниченность в аксиальном направлении.

Рассмотрим поведение намагниченности в приповерхностной области провода под действием упругих растягивающих напряжений и внешнего магнитного поля (*Рисунок 4.1.4*).

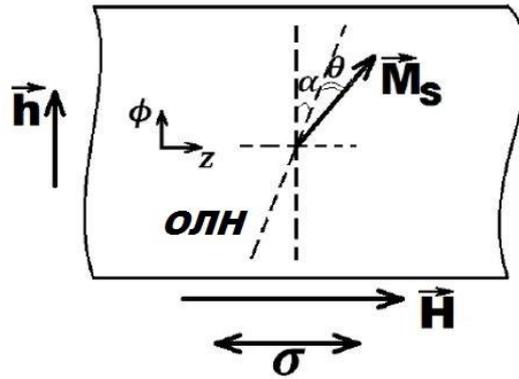


Рисунок 4.1.4. Схема ориентации намагниченности в оболочке провода при воздействии внешнего магнитного поля и упругих растягивающих напряжений:  $\alpha$  — угол отклонения оси легкого намагничивания (ОЛН) от циркулярного направления,  $\theta$  — угол отклонения намагниченности от ОЛН,  $H$  — внешнее аксиальное магнитное поле,  $\sigma$  — механическое напряжение,  $h$  — магнитное поле переменного тока.

В рамках модели когерентного вращения намагниченности объемную плотность свободной энергии магнитной среды запишем через выражение:

$$W = K \sin^2 \theta - \mu_0 H M_S \sin(\alpha + \theta) - \frac{3}{2} \lambda_S \sigma \sin^2(\alpha + \theta) - \mu_0 h M_S \sin(\alpha + \theta), \quad (4.1.1)$$

где  $K$  — константа эффективной анизотропии,  $\alpha$  — угол отклонения ОЛН от циркулярного направления,  $\theta$  — угол отклонения намагниченности от ОЛН,  $h$  — напряженность магнитного поля переменного тока.

Первый член в выражении (4.1.1) определяет энергию анизотропии, второй — энергию Зеемана во внешнем аксиальном магнитном поле, третий — магнитоупругую энергию, а четвертый — энергию Зеемана в магнитном поле переменного тока.

Равновесное положение намагниченности под действием  $H$  и  $\sigma$  можно определить исходя из принципа минимума энергии при условии, что под действием переменного тока намагниченность будет совершать малые колебания возле угла  $\theta$ . Тогда вклад упругих растягивающих напряжений в изменение поля эффективной анизотропии,  $\Delta H_K$ , с учетом вышесказанного можно определить при минимизации выражения (4.1.1) по углу  $\theta$ :

$$2K \sin \theta \cos \theta - \mu_0 H M_S \cos(\alpha + \theta) - 3 \lambda_S \sigma \sin(\alpha + \theta) \cos(\alpha + \theta) = 0 \quad (4.1.2)$$

Выражая отсюда поле  $H$ , можно получить выражение для  $\Delta H_K$  при изменении  $\sigma$ :

$$\Delta H_k = \frac{2K \sin \theta \cos \theta}{\mu_0 M_S \cos(\alpha + \theta)} - \Delta H_\sigma \quad (4.1.3)$$

Величина

$$\Delta H_\sigma = \frac{3\lambda_S \Delta \sigma}{\mu_0 M_S} \sin(\alpha + \theta), \quad (4.1.4)$$

входящая в выражение (4.1.3), определяет приращение поля анизотропии, вызванное изменением механического напряжения  $\Delta \sigma$ .

На основе данных формул проведем рассуждение о поведении циркулярной магнитной проницаемости, а, следовательно, и импеданса проводов под действием внешнего магнитного поля и упругих растягивающих напряжений для случая, когда  $\lambda_S < 0$ .

Приложение внешнего аксиального поля приведет к повороту намагниченности в поверхностном слое провода от циркулярного направления к аксиальному (угол  $\theta$  будет увеличиваться). С ростом угла  $\theta$  будет происходить рост  $\mu_\phi$  пока намагниченность не сориентируется аксиально. На зависимости  $\Delta Z/Z(H)$ , полученной при  $T = 120$  К, это соответствует восходящему участку (*Рисунок 4.1.3, а*). С ростом упругих напряжений необходимо приложить большее магнитное поле согласно выражению (4.1.3), чтобы сориентировать намагниченность аксиально. Следовательно, максимум на зависимостях  $\Delta Z/Z(H)$  с ростом  $\sigma$  будет смещаться в область больших магнитных полей, что наблюдается на экспериментальных зависимостях (*Рисунок 4.1.3, а*).

В случае, когда  $\lambda_S > 0$ , создание в образце растягивающих напряжений приведет к повороту  $M_S$  в аксиальном направлении, в следствие чего согласно выражению (4.1.3) произойдет смещение максимума на зависимостях  $\Delta Z/Z(H)$  в область меньших магнитных полей. В нашем случае, при  $T = 210$  К создание растягивающих напряжений  $\sigma = 220$  МПа приводит к тому, что максимум наблюдается в нулевом магнитном поле (*Рисунок 4.1.3, б*).

Таким образом, исходя из качественного согласования экспериментальных зависимостей магнитоимпеданса с моделью поведения намагниченности при  $\lambda_S < 0$  в температурном интервале  $T = (120 - 150)$  К и при  $\lambda_S > 0$  в интервале

$T = (180 - 300)$  К, можно заключить, что смена характера влияния растягивающих напряжений на зависимости импеданса от внешнего магнитного поля, происходящая в температурном интервале  $(150 - 180)$  К связана с изменением знака константы магнитострикции с отрицательного на положительный. Данное изменение происходит при температуре из этого интервала.

Для проверки вытекающего из выше представленных данных вывода о смене знака  $\lambda_S$  аморфного провода сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$  были проведены температурные измерения его магнитострикции. Данные измерения показывают, что при температуре ниже 170 К магнитострикция образцов отрицательна, а выше — положительна (*Рисунок 4.1.6*).

Температурную зависимость магнитострикции сплава, содержащего два и более переходных металлов можно описать выражением [189, 190]:

$$\lambda_{s,0}(T) = a_1(\mu_0 M_s(T))^3 + a_2(\mu_0 M_s(T))^2, \quad (4.1.5)$$

где первое слагаемое описывает вклад от одно-ионного взаимодействия, второе — от двух-ионного, а  $a_1$  и  $a_2$  — коэффициенты.

Согласно работе [190], даже небольшое содержание атомов Fe в сплаве на основе Co приводит к появлению двух-ионного вклада. При этом для сплавов, где содержание Fe и Co примерно такое же как в сплаве  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ , коэффициент  $a_1 < 0$ , а коэффициент  $a_2 > 0$ . В этом случае может существовать температура, при которой магнитострикция меняет знак с отрицательного на положительный. Такую температуру называют температурой (точкой) компенсации магнитострикции. Таким образом,  $T_\lambda \approx 170$  К является температурой компенсации магнитострикции проводов состава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ .

В рамках модели одно- и двух-ионного взаимодействия были рассчитаны значения магнитострикции для разных температур с использованием экспериментальной температурной зависимости намагниченности (*Рисунок 4.1.5*).

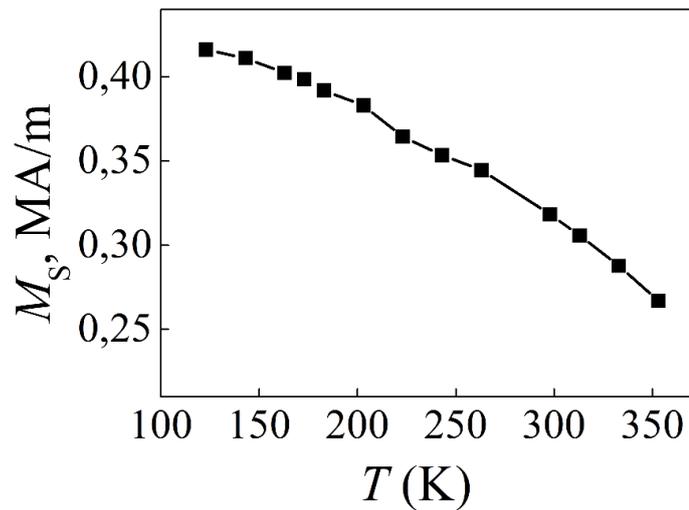


Рисунок 4.1.5. Зависимость намагниченности насыщения аморфного провода сплава  $Co_{66}Fe_4Ta_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$  от температуры.

Видно, что вычисленные значения магнитострикции близки к измеренным только при низких и высоких температурах (Рисунок 4.1.6).

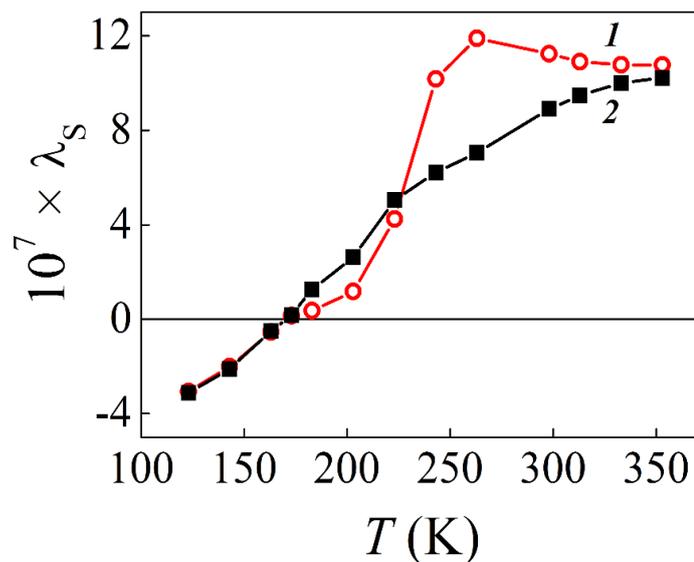


Рисунок 4.1.6. Экспериментальная (1) и расчетная (2) температурная зависимость константы магнитострикции насыщения  $\lambda_s$  сплава  $Co_{66}Fe_4Ta_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$ . Расчётные значения были получены с помощью выражения (4.1.5). Для вычислений использовались следующие значения:  $a_1 = 5.45 \cdot 10^{-5} T^{-3}$ ;  $a_2 = 2.74 \cdot 10^{-5} T^{-2}$ .

Напомним, что ввиду технологии получения исследуемых аморфных проводов в них присутствуют остаточные внутренние закалочные напряжения  $\sigma_i$ . Под действием температуры данные напряжения будут меняться [185]. Учитывая это, а также тот факт, что магнитострикция проявляет зависимость от механических напряжений [59, 60], описываемую выражением (4.1.6), можно объяснить различие

в экспериментальной и расчетной температурной зависимости магнитострикции.

$$\lambda_s = \lambda_{s,0} - \gamma\sigma, \quad (4.1.6)$$

где  $\lambda_{s,0}$  – магнитострикция в отсутствие механических напряжений,  $\gamma$  – коэффициент, обычно принимающий значение в диапазоне  $(1 \div 6) \cdot 10^{-10} \text{ МПа}^{-1}$ ,

В работе [191] показано, что коэффициент  $\gamma$  может изменяться с температурой довольно сложным образом. Принимая во внимание последнее и учитывая (4.1.6), выражение (4.1.5) можно записать в виде:

$$\lambda_s(T) = \alpha_1(\mu_0 M_s(T))^3 + \alpha_2(\mu_0 M_s(T))^2 - \lambda_{s,\sigma}(T), \quad (4.1.7)$$

где  $\lambda_{s,\sigma}(T) = \gamma(T)\sigma_i(T)$ .

Анализируя выражение (4.1.7) и сравнивая экспериментальную и расчетную зависимости  $\lambda_s(T)$  (Рисунок 4.1.6), можно сделать предположение, что в диапазоне температур от 170 до 300 К член  $\lambda_{s,\sigma}(T)$  претерпевает немонотонные и значительные изменения с максимумом около 200 К и минимумом около 260 К.

Так как определение температурной зависимости внутренних закалочных напряжений представляет собой трудноразрешимую задачу, то изучение магнитострикционного вклада в температурное изменение магнитной проницаемости, а, следовательно, и импеданс, исследуемых проводов можно осуществлять при создании в них механических напряжений известной величины.

#### ***4.2. Совместное влияние температуры и упругих растягивающих напряжений на импеданс аморфных проводов сплава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$***

Ожидаемо, что под действием температуры начальный импеданс упругодеформированных проводов будет претерпевать некоторое изменение. Данное изменение будет преимущественно определяться температурным изменением циркулярной магнитной проницаемости, зависящем от вариации константы магнитострикции насыщения, намагниченности насыщения и константы анизотропии при изменении температуры. Наиболее интересным для исследования температурной зависимости импеданса представляется диапазон температур, в котором происходит смена знака константы магнитострикции [192].

Сначала промоделируем температурное поведение циркулярной магнитной

проницаемости упругодеформированного провода сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ , происходящее при термоиндуцированном изменении знака константы магнитострикции насыщения. Для этого получим выражения для циркулярной магнитной восприимчивости  $\chi_\varphi$ , связанной с проницаемостью выражением:

$$\mu_\varphi = \chi_\varphi + 1 \quad (4.2.1)$$

В отсутствие внешнего магнитного поля объемная плотность энергии эффективной магнитной анизотропии будет определяться суммой энергии анизотропии, магнитоупругой энергии и энергии в магнитном поле переменного тока. С учетом этого выражение (4.1.1) примет вид:

$$W = K \sin^2 \theta + \frac{3}{2} \lambda_S \sigma \cos^2(\alpha \pm \theta) - \mu_0 h M_S \cos(\alpha \pm \theta) \quad (4.2.2)$$

Здесь и далее верхний знак соответствует случаю, когда  $\lambda_S > 0$ , а нижний знак – когда  $\lambda_S < 0$ .

Минимизируем выражение (4.2.2) по углу  $\theta$  и выразим  $h$ :

$$h = \mp \frac{2K \cos(\theta) \sin(\theta) \mp 3\lambda_S \sigma \cos(\alpha \pm \theta) \sin(\alpha \pm \theta)}{\mu_0 M_S \sin(\alpha \pm \theta)} \quad (4.2.3)$$

Под действием поля  $h$  намагниченность отклонится на малый угол  $d\theta$  и получит приращение:

$$dM_h = \mp M_S \sin(\alpha \pm \theta) d\theta \quad (4.2.4)$$

Выражение для приращения поля  $dh$ , соответствующего данному повороту намагниченности, примет вид:

$$dh = \mp \frac{2K\xi + 3\lambda_S \sigma \eta}{4\mu_0 M_S \sin^2(\alpha \pm \theta)} d\theta, \quad (4.2.5)$$

где  $\xi = 3 \sin(\alpha \mp \theta) + \sin(\alpha \pm 3\theta)$ ,  $\eta = 3 \sin(\alpha \pm \theta) - \sin 3(\alpha \pm \theta)$ .

Циркулярная магнитная восприимчивость определяется отношением приращения намагниченности к приращению поля переменного тока:

$$\chi_\varphi = \frac{dM_h}{dh} = \frac{4\mu_0 M_S^2 \sin^3(\alpha \pm \theta)}{2K\xi + 3\lambda_S \sigma \eta} \quad (4.2.6)$$

Тогда выражение для циркулярной магнитной проницаемости с учетом (4.2.1) примет вид:

$$\mu_{\varphi} = 1 + \frac{4\mu_0 M_S^2 \sin^3(\alpha \pm \theta)}{2K\xi + 3\lambda_S \sigma \eta} \quad (4.2.7)$$

Таким образом, при известных температурных зависимостях намагниченности, а также констант анизотропии и магнитострикции, можно получить температурную зависимость циркулярной магнитной проницаемости при фиксированном значении  $\sigma$ . Для этого необходимо определить равновесный угол  $\theta$  при каждом значении температуры для заданного угла  $\alpha$ . При определении зависимости  $\theta(T, \sigma, \alpha)$  учтем, что под действием поля  $h$  намагниченность будет совершать малые колебания возле равновесного угла  $\theta$ , который зависит от величины механического напряжения  $\sigma$ .

Тогда уравнение для свободной энергии примет вид:

$$W = K \sin^2 \theta + \frac{3}{2} \lambda_S \sigma \cos^2(\alpha \pm \theta) \quad (4.2.8)$$

Минимизируя данное выражение по углу  $\theta$  получим:

$$2K \cos(\theta) \sin(\theta) \mp 3\lambda_S \sigma \cos(\alpha \pm \theta) \sin(\alpha \pm \theta) = 0 \quad (4.2.9)$$

Нахождение температурной зависимости угла  $\theta$  при фиксированных значениях  $\alpha$  и  $\sigma$  осуществлялось численными методами.

В результате были получены температурные зависимости циркулярной магнитной проницаемости с использованием экспериментально полученных зависимостей  $M_S(T)$  и  $\lambda_S(T)$ , а также зависимостей  $K(T)$ , рассчитанных по формуле (3.1.3). Однако расчет  $\mu_{\varphi}$  производился для большего числа температурных значений, при которых использовались величины  $K$ ,  $M_S$  и  $\lambda_S$ , полученные в результате интерполяции их температурных зависимостей.

Графики температурных зависимостей циркулярной магнитной проницаемости, приведенной к значению, полученному при  $T = 120$  К,  $\mu_{\varphi} / \mu_{\varphi}^{T=120}(T)$ , представлены на *Рисунок 4.2.1*. Зависимости получены для разных значений растягивающих напряжений и углов  $\alpha$ . Из них видно, что действие растягивающих напряжений приводит к появлению на температурной зависимости  $\mu_{\varphi}$  максимума. Причем, чем больше величина растягивающих напряжений, тем сильнее проявляется температурный отклик проницаемости.

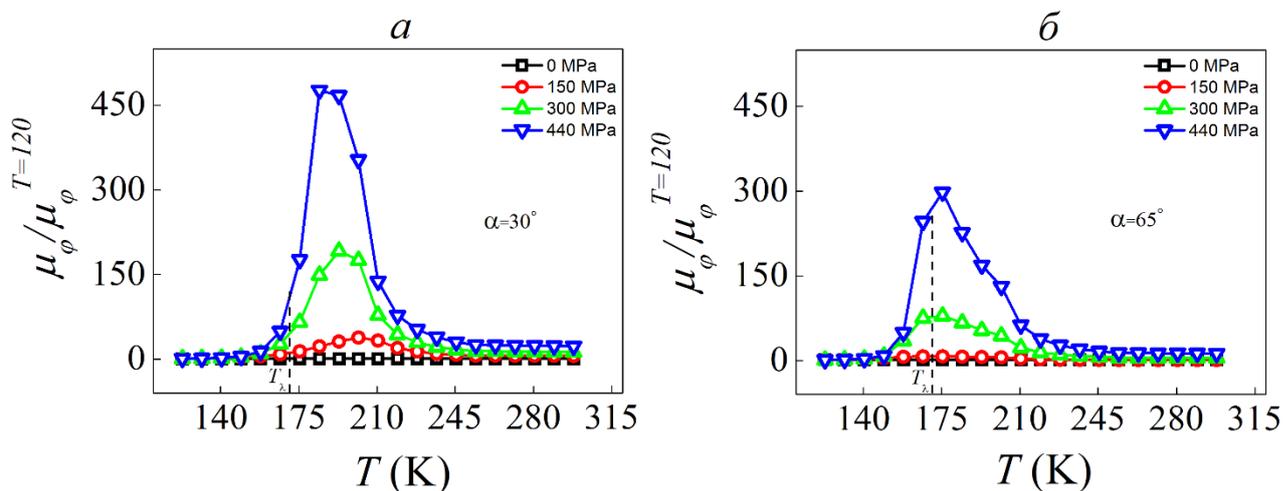


Рисунок 4.2.1. Температурные зависимости приведенной циркулярной магнитной проницаемости аморфного провода сплава  $Co_{66}Fe_4Ta_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$ , рассчитанные для растягивающих напряжений 0, 150, 300 и 440 МПа и углов  $\alpha=30^\circ$  (а) и  $\alpha=65^\circ$  (б) по формуле (4.2.7). На графике приведена температура компенсации магнитоэлектричества данного сплава  $T_\lambda$ .

Направление ОЛН также отражается на зависимостях  $\mu_\phi/\mu_\phi^{T=120}(T)$ : чем больше угол  $\alpha$ , т.е. чем меньше циркулярная составляющая ОЛН, тем при меньшей температуре наблюдается максимум проницаемости (Рисунок 4.2.1). Наиболее наглядно данный факт можно проследить по температурным зависимостям проницаемости, рассчитанным для разных направлений ОЛН в поверхностном слое упругодеформированного провода (Рисунок 4.2.2).

Отметим, что резкое изменение магнитной проницаемости под действием, например, температуры можно отнести к аномалиям физических свойств, наблюдающимся при ориентационных фазовых переходах [144]. Тогда в исследуемых проводах ориентационный фазовый переход будет наблюдаться в области максимума циркулярной магнитной проницаемости на ее температурной зависимости. А температура фазового перехода,  $T_{ФП}$ , будет, вероятно, соответствовать температуре, при которой наблюдается этот максимум.

Смещение  $T_{ФП}$  в область меньших значений температур с ростом  $\alpha$  (Рисунок 4.2.2) можно объяснить изменением соотношения между слагаемыми выражения (4.2.7), описывающих анизотропию поверхностного слоя в отсутствие внешних растягивающих напряжений и наведенную магнитоупругую анизотропию.

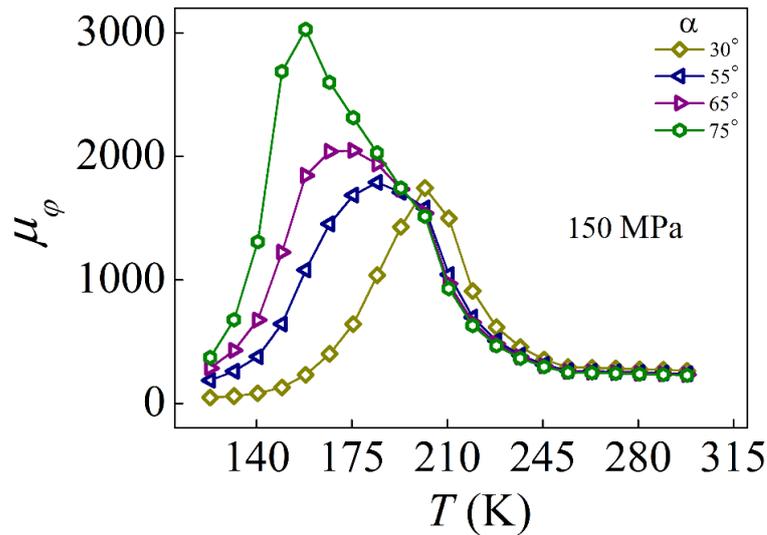


Рисунок 4.2.2. Температурные зависимости циркулярной магнитной проницаемости аморфного провода сплава  $Co_{66}Fe_4Ta_{2.5}Si_{12.5}B_{15}$ , рассчитанные для углов  $\alpha$ : 30, 55, 65 и 75° при аксиально растягивающем напряжении 150 МПа по формуле (4.2.7).

Можно заметить, что в случае, когда  $\alpha = 65^\circ$ , максимум проницаемости наблюдается вблизи температуры компенсации магнитострикции провода (Рисунок 4.2.1, б). Однако в общем случае  $T_{\text{ФП}}$  не будет совпадать с  $T_\lambda$ , так как поверхностная область исследуемого провода обладает анизотропией, компенсирующей влияние наведенной магнитоупругой анизотропии на ориентацию намагниченности вблизи  $T_\lambda$ . Помимо этого, вклад в различие величин  $T_{\text{ФП}}$  и  $T_\lambda$  будет вносить зависимость магнитострикции от напряжений, как уже упоминалось ранее (см. выражение (4.1.6), которая, в свою очередь, будет варьироваться с температурой [191]. Здесь же стоит отметить то, что внутренние закалочные напряжения также будут оказывать хоть и не значительный вклад в наведенную магнитоупругую анизотропию, определить который представляется весьма трудной задачей. Также в реальных быстрозакаленных проводах вследствие особенностей их изготовления и шероховатости поверхности может наблюдаться дисперсия анизотропии, которая будет зависеть от температуры [124], что довольно сложно учесть при расчетах. Таким образом, согласно выше полученным расчетам, ориентационный фазовый переход может наблюдаться в некотором температурном диапазоне, определяемым величиной дисперсии.

В нашем случае ориентационный фазовый переход наблюдается в диапазоне

температур (160–180) К, когда уменьшается циркулярная составляющая намагниченности. При этом на магнитоимпедансной зависимости упругодеформированного провода исчезает восходящий участок в малых магнитных полях и зависимость становится ниспадающей (Рисунок 4.2.3).

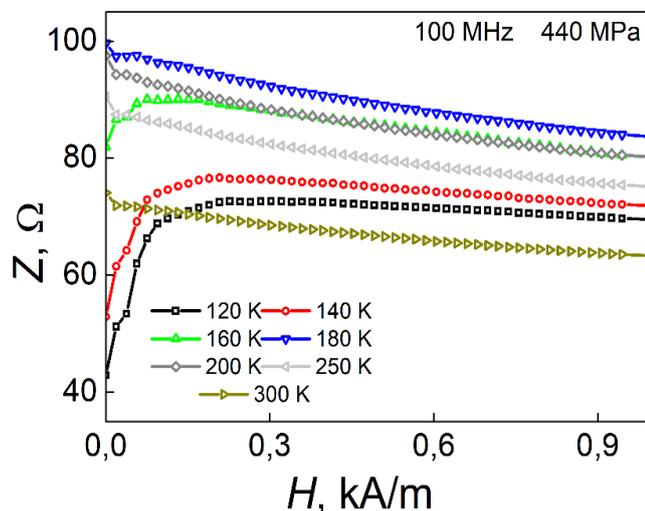


Рисунок 4.2.3. Зависимости импеданса аморфного провода сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$  от внешнего магнитного поля. Зависимости получены при  $\sigma=440$  МПа на частоте переменного тока 100 МГц и температурах: 120, 140, 160, 180, 200, 250 и 300 К.

Из зависимостей  $Z(H)$  видно, что изменение температуры приводит к изменению начального импеданса. Это вполне ожидаемо, так как циркулярная магнитная проницаемость, как уже упоминалось, определяет импеданс провода. Таким образом характер температурной зависимости модуля импеданса должен совпадать с характером зависимости  $\mu_\varphi(T)$ , полученной ранее. Действительно, модуль импеданса упругодеформированного аморфного провода с ростом температуры сначала возрастает, а затем уменьшается (Рисунок 4.2.4). При этом максимум на термоимпедансных зависимостях  $(\Delta Z/Z)_{T_0}(T)$  также, как и в случае зависимостей  $\mu_\varphi/\mu_\varphi^{T=120}(T)$ , рассчитанных для случая, когда  $\alpha = 65^\circ$ , наблюдается в области температуры, при которой происходит смена знака магнитострикции проводов (Рисунок 4.2.4). В данном случае термоимпедансный эффект (ТИ) рассчитывался по формуле:

$$(\Delta Z/Z)_{T_0} = \frac{Z(T) - Z(T_0)}{Z(T_0)} \cdot 100\%, \quad (4.2.10)$$

где  $Z(T)$  – модуль импеданса, измеренный при температуре  $T$ , а  $Z(T_0)$  – модуль

импеданса, полученный при минимальной температуре  $T_0$ .

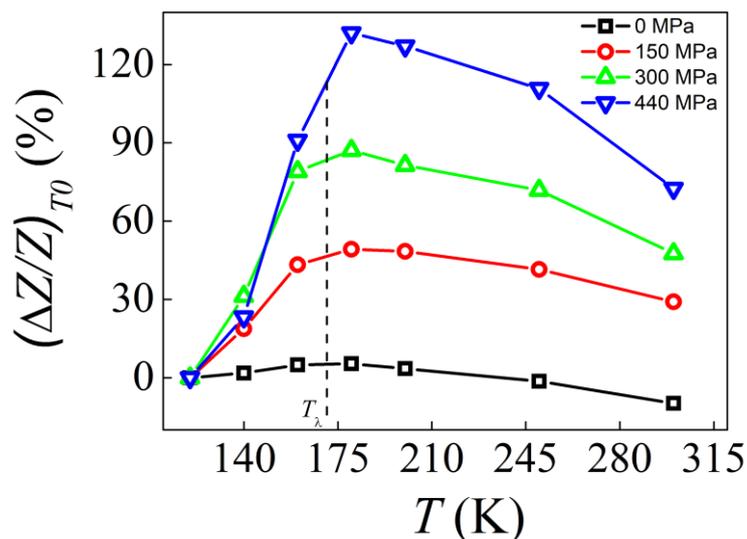


Рисунок 4.2.4. Температурные зависимости относительного температурного изменения импеданса аморфного провода сплава  $Co_{66}Fe_4Ta_{2.5}Si_{12.5}B_{15}$ , измеренные при растягивающих напряжениях 0, 150, 300 и 440 МПа на частоте 100 МГц.

Рост растягивающих напряжений приводит к увеличению температурного отклика импеданса (Рисунок 4.2.4), что в полной мере коррелирует с температурным откликом циркулярной магнитной проницаемости (Рисунок 4.2.1).

Таким образом изменение характера влияния температуры на импеданс исследуемых проводов в области ориентационного фазового перехода хорошо согласуется с модельными расчетами температурной зависимости циркулярной магнитной проницаемости, представленными в рамках термоиндуцированной смены знака константы магнитострикции насыщения.

### 4.3. Выводы по 4 главе

1. Исследование магнитоимпеданса аморфного магнитомягкого провода сплава  $Co_{66}Fe_4Ta_{2.5}Si_{12.5}B_{15}$  показало существование двух температурных диапазонов, в которых влияние упругих растягивающих напряжений на ориентацию намагниченности в приповерхностной области провода различно. В диапазоне температур (120–150) К рост аксиальных растягивающих напряжений приводит к повороту намагниченности в циркулярном направлении, а в диапазоне (180–300) К – в аксиальном.

2. Показано, что в температурном диапазоне (150–180) К в упругодеформированном проводе происходит ориентационный фазовый переход, связанный с термоиндуцированным изменением знака константы магнитострикции с отрицательного на положительный вблизи температуры 170 К.
3. Обнаружено, что ориентационный фазовый переход приводит к существенному температурному изменению высокочастотного импеданса упругодеформированного провода сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ . Показана связь данного явления с изменением характера влияния температуры на циркулярную магнитную проницаемость провода, обусловленным термоиндуцированной сменой знака константы магнитострикции насыщения.

## Заключение

В ходе изучения связи термоиндуцированного изменения магнитных свойств с температурной зависимостью импеданса и магнитоимпедансного эффекта аморфных магнитомягких проводов и лент на основе кобальта в области ферромагнитного фазового перехода и области температуры смены знака константы магнитострикции получены следующие результаты:

1. Показана возможность определения с высокой точностью температуры Кюри ( $T_C$ ) ферромагнитных аморфных лент и проводов, исходя из их экспериментальных температурных зависимостей магнитоимпеданса. Температуры Кюри аморфных лент сплавов  $\text{Co}_{64}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$  и  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ , полученные из температурных зависимостей намагниченности и магнитоимпеданса согласуются и составляют 250 и 380 К, соответственно.
2. Температурные зависимости намагниченности и магнитоимпеданса в проводе аморфного сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ , подвергнутого термообработке при 523 К в течение 5 часов, характеризуются особенностями, указывающими на формирование двух фаз с различными температурами Кюри (475 и 481 К). Исследования температурного поведения магнитоимпеданса при различных частотах указывают на локализацию фазы с более низкой температурой Кюри в приповерхностной области провода.
3. Установлено, что температуры Кюри проводов аморфного сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$  диаметрами 150 и 180 мкм различны. Термообработка проводов приводит к разному температурному изменению  $T_C$ . Наблюдаемые различия можно объяснить различными условиями закалки проводов разного диаметра.
4. Обнаружено, что в диапазоне температур (120 ÷ 150) К упругая растягивающая деформация аморфного провода сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$  приводит к повороту намагниченности в его приповерхностной области в циркулярном направлении, а в диапазоне (180 ÷ 300) К – в аксиальном.

5. Показано, что при нагреве аморфного провода сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$  в диапазоне температур (150 ÷ 180) К константа магнитострикции меняет знак с отрицательного на положительный. Это объясняет наблюдаемую переориентацию намагниченности в приповерхностной области провода от циркулярного направления к аксиальному под действием растягивающих напряжений.
6. Показано, что термоиндуцированная смена знака константы магнитострикции обуславливает максимум на температурных зависимостях импеданса и циркулярной магнитной проницаемости провода сплава  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ , подвергнутого упругой растягивающей деформации.

## Список литературы

1. Ландау Л.Д. Теоретическая физика. Т. 8: Электродинамика сплошных сред / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц – 1982. М.: Наука– 621 с.
2. Panina L. V. Giant Magneto-Impedance in Co-Rich Amorphous Wires and Films / Panina L. V., Mohri K., T. U., M. N., K. B. // IEEE Trans. Magn. – 1995. – V. 31 – № 2 – pp.1249–1260.
3. Panina L. V. Magneto-impedance effect in amorphous wires / Panina L. V., Mohri K. // Applied Physics Letters – 1994. – V. 65 – № 9 – pp.1189–1191.
4. HARRISON E.P. Electrical Properties of Wires of High Permeability / HARRISON E.P., TURNEY G.L., ROWE H. // Nature – 1935. – V. 135 – № 3423 – pp.961–961.
5. Tejedor M. Field and frequency dependence of the magneto-impedance in Co-rich amorphous ribbon / Tejedor M., Hernando B., Sánchez M.L., Vázquez M., Knobel M. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 1996. – V. 152 – pp.191–195.
6. Panina L. V. Mechanism of the Magneto-Impedance Effect in Negative Magnetostrictive Amorphous Wires / Panina L. V., Mohri K. // IEEE Translation Journal on Magnetism in Japan – 1994. – V. 9 – № 5 – pp.34–39.
7. Gómez-Polo C. Structural relaxation and magnetic properties of Co-rich amorphous wire / Gómez-Polo C., Vázquez M. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 1993. – V. 118 – № 1–2 – pp.86–92.
8. Makhotkin V.E. Magnetic field sensors based on amorphous ribbons / Makhotkin V.E., Shurukhin B.P., Lopatin V.A., Marchukov P.Y., Levin Y.K. // Sensors and Actuators: A. Physical – 1991. – V. 27 – № 1–3 – pp.759–762.
9. Kurlyandskaya G. V. The magnetoresistance contribution to the total magnetoimpedance of thin films: A simple model and experimental basis / Kurlyandskaya G. V., Barandiaran J.M., Vázquez M., García D., Gutiérrez J., Vas’Kovskiy V.O., Lepalovskij V.N. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2000. – V. 215–216 – pp.516–518.
10. Garcia J.M. Correlation between GMI effect and domain structure in electrodeposited Co-P tubes / Garcia J.M., Asenjo A., Sinnecker J.P., Vazquez M. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2000. – V. 215 – pp.352–354.

11. Hu J. Diameter dependence of the giant magnetoimpedance in hard-drawn CoFeSiB amorphous wires / Hu J., Qin H., Zhang F., Zheng R.K. // *Journal of Applied Physics* – 2002. – V. 91 – № 10 I – pp.7418–7420.
12. Kurlyandskaya G. V Induced anisotropy , magnetic domain structure and magnetoimpedance effect in CoFeB amorphous thin films Effect of induced magnetic anisotropy and domain structure features on magnetoimpedance in stress annealed Co-rich amorphous ribbons / Kurlyandskaya G. V, Vazquez M., Mufioz J.L., Garcia D. – 1999. – V. 8853 – pp.339-344.
13. Nesteruk K. Novel magnetic field meter based on giant magnetoimpedance (GMI) effect / Nesteruk K., Kuzminski M., Lachowicz H. // *Sensors Transducers Magazine* – 2006. – V. 65 – № 3 – pp.515–519.
14. Pokorný J. GMI effect in amorphous wires with creep-induced magnetic anisotropy / Pokorný J., Kraus L. // *Sensors and Actuators, A: Physical* – 1997. – V. 59 – № 1–3 – pp.65–69.
15. Beach R.S. Giant magnetic field dependent impedance of amorphous FeCoSiB wire / Beach R.S., Berkowitz A.E. // *Applied Physics Letters* – 1994. – V. 64 – № 26 – pp.3652–3654.
16. Phan M.H. Giant magnetoimpedance materials: Fundamentals and applications / Phan M.H., Peng H.X. // *Progress in Materials Science* – 2008. – V. 53 – pp.323–420.
17. Knobel M. Giant Magnetoimpedance / Knobel M., Vázquez M., Kraus L. // *Handbook of Magnetic Materials* – 2003. – V. 15 – № 03 – pp.497–563.
18. Kawashima K. Magneto-Inductive effect (MI effect) in amorphous wires / Kawashima K., Kohzawa T., Yoshida H., Panina L. V. // *IEEE Transactions on Magnetics* – 1992. – V. 28 – № 5 – pp.3150–3152.
19. Garcíá K.L. Domain wall pinning, bulging, and displacement in circumferential domains in CoFeBSi amorphous wires / Garcíá K.L., Valenzuela R. // *Journal of Applied Physics* – 2000. – V. 87 – № 9 II – pp.5257–5259.
20. Ménard D. Giant magnetoimpedance in a cylindrical magnetic conductor / Ménard D., Britel M., Ciureanu P., Yelon A. // *Journal of Applied Physics* – 1998. – V. 84 – № 5 – pp.2805–2814.

21. Ipatov M. Estimation of the frequency and magnetic field dependence of the skin depth in Co-rich magnetic microwires from GMI experiments / Ipatov M., Zhukov A., Zhukova V., Talaat A., Granovsky A. // *Journal of Science: Advanced Materials and Devices* – 2016. – V. 1 – № 3 – pp.388–392.
22. Yelon A. Calculations of giant magnetoimpedance and of ferromagnetic resonance response are rigorously equivalent / Yelon A., Ménard D., Britel M., Ciureanu P. // *Applied Physics Letters* – 1996. – V. 69 – № 20 – pp.3084–3085.
23. Machado F.L.A. A theoretical model for the giant magnetoimpedance in ribbons of amorphous soft-ferromagnetic alloys / Machado F.L.A., Rezende S.M. // *Journal of Applied Physics* – 2002. – V. 79 – № 8 – P.6558.
24. Atkinson D. Phenomenological model for magnetoimpedance in soft ferromagnets / Atkinson D., Squire P.T. // *Journal of Applied Physics* – 1998. – V. 83 – № 11 – pp.6569–6571.
25. Tannous C. Giant magneto-impedance and its applications / Tannous C., Gieraltowski J. // *Journal of Materials Science: Materials in Electronics* – 2004. – V. 15 – № 3 – pp.125–133.
26. Melo L.G.C. Domain wall oscillations in GMI configuration / Melo L.G.C., Santos A.D. // *Materials Science Forum* – 1999. – V. 302–303 – pp.219–223.
27. Chen D. Magnetoimpedance of metallic ferromagnetic wires / Chen D., Muñoz J., Hernando A., Vázquez M. // *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* – 1998. – V. 57 – № 17 – pp.10699–10704.
28. Semirov A. V. Magnetoimpedance of cobalt-based amorphous ribbons/polymer composites / Semirov A. V., **Derevyanko M.S.**, Bukreev D.A., Moiseev A.A., Kudryavtsev V.O., Safronov A.P. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* – 2016. – V. 415 – pp.97–101.
29. Antonov A. High-frequency giant magneto-impedance in multilayered magnetic films / Antonov A., Gadetsky S., Granovsky A., D'Yatchkov A., Sedova M., Perov N., Usov N., Furmanova T., LagaR'Kov A. // *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications* – 1997. – V. 241 – № 1–2 – pp.414–419.
30. Chen D.X. AC impedance and circular permeability of slab and cylinder / Chen D.X.,

- Munoz J.L. // IEEE Transactions on Magnetics – 1999. – V. 35 – № 3 PART 2 – pp.1906–1923.
31. Betancourt I. Domain model for the magnetoimpedance of metallic ferromagnetic wires / Betancourt I., Valenzuela R., Vazquez M. // Journal of Applied Physics – 2003. – V. 93 – № 10 3 – pp.8110–8112.
  32. Kraus L. Theory of giant magneto-impedance in the planar conductor with uniaxial magnetic anisotropy / Kraus L. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 1999. – V. 195 – № 3 – pp.764–778.
  33. Pirota K.R. Angular dependence of giant magnetoimpedance in an amorphous Co-Fe-Si-B ribbon / Pirota K.R., Kraus L., Knobel M., Pagliuso P.G., Rettori C. // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics – 1999. – V. 60 – № 9 – pp.6685–6691.
  34. Usov N.A. GMI spectra of amorphous wires with different types of magnetic anisotropy in the core and the shell regions / Usov N.A., Antonov A.S., Lagar'kov A.N., Granovsky A.B. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 1999. – V. 203 – № 1–3 – pp.108–110.
  35. Dong C. A modified model of GMI effect in amorphous films with transverse magnetic anisotropy / Dong C., Chen S., Hsu T.Y. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2003. – V. 263 – № 1–2 – pp.78–82.
  36. Tatara G. Theory of electron scattering by domain wall in nano-wires / Tatara G. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2001. – V. 226–230 – № PART II – pp.1873–1874.
  37. Dong C. A simple model of giant magneto-impedance effect in amorphous thin films / Dong C., Chen S., Hsu T.Y. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2002. – V. 250 – pp.288–294.
  38. Barandiarán J.M. A simple model of the magnetoresistance contribution to the magnetoimpedance effect in thin films / Barandiarán J.M., Kurlyandskaya G. V., Vázquez M., Gutiérrez J., Garcia D., Muñoz J.L. // Physica Status Solidi (A) Applied Research – 1999. – V. 171 – № 1 – pp.3–4.
  39. Phan MH, Cuong N Y.S. Theoretical considerations on the giant magnetoimpedance

- effect in amorphous ribbons / Phan MH, Cuong N Y.S. // In: Digests of the 2003 summer conference & Japan–Korea symposium on spintronics, June 19–21; 2003, Busan, Korea. – P.60.
40. Komogortsev S. V. Advanced Characterization of FeNi-Based Films for the Development of Magnetic Field Sensors with Tailored Functional Parameters / Komogortsev S. V., Vazhenina I.G., Kleshnina S.A., Iskhakov R.S., Lepalovskij V.N., Pasyukova A.A., Svalov A. V. // Sensors – 2022. – V. 22 – № 9 – P.3324.
41. M Knobel, M L Sanchez J.V. and M.V. Stress dependence of the giant magneto-impedance effect in amorphous wires / M Knobel, M L Sanchez J.V. and M.V. // Sensors and Actuators, A: Physical – 1995. – V. 106 – № 1–3 – P.1115–1120.
42. Atkinson D. Experimental and phenomenological investigation of the effect of stress on magneto-impedance in amorphous alloys / Atkinson D., Squire P.T. // IEEE Transactions on Magnetics – 1997. – V. 33 – № 5 PART 1 – pp.3364–3366.
43. Mandal K. The frequency and stress dependence of giant magnetoimpedance in amorphous microwires / Mandal K., Puerta S., Vázquez M., Hernando A. // IEEE Transactions on Magnetics – 2000. – V. 36 – № 5 I – pp.3257–3259.
44. Tejedor M. Influence of tensile stresses on the magneto impedance effect in Vitrovac 6025 ribbons / Tejedor M., Hernando B., Sánchez M.L., Prida V.M., Vázquez M. // Journal De Physique. IV : JP – 1998. – V. 8 – № 2 – pp.1–5.
45. Семиров А.В. Влияние упругих напряжений растяжения на дифференциальную магнитную проницаемость аморфных ферромагнитных проволок в широком частотном диапазоне / Семиров А.В., Гаврилюк А.А., Кудрявцев В.О., Моисеев А.А. // Письма в журнал технической физики – 2006. – Т. 35 – С.24–29.
46. Nabias J. Effect of Torsion Stress on the Offset and Sensitivity of Diagonal and Off-Diagonal GMI in Amorphous Wires / Nabias J., Asfour A., Yonnet J.P. // Sensors (Basel, Switzerland) – 2018. – V. 18 – № 12.
47. Bordin G. Peculiar behavior of the magneto-impedance in Fe-based amorphous wires under torsion / Bordin G., Buttino G., Cecchetti A., Poppi M. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2000. – V. 222 – № 3 – pp.257–262.
48. Бузников Н.А. Влияние скручивающих напряжений на магнитоимпеданс

- аморфных проволок с отрицательной магнитострикцией / Бузников Н.А., Антонов А.С., Рахманов А.А. // Журнал технической физики – 2009. – Т. 79 – № 2 – С.66–71.
49. Ma G. Pressure stress-impedance effect in FeCuNbSiB amorphous ribbons / Ma G., Zhu Z., Xia X., Li T. // Science in China, Series E: Technological Sciences – 2009. – V. 52 – № 8 – pp.2302–2304.
50. Mansourian S. Giant magneto-impedance variation in amorphous CoFeSiB ribbons as a function of tensile stress and frequency / Mansourian S., Bakhshayeshi A., Taghavi mendi R. // Physics Letters, Section A: General, Atomic and Solid State Physics – 2020. – V. 384 – № 26 – P.126657.
51. Qin F.X. Giant magneto-impedance and stress-impedance effects of microwire composites for sensing applications / Qin F.X., Peng H.X., Popov V. V., Phan M.H. // Solid State Communications – 2011. – V. 151 – № 4 – pp.293–296.
52. Shuvaeva E. The impact of bending stress on magnetic properties of Finemet type microwires and ribbons / Shuvaeva E., Kaloshkin S., Churyukanova M., Perminov A., Khriplivets I., Mitra A., Panda A.K., Roy R.K., Premkumar, Zhukova V., Zhukov // Journal of Alloys and Compounds – 2018. – V. 743 – pp.388–393.
53. Nabias J. Investigation of Bending Stress Effect on the Diagonal and Off-Diagonal Impedances for GMI Sensor Implementation / Nabias J., Asfour A., Yonnet J.P. // IEEE Transactions on Magnetics – 2017. – V. 53 – № 11.
54. Asfour A. Practical use of the GMI effect to make a current sensor / Asfour A., Nabias J., Traore P.S., Yonnet J.P. // IEEE Transactions on Magnetics – 2019. – V. 55 – № 1 – pp.1–10.
55. Tejedor M. The magnetostriction and stress dependence of the magneto-impedance effect in ribbons of amorphous Fe<sub>4</sub>Co<sub>67</sub>Mo<sub>1.5</sub>Si<sub>16.5</sub>B<sub>11</sub> / Tejedor M., Hernando B., Sánchez M.L., Prida V.M., Vázquez M. // Journal of Physics D: Applied Physics – 1998. – V. 31 – pp.2431–2437.
56. Priota K.R. GMI in Stress-Annealed Co<sub>77</sub>Fe<sub>8</sub>B<sub>15</sub> Amorphous Ribbons for Stress-Sensor Applications / Priota K.R., Kraus L., Fendrych F., Svec P. // The 14th European Conference on Solid-State Transducers – 2000. – pp.753–754.

57. Семиров А.В. Влияние температуры на магнитоимпеданс упругодеформированной фольги состава  $\text{Fe}_4\text{Co}_6\text{7Mo}_{1.5}\text{Si}_{16.5}\text{B}_{11}$  / Семиров А.В., Букреев Д.А., Кудрявцев В.О., Моисеев А.А., Гаврилюк А.А., Семенов А.Л., Г.В. Захаров // Журнал Технической Физики – 2009. – Т. 79 – № 11 – С.25–29.
58. Knobel M. Evaluation of the linear magnetostriction in amorphous wires using the giant magneto-impedance effect / Knobel M., Gómez-Polo C., Vázquez M. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 1996. – V. 160 – pp.243–244.
59. Barandiaran J.M. Temperature, stress, and structural-relaxation dependence of the magnetostriction in  $(\text{Co}_{0.94}\text{Fe}_{0.06})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$  glasses / Barandiaran J.M., Hernando A., Madurga V., Nielsen O. V., Vazquez M., Vazquez-Lopez M. // Physical Review B – 1987. – V. 35 – № 10 – pp.5066–5071.
60. Siemko A. Comments on the indirect measurement of magnetostriction in low-magnetostrictive metallic glasses / Siemko A., Lachowicz H.K. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 1987. – V. 66 – № 1 – pp.31–36.
61. Beato-López J.J. Giant Stress Impedance Magnetoelastic Sensors Employing Soft Magnetic Amorphous Ribbons / Beato-López J.J., Urdániz-Villanueva J.G., Pérez-Landazábal J.I., Gómez-Polo C. // Materials – 2020. – V. 13 – № 9 – P.2175.
62. Qin F. Optimization of magnetoimpedance and stress-impedance effects in single-microwire polymer composites for stress monitoring / Qin F., Peng H.X., Popov V. V., Phan M.H. // Behavior and Mechanics of Multifunctional Materials and Composites 2011 – 2011. – V. 7978 – № 0 – P.79780Z.
63. Sommer R.L. Role of magnetic anisotropy in the magnetoimpedance effect in amorphous alloys / Sommer R.L., Chien C.L. // Applied Physics Letters – 1995. – V. 67 – P.857.
64. Chen D. Magnetoimpedance of metallic ferromagnetic wires / Chen D., Muñoz J., Hernando A., Vázquez M. // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics – 1998. – V. 57 – № 17 – pp.10699–10704.
65. Shen L.P. Sensitive stress-impedance micro sensor using amorphous magnetostrictive wire / Shen L.P., Uchiyama T., Mohri K., Kita E., Bushida K. // IEEE Transactions

- on Magnetics – 1997. – V. 33 – № 5 PART 1 – pp.3355–3357.
66. Gazda P. Comparison of stress-impedance effect in amorphous ribbons with positive and negative magnetostriction / Gazda P., Nowicki M., Szewczyk R. // *Materials* – 2019. – V. 12 – № 2.
  67. Nowicki M. Strain dependence of hysteretic Giant Magnetoimpedance effect in Co-based amorphous ribbon / Nowicki M., Gazda P., Szewczyk R., Marusenkova A., Nosenko A., Kyrylchuk V. // *Materials* – 2019. – V. 12 – № 13 – P.2110.
  68. Garcia-Arribas A. Thin-Film Magnetoimpedance Structures onto Flexible Substrates as Deformation Sensors / Garcia-Arribas A., Combarro L., Goiriena-Goikoetxea M., Kurlyandskaya G. V., Svalov A. V., Fernandez E., Orue I., Feuchtwanger J. // *IEEE Transactions on Magnetics* – 2017. – V. 53 – № 4 – pp.1-5.
  69. Mohri K. Amorphous wire and CMOS IC-based sensitive micromagnetic sensors utilizing magnetoimpedance (MI) and stress-impedance (SI) effects / Mohri K., Uchiyama T., Shen L.P., Cai C.M., Panina L. V., Honkura Y., Yamamoto M. // *IEEE Transactions on Magnetics* – 2002. – V. 38 – № 5 I – pp.3063–3068.
  70. Beato-López J.J. Giant stress-impedance (GSI) sensor for diameter evaluation in cylindrical elements / Beato-López J.J., Vargas-Silva G., Pérez-Landazábal J.I., Gómez-Polo C. // *Sensors and Actuators, A: Physical* – 2018. – V. 269 – pp.269–275.
  71. Cobeo A.F. Magnetoelastic sensor based on GMI of amorphous microwire / Cobeo A.F., Zhukov A., Blanco J.M., Larin V., Gonzalez J. // *Sensors and Actuators, A: Physical* – 2001. – V. 91 – № 1–2 – pp.95–98.
  72. Malátek M. Temperature offset drift of GMI sensors / Malátek M., Ripka P., Kraus L. // *Sensors and Actuators, A: Physical* – 2008. – V. 147 – № 2 – pp.415–418.
  73. Nabias J. Temperature effect on GMI sensor: comparison between diagonal and off-diagonal response / Nabias J., Asfour A., Yonnet J.-P. // *Sensors and Actuators A: Physical* – 2019. – V. 289 – pp.50–56.
  74. Dzhumazoda A. Temperature-stable magnetoimpedance (MI) of current-annealed Co-based amorphous microwires / Dzhumazoda A., Panina L. V., Nematov M.G., Ukhasov A.A., Yudanov N.A., Morchenko A.T., Qin F.X. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* – 2019. – V. 474 – pp.374–380.

75. Madurga V. Magnetostriction of the rapidly quenched Co<sub>80</sub>Nb<sub>8</sub>B<sub>12</sub> alloy: Dependence on quenching rate, structural relaxation, and temperature / Madurga V., Barandiarán J.M., Vázquez M., Nielsen O. V, Hernando A. // *Journal of Applied Physics* – 1987. – V. 61 – № 8 – pp.3228–3230.
76. Masood A. Fabrication and soft magnetic properties of rapidly quenched Co-Fe-B-Si-Nb ultra-thin amorphous ribbons / Masood A., Baghbaderani H.A., Ström V., Stamenov P., McCloskey P., Mathúna C., Kulkarni S. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* – 2019. – V. 483 – № March – pp.54–58.
77. Pang D.X. Influence of quenching rate on the curie temperature, resistivity, internal friction and structure of Fe-based amorphous alloys / Pang D.X., Wang J.T., He A.Q., Ding B.Z. // *Materials Letters* – 1988. – V. 7 – № 7–8 – pp.263–267.
78. Dexing P. Relationships between quenching rates and properties in amorphous alloys / Dexing P., Jingtang W., Bingzhe D., Qihong S., Zhongjin Y. // *Materials Letters* – 1987. – V. 5 – № 11–12 – pp.439–441.
79. García Del Muro M. The effect of quenching rate on the nanocrystallization of amorphous Fe-Cu-Nb-Si-B / García Del Muro M., Zquiak R., Batlle X. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* – 1997. – V. 171 – № 3 – pp.315–319.
80. Kane S.N. Effect of quenching rate on spin texture in amorphous Fe<sub>73.5</sub>Cu<sub>1</sub>Nb<sub>3</sub>Si<sub>13.5</sub>B<sub>9</sub> alloys / Kane S.N., Bhagat N., Gupta A., Varga L.K. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* – 1997. – V. 167 – № 3 – pp.241–244.
81. Panda A.K. Effect of quenching rate on the properties of melt-spun FeNbCuSIB ribbons / Panda A.K., Roy S., Singh S.R., Rao V., Pramanik S., Chattoraj I., Mitra A., Ramachandrarao P. // *Materials Science and Engineering A* – 2001. – V. 304–306 – № 1–2 – pp.457–461.
82. Barandiarán J.M. Magnetostriction influence on the giant magnetoimpedance effect: A key parameter / Barandiarán J.M., Hernando A. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* – 2004. – V. 268 – № 3 – pp.309–314.
83. Hernando A. Influence of the tensile stress on the magnetostriction resistivity and magnetic anisotropy of co-rich metallic glasses. Tsro and csro correlation / Hernando A. // *Physica Scripta* – 1988. – V. 1988 – № T24 – pp.11–21.

84. Sartorelli M.L. Giant magneto-impedance and its relaxation in Co-Fe-Si-B amorphous ribbons / Sartorelli M.L., Knobel M., Schoenmaker J., Gutierrez J., Barandiarán J.M. // *Applied Physics Letters* – 1997. – V. 71 – № 15 – pp.2208–2210.
85. Nielsen O. V. Experiments concerning the origin of stress anneal induced magnetic anisotropy in metallic glass ribbons / Nielsen O. V., Hernando A., Madurga V., Gonzalez J.M. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* – 1985. – V. 46 – № 3 – pp.341–349.
86. Panda A.K. Effect of Fe addition on the crystallization behaviour and Curie temperature of CoCrSiB-based amorphous alloys / Panda A.K., Kumari S., Chatteraj I., Svec P., Mitra A. // *Philosophical Magazine* – 2005. – V. 85 – № 17 – pp.1835–1845.
87. Sarkar P. Effect of Nb and Cr incorporation on the structural and magnetic properties of rapidly quenched FeCoSiB microwires / Sarkar P., Kaloshkin S., Churyukanova M., Mitra A., Roy R.K., Panda A.K. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* – 2012. – V. 324 – № 16 – pp.2543–2546.
88. Conde C.F. Composition dependence of Curie temperature and microstructure in amorphous Fe-Co-Mo-Cu-B metallic glasses / Conde C.F., Conde A., Janičkovič D., Švec P. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* – 2006. – V. 304 – № 2 – pp.739–742.
89. Lotfollahi Z. Comparative study of magnetic and magnetoimpedance properties of CoFeSiB-based amorphous ribbons of the same geometry with Mo or W additions / Lotfollahi Z., García-Arribas A., Amirabadizadeh A., Orue I., Kurlyandskaya G.V. // *Journal of Alloys and Compounds* – 2017. – V. 693 – pp.767–776.
90. Song Y. Thermal stability, magnetic properties and GMI effect of Cr-doping amorphous CoFeSiB ribbons / Song Y., Jia M., Lin M., Li X., Lu W. // *Journal of Alloys and Compounds* – 2015. – V. 622 – pp.500–503.
91. Xiao M. The role of V and Mo on crystallization process and magnetic properties of FeSiBCuNb alloys using in wide frequency scale / Xiao M., Zheng Z., Ji L., Liu X., Qiu Z., Zeng D. // *Journal of Non-Crystalline Solids* – 2019. – V. 521. – P. 119546.
92. Sarkar P. Structural and Giant Magneto-impedance properties of Cr-incorporated

- CoFeSiB amorphous microwires / Sarkar P., Basu Mallick A., Roy R.K., Panda A.K., Mitra A. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* – 2012. – V. 324 – № 8 – pp.1551–1556.
93. Yue S. Magnetic and thermal stabilities of FeSiB eutectic amorphous alloys: Compositional effects / Yue S., Zhang H., Cheng R., Wang A., Dong Y., He A., Ni H., Liu C.T. // *Journal of Alloys and Compounds* – 2019. – V. 776 – pp.833–838.
94. Kurlyandskaya G. V. Soft magnetic materials for sensor applications in the high frequency range / Kurlyandskaya G. V., Shcherbinin S. V., Volchkov S.O., Bhagat S.M., Calle E., Pérez R., Vazquez M. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* – 2018. – V. 459 – pp.154–158.
95. Alekhina I. Radial dependence of circular magnetic permeability of amorphous magnetic microwires / Alekhina I., Kolesnikova V., Komlev A., Khajrullin M., Makarova L., Rodionova V., Perov N. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* – 2021. – V. 537 – P.168155.
96. Bukreev D.A. Magnetoimpedance Tomography of Amorphous CoFeTaSiB Wires / Bukreev D.A., **Derevyanko M.S.**, Moiseev A.A., Semirov A. V. // *Physics of Metals and Metallography* – 2023. – V. 124 – № 8 – pp.781–786.
97. Abrosimova G.E. Structure evolution of amorphous alloys / Abrosimova G.E. // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* – 2011. – V. 181 – № 12 – P.1265.
98. Weller D. Thermal annealing effect on FeCoB soft underlayer for perpendicular magnetic recording / Weller D., Ju G., Yu J., Eppler W., Karns D., Chang C., Brucker C., Kubota Y. // *Journal of Applied Physics* – 2002. – V. 91 – № 10 – P.8357.
99. Greer A.L. Structural relaxation of transition-metal-metalloid metallic glasses / Greer A.L., Gibbs M.R.J., Leake J.A., Evetts J.E. // *Journal of Non-Crystalline Solids* – 1980. – V. 38–39 – pp.379–384.
100. Flanders P.J. Changes in curie temperature, physical dimensions, and magnetic anisotropy during annealing of amorphous magnetic alloys / Flanders P.J., Liebermann H.H., Graham C.D. // *IEEE Transactions on Magnetics* – 1977. – V. 13 – № 5 – P.1541–1543.
101. Аморфные металлические сплавы / Под ред. Ф.Е. Люборского – *Металлургия*,

- M. (1987). 584 c.
102. Ohnuma S. Zero magnetostriction and low field magnetic properties of Co-Fe base amorphous alloys containing V,Nb,Ta,Cr,Mo,W,Mn or Ni / Ohnuma S., Masumoto T. // *Journal of Applied Physics* – 1979. – V. 50 – № B11 – pp.7597–7599.
103. Knobel M. Influence of Nanocrystallization on the Magneto-Impedance Effect in FeCuNbSiB Amorphous Wires / Knobel M., Sánchez M.L., Marín P., Gómez-Polo C., Vázquez M., Hernando A. // *IEEE Transactions on Magnetism* – 1995. – V. 31 – № 6 – P.4009–4011.
104. Sahoo T. Improved magnetoimpedance and mechanical properties on nanocrystallization of amorphous Fe<sub>68.5</sub>Si<sub>18.5</sub>Cu<sub>1</sub>Nb<sub>3</sub>B<sub>9</sub> ribbons / Sahoo T., Majumdar B., Srinivas V., Srinivas M., Nath T.K., Agarwal G. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* – 2013. – V. 343 – pp.13–20.
105. Semirov A. V. High-frequency electrical properties of an amorphous soft magnetic wire on the basis of cobalt, held nanocrystallization annealing / Semirov A. V., Kudryavtcev V.O., Moiseev A.A., Bukreev D.A., Kovaleva N.P., Vasyukhno N. V. // *Izvestiya Visshikh Uchebnykh Zavedenii. Chernaya Metallurgiya* – 2015. – V. 56 – № 12 – P.46.
106. Mohanta O. Enhanced ferromagnetic ordering through nanocrystallization in cobalt incorporated FeSiBNb alloys / Mohanta O., Ghosh M., Mitra A., Panda A.K. // *Journal of Physics D: Applied Physics* – 2009. – V. 42 – № 6.
107. Mikhalitsyna E.A. Nanocrystallization in FINEMET-Type Fe<sub>73.5</sub>Nb<sub>3</sub>Cu<sub>1</sub>Si<sub>13.5</sub>B<sub>9</sub> and Fe<sub>72.5</sub>Nb<sub>1.5</sub>Mo<sub>2</sub>Cu<sub>1.1</sub>Si<sub>14.2</sub>B<sub>8.7</sub> Thin Films / Mikhalitsyna E.A., Kataev V.A., Larrañaga A., Lepalovskij V.N., Kurlyandskaya G. V. // *Materials* – 2020. – V. 13 – № 2 – P.348.
108. Iskhakov R.S. Magnetic microstructure of amorphous, nanocrystalline, and nanophase ferromagnets / Iskhakov R.S., Komogortsev S. V. // *Physics of Metals and Metallography* – 2011. – V. 112 – № 7 – pp.666–681.
109. Sossmeier K.D. Comparison between ac and dc current annealing in CoFeSiB glass-covered amorphous microwires / Sossmeier K.D., Bohn F., Chiriac H., Carara M. // *Journal of Physics D: Applied Physics* – 2007. – V. 40 – № 10 – pp.3233–3238.

110. Životský O. Magnetic behavior and domain structure in as-quenched, annealed, and stress-annealed CoFeCrSiB ribbons / Životský O., Kubínek R., Hendrych A., Pištora J., Postava K., Kraus L. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* – 2009. – V. 321 – № 22 – pp.3771–3777.
111. Hernando B. The effect of different annealing treatments on magneto-impedance in Finemet wires / Hernando B., Olivera J., Alvarez P., Santos J.D., Sánchez M.L., Pérez M.J., Sánchez T., Gorria P. // *Physica B: Condensed Matter* – 2006. – V. 384 – № 1–2 – P.165–168.
112. Jin F. Effect of Shape and Annealing on the Giant Magnetoimpedance Properties of FeCoSiB Ribbon / Jin F., Zhou L., Cheng W., Zhang Y., Tong B., Xu Y. // *IEEE Transactions on Magnetics* – 2014. – V. 50 – № 10 – pp.2–5.
113. Zhukova V. Engineering of magnetic softness and giant magnetoimpedance effect in Fe-rich microwires by stress-annealing / Zhukova V., Blanco J.M., Ipatov M., Gonzalez J., Churyukanova M., Zhukov A. // *Scripta Materialia* – 2018. – V. 142 – P.10–14.
114. Moradi M. The step-current annealing: An easy method to improve the magnetoimpedance in co-rich ribbons / Moradi M., Dastani M.M., Mehrjouei M. // *IEEE Transactions on Magnetics* – 2019. – V. 55 – № 1 – pp.1–6.
115. Jiang S. Influence of microstructure evolution on GMI properties and magnetic domains of melt-extracted Zr-doped amorphous wires with accumulated DC annealing / Jiang S., Xing D., Liu J., Shen H., Chen D., Fang W., Sun J. // *Journal of Alloys and Compounds* – 2015. – V. 644 – pp.180–185.
116. **Derevyanko M.S.** Effect of Heat Treatment on the Magnetoimpedance of Soft Magnetic Co<sub>68.5</sub>Fe<sub>4</sub>Si<sub>15</sub> B<sub>12.5</sub> Amorphous Ribbons / Derevyanko M.S., Bukreev D.A., Moiseev A.A., Kurlyandskaya G. V., Semirov A. V. // *Physics of Metals and Metallography* – 2020. – V. 121 – № 1 – P.32–36.
117. **Derevyanko M.S.** Magnetoimpedance of Amorphous Ferromagnetic CoFeSiB Ribbons in the Wide Temperature Range / Derevyanko M.S., Semirov A. V., Kurlyandskaya G. V., Bukreev D.A., Moiseev A.A. // *Solid State Phenomena* – 2014. – V. 215 – pp.337–341.

118. Kim Y.K. Temperature dependence of magnetoimpedance effect in amorphous Co<sub>66</sub>Fe<sub>4</sub>NiB<sub>14</sub>Si<sub>15</sub> ribbon / Kim Y.K., Cho W.S., Kim T.K., Kim C.O., Lee H. // Journal of Applied Physics – 1998. – V. 83 – № 11 – pp.6575–6577.
119. Nabias J. Temperature Dependence of Giant Magnetoimpedance in Amorphous Microwires for Sensor Application / Nabias J., Asfour A., Yonnet J.P. // IEEE Transactions on Magnetics – 2017. – V. 53 – № 4 – pp.1–6.
120. Semirov A. V. Impedance and magnetic properties of CoFeCrSiB amorphous ribbons near the curie point / Semirov A. V., **Derevyanko M.S.**, Bukreev D.A., Moiseev A.A., Kurlyandskaya G. V. // Technical Physics – 2013. – V. 58 – № 5 – pp.774–777.
121. G. Chen, X. L. Yang, L. Zeng, J. X. Yang, F. F. Gong, D. P. Yang and Z.C.W. High-temperature giant magnetoimpedance in Fe-based nanocrystalline alloy / G. Chen, X. L. Yang, L. Zeng, J. X. Yang, F. F. Gong, D. P. Yang and Z.C.W. // Journal of Applied Physics – 2000. – V. 87 – № 9 – P.5263–5265.
122. Kurniawan M. Temperature-Dependent Giant Magnetoimpedance Effect in Amorphous Soft Magnets / Kurniawan M., Roy R.K., Panda A.K., Greve D.W., Ohodnicki P., McHenry M.E. // Journal of Electronic Materials – 2014. – V. 43 – № 12 – pp.4576–4581.
123. Dzhumazoda A. Controlling the Curie temperature in amorphous glass coated microwires by heat treatment / Dzhumazoda A., Panina L. V., Nematov M.G., Tabarov F.S., Morchenko A.T., Bazlov A.I., Ukhasov A., Yudanov N.A., Podgornaya S. V. // Journal of Alloys and Compounds – 2019. – V. 802 – pp.36–40.
124. Semirov A. V. Relationship Between the Temperature Changes of the Magnetostriction Constant and the Impedance of Amorphous Elastically Deformed Soft Magnetic Cobalt-Based Ribbons / Semirov A. V., Bukreev D.A., Moiseev A.A., Derevyanko M.S., Kudryavtsev V.O. // Russian Physics Journal – 2013. – V. 55 – № 9 – pp.977–982.
125. Panina L. V. Temperature effects on magnetization processes and magnetoimpedance in low magnetostrictive amorphous microwires / Panina L. V., Dzhumazoda A., Evstigneeva S.A., Adam A.M., Morchenko A.T., Yudanov N.A.,

- Kostishyn V.G. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* – 2018. – V. 459 – pp.147–153.
126. Hernando B. Temperature dependence of magnetoimpedance and anisotropy in nanocrystalline Finemet wire / Hernando B., Olivera J., Sánchez M.L., Prida V.M., Varga R. // *IEEE Transactions on Magnetics* – 2008. – V. 44 – № 11 PART 2 – pp.3965–3968.
127. Kurniawan M. Interplay of stress, temperature, and giant magnetoimpedance in amorphous soft magnets / Kurniawan M., Roy R.K., Panda A.K., Greve D.W., Ohodnicki P.R., McHenry M.E. // *Applied Physics Letters* – 2014. – V. 105 – № 22 – pp.10–14.
128. Semirov A. V. Influence of structural relaxation on magnetoimpedance properties of amorphous materials / Semirov A. V., Moiseev A.A., Bukreev D.A., Kudryavtsev V.O., **Derevyanko M.S.** // 2010 11th Annual International Conference and Seminar on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, EDM'2010 - Proceedings – 2010. – pp.50–52.
129. Chlenova A.A. Magnetoimpedance and magnetic properties of  $\text{Co}_{72}\text{Fe}_5\text{Ni}_{10}\text{Cr}_5\text{Si}_7\text{B}_3$  amorphous ribbons in different states / Chlenova A.A., Stepanova E.A., Golubeva E. V., Lotfollahi Z. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* – 2017. – V. 440 – pp.210–212.
130. Семиров А.В. Магнитоимпедансное детектирование структурной релаксации аморфных ферромагнитных сплавов / Семиров А.В., Моисеев А.А., Букреев Д.А., Кудрявцев В.О., Захаров Г.В., Гаврилюк А.А., Сапожников А.Н. // *Дефектоскопия* – 2010. – Т. 12 – С.26–31.
131. Rakhmanov A.A. The temperature dependence of the magneto-impedance effect in the Co-based amorphous wires / Rakhmanov A.A., Perov N., Sheverdyayeva P., Granovsky A., Antonov A.S. // *Sensors and Actuators, A: Physical* – 2003. – V. 106 – № 1–3 – pp.240–242.
132. Radkovskaya A. The thermal and stress effect on GMI in amorphous wires / Radkovskaya A., Rakhmanov A., Perov N., Sheverdyayeva P., Antonov A. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* – 2002. – V. 249 – № 1–2 – pp.113–116.

133. Squire P.T. Magnetomechanical measurements of magnetically soft amorphous materials / Squire P.T. // Measurement Science and Technology – 1994. – V. 5 – № 2 – pp.67–81.
134. Egami T. Structural relaxation in amorphous alloys - compositional short range ordering / Egami T. // Materials Research Bulletin – 1978. – V. 13 – pp.557–562.
135. Слуцкер А.И. Зависимость магнитных свойств аморфного металлического сплава от его нанопористости / Слуцкер А.И., Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Толочко О.В., Амосова О.В., Российской А.Ф.И. // Физика твердого тела – 2008. – V. 50 – № 2 – pp.280–284.
136. Бетехтин В.И. Избыточный свободный объем и механические свойства аморфных сплавов / Бетехтин В.И., Глезер А.М., Кадомцев А.Г., Кипяткова А.Ю., Российской А.Ф.И. // Физика твердого тела – 1998. – V. 40 – pp.85–89.
137. Spaepen F. Physics of Defects / F. Spaepen / под ред. R. Balian, M. Klemm, J. Poirier. North Holland, Amsterdam, 1980.
138. Золотухин И.В. Физические свойства аморфных металлических материалов / И. В. Золотухин – М.: Metallurgy, 1991. – 158с.
139. Abrosimova G.E. Free Volume in Amorphous Alloys and Its Change under External Influences / Abrosimova G.E., Aronin A.S. // Journal of Surface Investigation – 2023. – V. 17 – № 4 – pp.934–941.
140. Бетехтин В.И. Влияние отжига на избыточный свободный объем и прочность аморфных сплавов / Бетехтин В.И., Гюлиханов Е.Л., Кадомцев А.Г., Кипяткова А.Ю., Толочко О.В. – 2000. – pp.1420–1424.
141. Бокштейн Б.С. Кинетика выхода избыточного объема в аморфных сплавах на основе кобальта / Бокштейн Б.С., Капуткина Л.М., Ковачев Г., Левин Ю.Б., Никольский Г.С. // Физика Металлов И Металловедение – 1991. – pp.75–79.
142. Luborsky F.E. Magnetic Annealing of Amorphous Alloys / Luborsky F.E., Becker J.J., McCary R.O. // IEEE Transactions on Magnetics – 1975. – V. 11 – № 6 – pp.1644–1649.
143. Williams R.S. Effects of deformation and annealing on magnetic amorphous alloys / Williams R.S., Egami T. // IEEE Transactions on Magnetics – 1976. – V. 12 – № 6

– pp.927–929.

144. Мушников Н.В. Магнетизм и магнитные фазовые переходы / Н. В. Мушников – 2017. Вып. Учебное пособие – 168с.
145. Sinitsyn E. V. Orientational phase transitions in low-dimensional magnetics with competing anisotropy / Sinitsyn E. V., Ryzhenko A.B. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 1995. – V. 147 – № 3 – pp.385–394.
146. Koplak O. V. Exchange bias and spin-reorientation transition in  $\alpha$ -Fe/PrDyCoFeB core/shell microwires / Koplak O. V., Morgunov R.B. // Materials Science and Engineering B: Solid-State Materials for Advanced Technology – 2021. – V. 263 – № September 2020 – P.114845.
147. Sayko G. V. Spin-reorientation phase transitions in thin films of RETM amorphous alloys / Sayko G. V., Utochkin S.N., Zvezdin A.K. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 1992. – V. 113 – № 1–3 – P.194–200.
148. Sharma P. Temperature and thickness driven spin-reorientation transition in amorphous Co-Fe-Ta-B thin films / Sharma P., Kimura H., Inoue A., Arenholz E., Guo J.H. // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics – 2006. – V. 73 – № 5 – pp.1–4.
149. Белов К.П. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках / К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева – М.: Наука, 1979. – 317с.
150. Белов К.П. Переходы спиновой переориентации в редкоземельных магнетиках / Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р. З. // Успехи Физических Наук – 1976. – Т. 119 – № 3 – С.447–486.
151. Семиров А.В. Автоматизированный измерительный комплекс магнитоимпедансной спектроскопии магнитомягких материалов / Семиров А.В., Моисеев А.А., Букреев Д.А., Кудрявцев В.О., Гаврилюк А.А., Захаров Г.В., **Дервянко М.С.** // Научное приборостроение – 2010. – Т. 20 – № 2 – С.120–123.
152. Semirov A. V. Influence of thermo-stress factor on magnetoimpedance of soft magnetic materials / Semirov A. V., Bukreev D.A., Moiseev A.A., Kudryavtsev V.O., **Derevyanko M.S.** // 2010 11th Annual International Conference and Seminar on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, EDM'2010 Proceedings – 2010. –

pp.47–49.

153. Tejedor M. Stress and magnetic field dependence of magneto-impedance in amorphous  $\text{Co}_{66.3}\text{Fe}_{3.7}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$  ribbons / Tejedor M., Hernando B., Sfinchez L., Prida M. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* – 1999. – V. 197 – pp.330–332.
154. Squire P.T. Amorphous wires and their applications / Squire P.T., Atkinson D., Gibbs M.R.J., Atalay S. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* – 1994. – V. 132 – № 1–3 – pp.10–21.
155. Narita K. Measurement of Saturation Magnetostriction of a Thin Amorphous Ribbon by Means of Small-Angle Magnetization Rotation / Narita K., Yamasaki J., Fukunaga H. // *IEEE Transactions on Magnetics* – 1980. – V. 16 – № 2 – pp.435–439.
156. Torrejón J. Modified small angle magnetization rotation method in multilayer magnetic microwires / Torrejón J., Badini G., Pirota K., Vázquez M. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* – 2007. – V. 316 – pp.575–578.
157. Kurlyandskaya G. V. Amorphous FeCoCrSiB Ribbons with Tailored Anisotropy for the Development of Magnetic Elements for High Frequency Applications / Kurlyandskaya G. V., Lezama L., Pasyukova A.A., Volchkov S.O., Lukshina V.A., Larrañaga A., Dmitrieva N. V., Timofeeva A. V., Orue I. // *Materials* – 2022. – V. 15 – № 12 – P.4160.
158. Bukreev D.A. Magnetoimpedance and Stress-Impedance Effects in Amorphous CoFeSiB Ribbons at Elevated Temperatures / Bukreev D.A., **Derevyanko M.S.**, Moiseev A.A., Semirov A. V, Savin P.A., Kurlyandskaya G. V // *Materials* – 2020. – V. 13 – № 14 – P.3216.
159. Semirov A. V. High frequency impedance of cobalt-based soft magnetic amorphous ribbons near the Curie temperature / Semirov A. V., **Derevyanko M.S.**, Bukreev D.A., Moiseev A.A., Kurlyandskaya G. V. // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* – 2014. – V. 78 – № 2 – pp.81–84.
160. Fabian K. Measuring the Curie temperature / Fabian K., Shcherbakov V.P., McEnroe S.A. // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* – 2013. – V. 14 – № 4 – pp.947–961.
161. Ade-Hall J.M. The Petrology, Curie Points and Natural Magnetizations of Basic

- Lavas / Ade-Hall J.M., Wilson R.L., Smith P.J. // *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society* – 1965. – V. 9 – № 4 – pp.323–336.
162. Gromme C.S. Magnetic Properties and Oxidation of Iron-Titanium Oxide Minerals in Alae and Makaopuhi Lava Lakes, Hawaii / Gromme C.S., Wright T.L., Peck D.L. // *J Geophys Res* – 1969. – V. 74 – № 22 – pp.5277–5293.
163. Бозорт Р. Ферромагнетизм / Бозорт Р. – М.: ИИЛ, 1956. – 648с.
164. Takahashi M. Temperature Dependence of Saturation Magnetization in Amorphous Co–B Alloys / Takahashi M., Kim C.O., Koshimura M., Suzuki T. // *Japanese Journal of Applied Physics* – 1978. – V. 17 – № 10 – pp.1911–1912.
165. Hayashi K. Curie Temperature of Co-Based Amorphous Alloys / Hayashi K., Hayakawa M., Ochiai Y., Matsuda H., Ishikawa W., Uedaira S., Aso K. // *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1: Regular Papers and Short Notes and Review Papers* – 1983. – V. 22pt1 – № 11 – P.1745.
166. Kazama N.S. Effects of metalloids on the magnetic properties of iron-and cobalt-based amorphous alloys / Kazama N.S., Masumoto T., Mitera M. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* – 1980. – V. 15–18 – pp.1331–1335.
167. Gallagher K.A. Distributed exchange interactions and temperature dependent magnetization in amorphous Fe<sub>88-x</sub>Co<sub>x</sub>Zr<sub>7</sub>B<sub>4</sub>Cu<sub>1</sub> alloys / Gallagher K.A., Willard M.A., Zabenkin V.N., Laughlin D.E., McHenry M.E. // *Journal of Applied Physics* – 1999. – V. 85 – № 8 – pp.5130–5132.
168. Handrich K. A Simple Model for Amorphous and Liquid Ferromagnets / Handrich K. // *Physica Status Solidi (B)* – 1969. – V. 32 – № 1 – pp.K55–K58.
169. Kobe S. Spontaneous Magnetization of an Amorphous Ferromagnet / Kobe S. // *Physica Status Solidi (B)* – 1970. – V. 41 – № 1 – pp.K13–K15.
170. Guinier A. X-Ray Studies of Materials / A. Guinier, D. L. Dexter – Interscience (Wiley), New York, 1963. – 156p.
171. Хандрих К. Аморфные ферро- и ферримагнетики / К. Хандрих, С. Кобе – М., 1982. – 296с.
172. Бетехтин В.И. Влияние отжига на избыточный свободный объем и прочность аморфных сплавов / Бетехтин В.И., Гюлиханданов Е.Л., Кадомцев А.Г.,

- Кипяткова А.Ю., Толочко О.В. // ФТТ – 2000. – Т. 42 – С.1420–1424.
173. Usov N.A. Stress distribution and domain structure in amorphous ferromagnetic wires / Usov N.A. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2002. – V. 249 – № 1–2 – pp.3–8.
174. Bukreev D.A. Asymmetric magnetoimpedance of a magnetically soft wire / Bukreev D.A., Semirov A. V., Nemirova V.A., Vasyukhno N. V., Moiseev A.A., Kovaleva N.P. // Physics of Metals and Metallography – 2017. – V. 118 – № 6 – pp.535–540.
175. Bukreev D.A. Influence of the magnetic prehistory of amorphous magnetically soft wires on their electrical impedance / Bukreev D.A., **Derevyanko M.S.**, Moiseev A.A., Kudryavtcev V.O., Semirov A. V. // Sensors and Actuators, A: Physical – 2020. – V. 303 – P.111669.
176. Bukreev D.A. The Magnetic Prehistory and Stress-Impedance Effect in Amorphous CoFeNbSiB Wires / Bukreev D.A., **Derevyanko M.S.**, Golubev D.N., Moiseev A.A., Semirov A. V // Physics of Metals and Metallography – 2022. – V. 123 – № 8 – pp.721–725.
177. Семиров А.В. Компонентный анализ комплексного сопротивления магнитомягкого провода состава CoFeNbSiB с неоднородной магнитной структурой / Семиров А.В., Моисеев А.А., Кудрявцев В.О., Букреев Д.А., Ковалева Н.П., Васюхно Н.В. // Журнал Технической Физики – 2015. – Т. 85 – № 5 – С.137–141.
178. Wen L.X. High temperature magnetic permeability of Si-rich Finemet-type nanocrystalline  $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{74.5}\text{Nb}_{2}\text{Si}_{17.5}\text{B}_{5}\text{Cu}_{1}$  alloys / Wen L.X., Wang Z., Wang J., Zhang H. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2015. – V. 379 – pp.265–269.
179. Исхаков Р.С., Денисова Е.А. Л.А.А. Размытый фазовый переход ‘аморфная фаза 1 - аморфная фаза 2’ в аморфном сплаве Co-Ni-Fe-B-Si / Исхаков Р.С., Денисова Е.А. Л.А.А. // Письма в ЖЭТФ – 1995. – Т. 62 – № 7 – С.548–551.
180. Bukreev D.A. High-Frequency Electric Properties of Amorphous Soft Magnetic Cobalt-Based Alloys in the Region of Transition to the Paramagnetic State / Bukreev D.A., Moiseev A.A., **Derevyanko M.S.**, Semirov A. V. // Russian Physics Journal –

2015. – V. 58 – № 2 – pp.141–145.
181. Herzer G. Grain structure and magnetism of nanocrystalline ferromagnets / Herzer G. // IEEE Transactions on Magnetics – 1989. – V. 25 – № 5 – pp.3327–3329.
182. Kaul S.N. Static critical phenomena in ferromagnets with quenched disorder / Kaul S.N. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 1985. – V. 53 – pp.5–53.
183. Rosales-Rivera A. Shifting from Ising model to Heisenberg model critical behavior and the departure from these models in  $\text{Fe}_{73.5-x}\text{Cr}_x\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$  / Rosales-Rivera A., González-Sánchez R., Hernández-Parra J.C., Velásquez-Salazar A., Saccone F.D. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2019. – V. 482 – pp.251–261.
184. Srolovitz D. Structural defects in amorphous solids Statistical analysis of a computer model / Srolovitz D., Maeda K., Vitek V., Egami T. // Philosophical Magazine A: Physics of Condensed Matter, Structure, Defects and Mechanical Properties – 1981. – V. 44 – № 4 – pp.847–866.
185. Antonov A.S. Residual quenching stresses in amorphous ferromagnetic wires produced by an in-rotating-water spinning process / Antonov A.S., Borisov V.T., Borisov O. V, Pozdnyakov V.A., Prokoshin A.F., Usov N.A. // Journal of Physics D: Applied Physics – 1999. – V. 32 – № 15 – pp.1788–1794.
186. Aksenov O.I. The effect of stress distribution in the bulk of a microwire on the magnetization processes / Aksenov O.I., Fuks A.A., Aronin A.S. // Journal of Alloys and Compounds – 2020. – V. 836 – P.155472.
187. Глезер А.М. Структура и механические свойства аморфных сплавов / А. М. Глезер, Б. В. Молотилов – Металлургия, М. (1992). 206 с.
188. Hernando A. Influence of the anisotropy on the ‘SAMR’ method for measuring magnetostriction in amorphous ribbons / Hernando A., Vázquez M., Madurga V., Ascasibar E., Liniers M. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 1986. – V. 61 – № 1–2 – pp.39–47.
189. O’Handley R.C. Magnetostriction of transition-metal-metalloid glasses: Temperature dependence / O’Handley R.C. // Physical Review B – 1978. – V. 18 – № 2 – pp.930–938.

190. Madurga V. Magnetostriction of amorphous  $(\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x)_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$  ribbons ( $0 \leq x \leq 0.12$ ) and its temperature dependence / Madurga V., Vazquez M., Hernando A., Nielsen O. V. // Solid State Communications – 1984. – V. 52 – № 7 – pp.701–703.
191. Rivero G. Stress dependence of magnetostriction in amorphous ferromagnets: its variation with temperature and induced anisotropy / Rivero G., Vázquez M., Blanco J.M., Hernando A., Barandiarán J.M., González J. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2002. – V. 114 – № 1–2 – pp.75–81.
192. Bukreev D.A. Effect of tensile stress on cobalt-based amorphous wires impedance near the magnetostriction compensation temperature / Bukreev D.A., **Derevyanko M.S.**, Moiseev A.A., Semirov A. V. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2020. – V. 500 – P.166436.