

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА МАГНЕТИЗМА

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ
«СТАТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА
АМОРФНЫХ МИКРОПРОВОДОВ НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА»

Выполнил студент

219м группы

Пастернак

Дмитрий Григорьевич

Научный руководитель:

ДФМН, доцент Шалыгин

Александр Николаевич

Допущен к защите мая 2019

Зав. кафедрой магнетизма

проф. Перов Н.С.

Москва

2019 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ	2
ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР	8
1.1 Свойства аморфных ферромагнитных микропроводов (АФМ)	8
1.2 Методы получения аморфного ферромагнитного микропровода	11
1.3 Доменная структура АФМ	14
1.4 Магнитострикционные свойства АФМ	18
1.5 Магнитоимпеданс (МИ) в АФМ	19
ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ И ИССЛЕДУЕМЫЕ ОБРАЗЦЫ	24
2.1 Исследуемые образцы	24
2.2 Экспериментальные установки, используемые для исследования статических и динамических магнитных характеристик изучаемых микропроводов	25
2.2.1 Вибрационный магнитометр LakeShore.2.4 AM-3016 Измеритель RLC	25
2.2.2 AM-3016 Измеритель RLC	26
2.2.3 Стенд по исследованию магнитоупругих свойств	27
2.2.4 Стенд для измерения магнитоимпеданса (МИ)	27
ГЛАВА 3. МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗУЧАЕМЫХ ОБРАЗЦОВ	29
3.1 Влияние размагничивающего фактора на магнитные характеристики образцов.	29

3.2 Измерение статических магнитных характеристик АФМ	36
3.2.1 Изучение влияния ориентации магнитного поля относительно оси АФМ на магнитные характеристики АФМ Со-84 (1) образцов	36
3.2.2 Результаты измерений петель гистерезиса для Со-84 (2) изучаемых образцов в магнитном поле, приложенном параллельно оси микропроводов, и определение их магнитных характеристик	38
3.2.3 Результаты измерений петель для Со-84 (3) изучаемых образцов в магнитном поле, приложенном параллельно оси аморфных микропроводов, и определение их магнитных характеристик	39
ГЛАВА 4. ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИССЛЕДУЕМЫХ АМОΡФНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИКРОПРОВОДОВ	42
4.1. Оптимизация методики измерения частотной зависимости импеданса.	42
4.2 Влияние амплитуды переменного тока на импеданс АФМ Со-84 (2)	45
4.3 Результаты измерения магнитоимпеданса (МИ) двух серий: АФМ Со-84 (2) и Со-84 (3)	46
4.4 Исследование магнитоупругих свойств АФМ Со-84 (2)	52
ВЫВОДЫ	55
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	56
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	57

ВВЕДЕНИЕ

Аморфные материалы (АМ), полученные с помощью бездиффузионной кристаллизации сплавов эвтектического типа при большой скорости охлаждения $V_{\text{охл}} \geq 10^5 \frac{\text{град}}{\text{сек}}$ [1], известны научному сообществу с середины прошлого столетия. Интерес к фундаментальным исследованиям АМ в XXI веке объясняется широкой областью их практического использования и относительной дешевизной. Благодаря уникальным магнитным, структурным и кинетическим свойствам АМ находят применение в индустрии высокочувствительных трансформаторов [2], системах безопасности, при изготовлении металлических стёкол по методу термопластического формирования [3], в наномасштабной литографии [4] и др.

Данная диссертация посвящена исследованию магнитных свойств одного из типов АМ, в частности, аморфных ферромагнитных микропроводов (АФМ). Внимание к указанным аморфным материалам обусловлено как их фундаментально-научной, так и прикладной значимостью. Существенно то, что изготовление микропроводов осуществляется без дорогого оборудования, позволяющего получать материалы с уникальными физическими свойствами, такими как высокая прочность, пластичность, упругость [5], а также широким комплексом магнитных, резистивных оптических и других физических характеристик [6, 7]. В связи с этим АФМ находят применение в магнитной гипертермии [8] и биомедицинских зондах [9], также используются для изготовления высокочувствительных датчиков на основе гигантского магнитоимпеданса (ГМИ) [10].

Настоящая работа посвящена изучению статических и динамических магнитных характеристик АФМ из магнитомягких сплавов на основе кобальта, изготавливаемых с помощью модернизированного метода Улитовского-Тейлора. Эта методика позволяет получать в промышленных масштабах АФМ в стеклянной оболочке с диаметром магнитной жилы от 2 до 400 мкм [11]. Следует отметить, что цилиндрическая форма АФМ приводит к значительному упрощению сравнения теоретического моделирования с результатами, полученными в ходе

эксперимента, особенно при исследовании импеданса и расчёта размагничивающего фактора.

Изучение физических характеристик АФМ с целью в дальнейшем их практического применения, безусловно, будет способствовать значительному повышению качества и надёжности работы комплексных изделий новой техники, созданных на их основе.

Целью магистерской диссертации является изучение статических и динамических магнитных характеристик аморфных ферромагнитных $Co_{69}Fe_4Cr_4Si_{12}B_{11}$ (Co – 84) и $Co_{37}Fe_{32}Ni_8Si_{11}B_{12}$ (Co – 45) микропроводов с диаметром магнитной жилы $d_{\text{жилы}} = 23 \div 210$ мкм.

Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

- Изучение влияния диаметра аморфного ферромагнитного микропровода (АФМ) на магнитные свойства изучаемых образцов;
- Расчет статической магнитной проницаемости АФМ;
- Изготовление стенда для измерения магнитоимпеданса в изучаемых аморфных ферромагнитных микропроводах;
- Измерение эффекта Виллари;
- Измерение магнитоимпеданса АФМ.

Положения, выносимые на защиту:

- Значение поля насыщения и статическая проницаемость АФМ при фиксированной длине образца зависят от их диаметра, что объяснено изменением размагничивающего фактора;
- Создан лабораторный стенд для измерения магнитоимпеданса для Co-84 аморфных ферромагнитных микропроводов;
- Экспериментально подтверждена возможность наблюдать эффект Виллари в АФМ, что может быть использовано в практических приложениях;

- Обнаружена зависимость магнитоимпеданса АФМ от диаметра изучаемых микропроводов, что объяснено зависимостью круговой магнитной проницаемости от амплитуды переменного электрического тока, его частоты, а также напряженности магнитного поля и формы образца.

Научная новизна работы:

- Обнаружена зависимость значения поля насыщения и магнитной проницаемости изучаемых ферромагнитных микропроводов (АФМ) от их диаметра, объясненная влиянием размагничивающего фактора на магнитные характеристики изучаемых образцов;
- Изготовлен стенд для измерения эффекта магнитоимпеданса, что позволило впервые измерить магнитоимпеданс для Co-84 аморфных ферромагнитных микропроводов с разным диаметром магнитной жилы;
- Обнаружено, что постоянное магнитное поле влияет на величину магнитоимпеданса изучаемых микропроводов, что объяснено магнитополевой зависимостью магнитной проницаемости и намагниченности образцов;
- Обнаружено, что при увеличении растягивающего напряжения, приложенного к Co-84 АФМ, регистрируемый сигнал перемагничивания образца уменьшается, а при некотором максимальном значении нагрузки наблюдается разрыв ферромагнитного микропровода. Это свидетельствовало о том, что амплитуда сигнала перемагничивания, а значит, и намагниченность АФМ могут быть понижены с помощью упругих деформирующих воздействий, то есть экспериментально подтвержден эффект Виллари.

Достоверность результатов

Достоверность полученных в работе результатов обеспечена применением уникальных методов получения изучаемых образцов и высокочувствительных экспериментальных методик их исследования, а также проведением детального

анализа согласия полученных результатов, с данными, существующими в современной научной литературе.

Практическая значимость работы

Полученные в работе результаты дают информацию о статических и динамических магнитных характеристиках аморфных микропроводов на основе кобальта, а также позволяют оценить возможность их практического применения.

Личный вклад автора

Все результаты, представленные в диссертации, получены и обработаны лично автором. Анализ научной литературы выполнен самостоятельно. Автор принимал активное участие в обсуждении полученных результатов.

Диссертационная работа состоит из введения, четырёх глав, вывода, заключения и списка использованных источников, включающего 63 наименований. Работа содержит 63 страницы печатного текста, включая 24 рисунка и семь таблиц.

ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

1.1 Свойства аморфных ферромагнитных микропроводов (АФМ)

Аморфные ферромагнитные микропровода (АФМ) представляют собой композиционные квазиодномерные аморфные сплавы (АС). Исследование аморфных сплавов (АС), открытых в 60-е годы XX века [12], актуально и по сей день. Аморфные металлические сплавы представляют собой однофазную систему, состоящую из пересыщенного твердого раствора, атомная структура которого аналогична атомной структуре переохлажденного расплава. В таких сплавах отсутствует дальний порядок в расположении атомов, но они обладают атомно-структурной и фазовой однородностью. Кроме того, в них отсутствуют такие источники фазовой неоднородности, как избыточные фазы, ликвация, различного рода сегрегации. Указанные особенности аморфной структуры обуславливают высокий уровень и уникальное сочетание механических, физических и магнитных свойств, недостижимых для кристаллических аналогов. Особый научный и практический интерес вызывают АС основных промышленных металлов Fe, Co, Ni и многочисленных композиций на их основе. В состав АС обычно входит один или несколько ферромагнитных металлов (*Fe, Co, Ni*) в процентном содержании 70-80%, а также 20-30% так называемых металлоидов-стеклообразователей, определяющих физические свойства АС. Современные магнитомягкие АС имеют малые энергетические потери на намагничивание благодаря высокому значению индукции насыщения (B_s) и малой коэрцитивной силе (H_c), а также низкие энергетические потери на вихревые токи вследствие высокого удельного сопротивления (ρ).

Наличие только ближнего порядка у АС обуславливает более низкую электропроводность. Их удельное электрическое сопротивление гораздо выше, чем у кристаллических аналогов (100 – 300 мкОм•см). При нагреве электросопротивление АС не растет, как у большинства обычных кристаллических металлов, а остается либо постоянным, либо незначительно уменьшается [13]. Температурный коэффициент электрического сопротивления низкий и равен 0,0001 – 0,000001 1/К [14].

Известно, что механическая прочность аморфных металлов и сплавов достаточно высокая по сравнению с прочностью кристаллических металлов [15-16]. Значения прочности 3000 МПа достигают лишь сложнелегированные мартенситностареющие стали, прошедшие многократную термическую обработку. Вместе с тем АС при соответствующем составе и без термообработки могут иметь предел прочности 3500 – 3700 МПа. Однако реализовать эти значения в протяженных аморфных лентах или объемных аморфных полуфабрикатах не удастся из-за значительного числа дефектов. Наиболее стабильные значения прочности при растяжении имеют аморфные микропровода, так как они более однородны по составу и обладают меньшей дефектностью. Однако сведения о них ограничены [17-18].

Сравнение среднего атомного магнитного момента и температуры Кюри (T_c) для кристаллических и аморфных ферромагнетиков показывает уменьшение в АМ значений среднего атомного магнитного момента и T_c . Так, в работе [19] авторы показали, что химический и структурный атомный беспорядок, присутствующий в АМ, ведёт к флуктуациям обменного взаимодействия, магнитного момента и одноионной анизотропии, что является следствием зависимости обменного интеграла от межатомного расстояния, а также от конфигурации межатомных связей. При этом аморфизация оказывает наибольшее влияние на магнитные моменты 3d-металлов, что обусловлено делокализацией неспаренных электронов. Для АС, как и для кристаллических сплавов ферромагнитного типа, характерно наличие магнитного гистерезиса и магнитного насыщения, а также наличие доменной структуры (ДС). В работе [20] показано, что изменение спонтанной намагниченности АС в области низких температур могут быть описаны в спин-волновом приближении. Однако при высоких температурах при сопоставлении с функцией Бриллюэна значение спонтанной намагниченности изменяется существенно слабее. Объясняется это дисперсией локальной анизотропии и обменных взаимодействий [21-22].

С выхода в свет работы [23] известно, что в АМ проявляются свойства магнитной анизотропии. В случае одноосной магнитной анизотропии в АМ энергию

анизотропии записывается в следующем виде: $U_K = K_{\text{эфф}} \cos^2 \theta$, а напряжённость магнитного поля анизотропии: $H_K = \frac{2K_{\text{эфф}}}{M_S}$, где $K_{\text{эфф}}$ - эффективная константа одноосной анизотропии, θ - угол между вектором намагниченности M и осью легкого намагничивания (ОЛН), M_S - намагниченность насыщения. Ниже приведены основные причины магнитной анизотропии в АМ [24]:

1. Магнитоупругая энергия, возникающая из-за магнитострикции при наличии внутренних механических напряжений;
2. Магнитное диполь-дипольное взаимодействие, с которым связаны анизотропия формы образца (обусловленная не только его формой, но и состоянием поверхности), внутренняя анизотропия формы (обусловленная анизотропией формы внутренних неоднородностей) и анизотропия упорядочения атомов;
3. Спин-орбитальное взаимодействие, приводящее к одноионной анизотропии и анизотропии обменного взаимодействия.

Основной вклад в магнитную анизотропию АФМ дает магнитоупругая энергия.

Анализ магнитоупругих свойств АФМ можно провести с помощью эффекта Виллари, позволяющего оценить изменение намагниченности во внешнем магнитном поле при приложении к образцу внешнего напряжения (например, растяжения). Количественно оценить эффект Виллари можно по энергии магнитоупругой анизотропии, определяемой соотношением $U_{me} = -\frac{3}{2\sigma M^2} \lambda_s (\sigma M)^2$, где λ_s – константа магнитострикции, σ – вектор механического напряжения, M – вектор намагниченности [25]. Из анализа приведенного выше выражения следует, что минимум магнитоупругой энергии определяется взаимной ориентацией вектора намагниченности и направлением механического напряжения, а также константой магнитострикции.

Следует отметить, что внутренние напряжения, появляющиеся в АМ в процессе аморфизации, а, следовательно, и энергия магнитоупругой анизотропии может быть существенно уменьшены путем термической обработки материала, при которой происходит релаксация этих напряжений. Влияние анизотропии

формы образца на результаты измерений, например, магнитных характеристик, можно исключается изготовлением образцов определенной геометрической формой, позволяющей рассчитывать размагничивающее магнитное поля.

1.2 Методы получения аморфного ферромагнитного микропровода (АФМ)

Основные процессы получения аморфного (стеклообразного) состояния металлов можно описать схемой, приведённой на Рис. 1.1. Равновесные обратимые процессы изменения состояния металлов, а именно, газ - жидкость, жидкость - кристалл, газ - кристалл показаны сплошными стрелками. Получение аморфного состояния связано с неравновесными процессами. Эти изменения состояния металлов даны на рисунке штриховыми стрелками. Таким образом, методы получения аморфных структур могут быть отнесены к одной из следующих трех групп: 1) осаждение металла из газовой фазы; 2) затвердевание жидкого металла; 3) введение дефектов в металлический кристалл.



Рисунок. 1.1 Методы получения аморфных металлов

Существуют способы изготовления аморфных металлов на основе метода закалки из жидкого состояния, позволяющие получать аморфные металлы в виде

тонких чешуек и порошков, тонкой проволоки, тонкой ленты или полосы бесконечной длины. Рассмотрим методы получения АФМ. Известны два способа получения проволоки из расплава: экструзия (выдавливание) расплава через круглое отверстие с охлаждением в круглой трубке, погруженной в охлаждающую жидкость, и Метод Тейлора-Улитовского, состоящий в вытягивании расплава вместе со стеклянным капилляром, формирующегося из стеклянного плавильного тигля [26, 27]. Эти методы обеспечивают скорость охлаждения порядка 10^5 К/с и позволяют получать аморфные провода диаметром от 2 мкм.

Впервые тонкие металлические нити в стеклянной оболочке получил Тейлор в 1924г [28, 29]. В 1948 г. профессор А. Улитовский предложил новый способ получения литых микропроводов в стеклянной оболочке [30]. Рассмотрим в начале капельный метод изготовления аморфного микропровода. Небольшое количество (3 - 5 г) металла или сплава, помещенного в стеклянную трубку, расплавляется в поле высокочастотного индуктора, Рис 6 а. Часть стеклянной трубки, примыкающая к расплавленному металлу, размягчается, и из стекла формируется оболочка, обволакивающая каплю. Из размягченного стекла вытягивается стекловолокно, которое заводится и наматывается на катушку приёмного устройства. При определённых режимах вытяжки возникают условия затекания металла в образующийся стеклянный капилляр. Таким образом, формируется микропровод, состоящий из металлической жилы и сплошной стеклянной оболочки.

С использованием модифицированного капельного метода Улитовского – Тейлора, разработанного в Институте металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова РАН, на существующих установках получают микропровод с диаметром металлической жилы 5 - 20 мкм и толщиной стеклянной оболочки 2 - 15 мкм. Такие микропровода в основном используют для изготовления резисторов. В последние годы в Институте металлургии и материаловедения разработан другой модифицированный метод получения микропроводов. Модификацией капельного метода является «непрерывный» метод литья микропровода. Модернизация метода состояла в:

- реализации металлургической очистки расплава для получения прекурсоров;
- разработке оборудования, обеспечивающего непрерывный процесс получения АФМ с контролем и управлением параметрами процесса;
- разработке метода раскладки АФМ в катушки;
- сборке оборудования непрерывного удаления стеклянной оболочки с поверхности АФМ (при необходимости). [31,32]

В этом способе уровень металла в капле (микрованне) непрерывно восстанавливается вводимым в неё стержнем исходного металла или сплава (Рис. 1.2 б). Этот метод в основном используется для получения микропроводов из меди, серебра, и ряда их сплавов [33], а также аморфных микропроводов с диаметром магнитной жилы вплоть до 400 мкм.



Рисунок 1.2. Получение металлического микропровода в стеклянной оболочке по методу А. Улитовского:

капельный способ (а), непрерывный метод литья АФМ (б)

Данная магистерская диссертационная работа посвящена изучению микропроводов двух серий магнитомягких АФМ Со-84 и Со-45 с диаметрами магнитной жилы вплоть до 300 мкм, изготовленных с помощью модернизированного метода Тейлора-Улитовского.

1.3 Доменная структура АФМ

Величина и знак и константы магнитострикции (λ) определяет тип доменной структуры (ДС) АФМ. В быстро закалённом микропроводе зачастую возникает сложное радиальное распределение внутренних напряжений с осевыми, радиальными и круговыми компонентами из-за разных скоростей закаливания поверхностного слоя и центральной области микропровода [34-38].

Для АФМ с положительной магнитострикцией (например, Fe-обогащённых) распределение механических напряжений в процессе охлаждения микропровода может быть причиной появления оси лёгкого намагничивания (ОЛН), параллельной оси провода в цилиндрической центральной области АФМ, и радиальных ОЛН во внешней области микропровода. Внутренняя часть занимает около 70-90% от общего объёма АФМ [35]. Схематическая упрощённая иллюстрация ДС, образующейся в микропроводах, показана на Рис. 1.3. Можно видеть, что в ней существует внутренний цилиндрический домен с продольной намагниченностью и базовые радиальные домены, образующие сложную замкнутую структуру. Такая ДС является причиной гигантского аксиального эффекта Баркгаузена (ГЭБ) в микропроводах, что заслуживает внимания с точки зрения их практического применения [34, 35]. Концевая ДС изучена путём наблюдения динамики доменов и исследования профилей намагниченности и восприимчивости [36, 38, 39]. Сердечник АФМ с низкой магнитострикцией фактически обладает мультидоменной структурой [40].

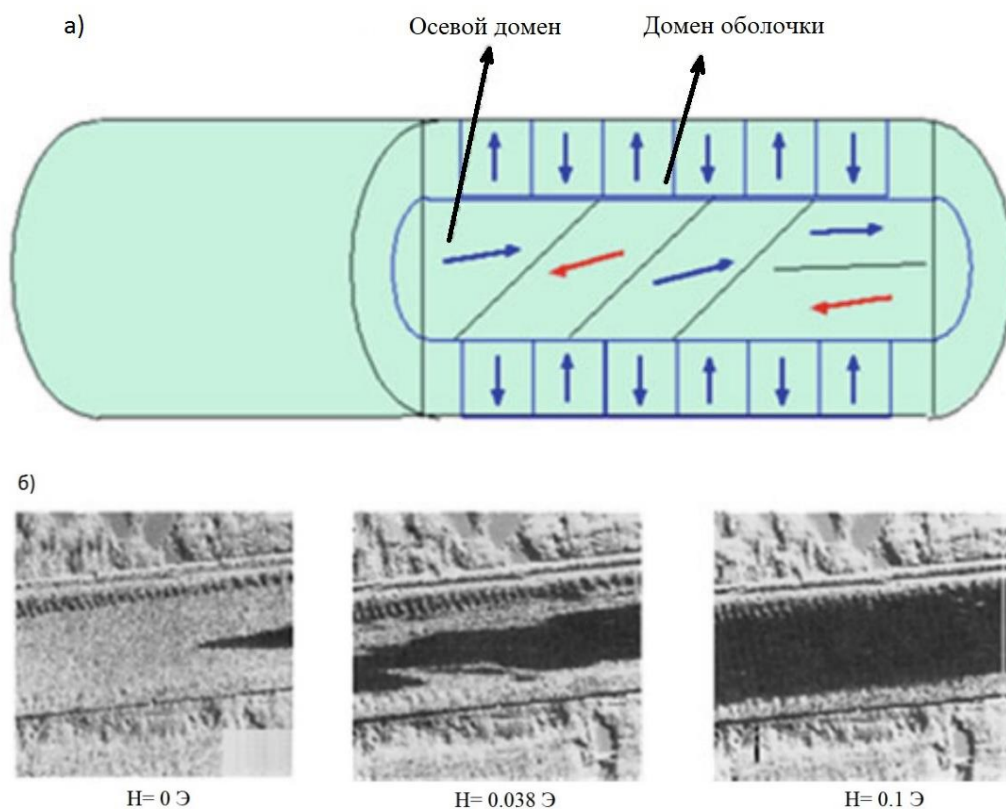


Рисунок 1.3. а) ДС типичного АФМ с положительной магнитострикцией, б) динамика ДС на поверхности $Fe_{75}Si_{15}B_{10}$ при включении слабых внешних магнитных полей[39].

Для АФМ с отрицательной магнитострикцией, например, микропровода на основе Co-Si-B, механические напряжения в процессе аморфизации приводят к тому, что поверхностная анизотропия АФМ является причиной круглой слоистой формы доменов на оболочке микропровода, тогда как внутренняя анизотропия приводит к образованию сложной доменной структуры, показанной на Рис. 8. Сжимающие механические напряжения и отрицательные значения магнитострикции приводят к выстраиванию магнитных моментов домена оболочки в круговую конфигурацию. Доказано экспериментально, что круговой ориентации доменной оболочки соответствуют минимальные поля размагничивания[35, 38, 39].

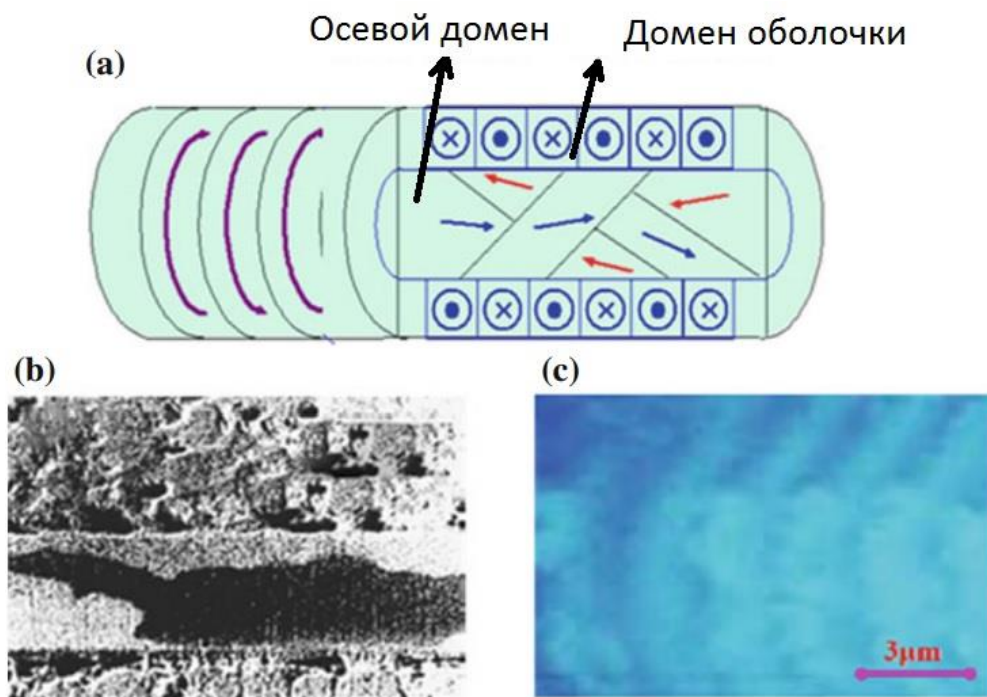


Рис 1.4.а) ДС типичного Со-обогащённого АФМ с отрицательной магнитострикцией и построенная (b) на основе метода магнитооптического эффекта Керра и (c) магнитно-силовой микроскопии [39].

Так как осевая ДС АФМ с положительными (Рис. 1.3) и отрицательными (Рис. 1.4) значениями магнитострикции практически идентичны, они обе проявляют осевой гигантский эффект Баркгаузена. Осевая ДС в аморфных микропроводах с отрицательной магнитострикцией отличается от структуры, которую имеет микропровод до снятия стекла. В частности, ОЛН осевого домена микропровода в стеклянной оболочке имеет радиальное направление, а без стеклянной оболочки – круговое направление. В случае покрытого стеклом АФМ с большой отрицательной величиной магнитострикции оболочка с круглыми доменами занимает практически весь объём микропровода вследствие магнитоупругой анизотропии.

Для АФМ с отрицательным и близким к нулю значением магнитострикции (например, Со-Fe-Si-B) анизотропия механических напряжений ниже других вкладов в суммарную анизотропию. В результате их ДС не определяется чётко. Причём ДС таких АФМ часто похожа на ДС микропроводов с отрицательной

магнитострикцией [41, 42]. В этих работах найдено, что механическая и термическая обработка значительно изменяет ДС быстро закалённых АФМ.

Пример модификации ДС АФМ, вызванной изменением внешних напряжений вследствие удаления стеклянного покрытия показано на Рис. 1.5 и 1.6.

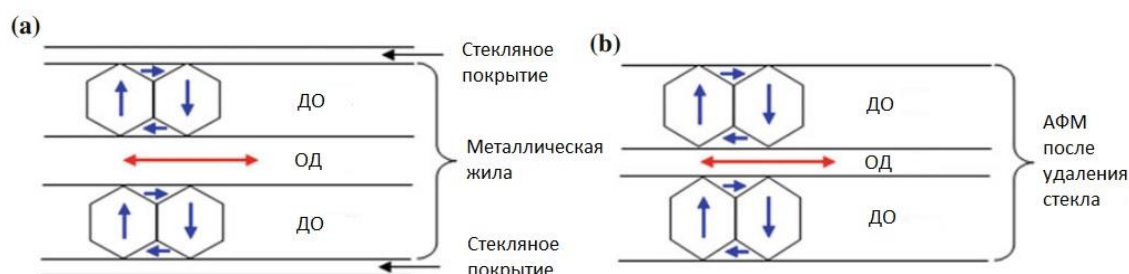


Рисунок 1.5. Схема ДС АФМ с положительным значением магнитострикции до (а) и (б) после удаления стеклянного покрытия с поверхности.

ДО – домены оболочки, ОД – осевые домены[35].

Из Рис 9 видно, что удаление стекла с поверхности АФМ ведёт к увеличению объёма ДО и уменьшению объёма ОД: конфигурация домена остаётся неизменной для положительных магнитострикционных АФМ. Установлено [35, 39], что максимальное значение осевого растягивающего напряжения уменьшается на 50% при снятии стекла с поверхности микропровода. Это приводит к улучшению магнитомягких свойств АФМ, а также к эффекту магнитоимпеданса (МИ).

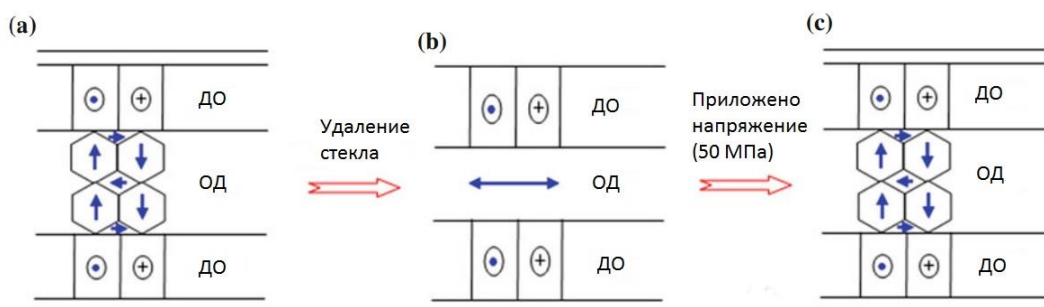


Рисунок 1.6 Схема ДС АФМ с отрицательным значением магнитострикции до (а), после удаления стеклянного покрытия с поверхности (б), после приложения напряжения (с). ДО – домены оболочки, ОД – осевые домены[35].

У АФМ с отрицательными значениями магнитострикции удаление стекла ведёт к изменению ОЛН ОД от радиальной к аксиальной (Рис 1.6 а, b), но конфигурация ДО не изменяется (причём её объём увеличивается). ДС покрытого стеклом АФМ с отрицательной величиной магнитострикции после удаления стекла (Рис. 1.6 а) подобна ДС микропровода с отрицательной магнитострикцией непокрытого стеклом (Рис 1.4 а). Однако растягивающее напряжение (~50 МПа), приложенное к АФМ с удалённым стеклом, возвращает исходную ДС ОД (см. Рис 1.6 а, с).

1.4 Магнитострикционные свойства АФМ

В разделе 1.3 было показано, что уникальные магнитные свойства АФМ обусловлены существованием различных микромагнитных структур в магнитной жиле микропровода, формирование которых определяется магнитоупругой энергией анизотропии. Магнитострикция и внутренние напряжения, возникающие из-за разных коэффициентов теплового расширения стекла и металла, являются причинами магнитоупругой анизотропии. Причём напряжения зависят от диаметра металлической жилы. Выделяются три типа АФМ с различными магнитными свойствами, характеризующиеся различными петлями гистерезиса (см. рис. 1.7).

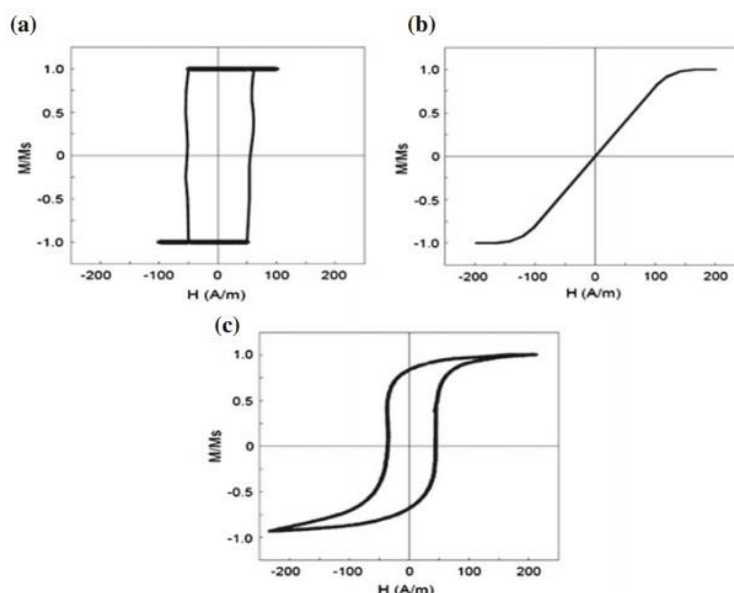


Рисунок 1.7 Петли гистерезиса АФМ из сплавов на основе Co, CoFe и Fe с

Определёнными константами магнитострикции λ_s :

a) $\sim 10^{-5}$, b) $\sim -10^{-6}$, c) $\sim \pm 10^{-7}$, соответственно [43]

Когда $\lambda_s < 0$, процесс перемагничивания такого Co-обогащённого АФМ осуществляется путём вращением вектора намагниченности (Рис 1.7 b). В случае $\lambda_s > 0$ для АФМ на основе Fe процесс перемагничивания микропровода происходит скачком Баркгаузена, реализующимся мгновенным движением доменной границы (ДГ) вдоль оси АФМ (явление магнитной бистабильности – рис 1.7 a). Когда значение λ_s пренебрежимо мало ($\sim \pm 10^{-7}$) процесс перемагничивания реализуется за счёт совместного вращения вектора намагниченности и движения ДГ (см. рис 1.7 c).

1.5 Магнитоимпеданс (МИ) в АФМ

Магнитоимпеданс это эффект изменения комплексного магнитосопротивления (\hat{Z}) ферромагнитного проводника в переменном электрическом токе (АС) при приложении внешнего постоянного магнитного поля (где $\hat{Z} = R + iX$, где R и X – активное и реактивное сопротивление проводника в АС) [44]. Явление магнитоимпеданса обычно оценивают по относительному изменению \hat{Z} во внешнем магнитном поле (H) при заданной частоте АС:

$$\frac{\Delta Z}{Z} = \frac{Z(H) - Z(H_{max})}{Z(H_{max})} \cdot 100\%, \quad 1.1$$

где H_{max} – магнитное поле «насыщения» импеданса. Если $\Delta Z/Z > 100\%$, то эффект МИ считается гигантским. Рассмотрим Рис. 1.8: по цилиндрическому АФМ протекает АС циклической частоты $\omega I = I_{ac} \exp(-i\omega t)$, а разность потенциалов на торцах проводящего микропровода есть $V = V_{ac}$.

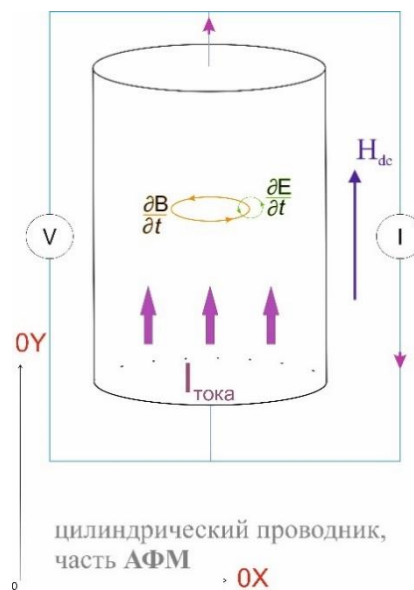


Рисунок 1.8 Схема определения импеданса АФМ,

где H_{dc} - напряжённость магнитного поля, создаваемого соленоидом

В работах 45-47 показано, что в линейном приближении импеданс АФМ длиной d и площадью поперечного сечения q имеет следующий вид:

$$\hat{Z} = \frac{V_{ac}}{I_{ac}} = \frac{L E_z(S)}{q \langle j_z \rangle_q} = R_{dc} \frac{j_z(S)}{\langle j_z \rangle_q}, \quad 1.2$$

где E_z и j_z продольные компоненты электрического поля и тока соответственно, а R_{dc} - сопротивление при постоянном электрическом токе (DC). При этом $E_z(S)$

– значение E_z на поверхности и $\langle j_z \rangle_q$ – среднее значение j_z на сечении цилиндрического АФМ q . С другой стороны, выражение для МИ может быть представлено в понятиях тензора поверхностного импеданса $\hat{\zeta}$:

$$Z = R_{dc} \frac{q}{\rho l} \left(\zeta_{zz} - \zeta_{z\phi} \frac{H_z(S)}{H_\phi(S)} \right), \quad 1.3$$

где ρ – удельное сопротивление, l – длина проводника, H_z и H_ϕ – аксиальная и круговая компонента АС магнитного поля соответственно. Плотность электрического тока $j_z(z)$ (уравнение 1.2) и магнитное поле H (уравнение 1.3) можно найти в рамках классической электродинамики, решая уравнения Максвелла, связывающие намагниченность АФМ и магнитное поле, а также уравнение Ландау-Лившица для прецессии вектора намагниченности [47-49]. Эффективное магнитное поле может быть рассчитано из плотности свободной энергии, зависящей от ДС образца, его материальных параметров, геометрии, магнитного состояния образца в данный момент времени [48,49]. Очевидно, что аналитически точное решение такой системы уравнений найти сложно. В данной работе используется система приближенного расчета МИ, так как точное решение системы уравнений Максвелла и Ландау-Лившица пока не найдено.

Пусть связь между индукцией B и напряжённостью H магнитного поля линейная, а магнитная проницаемость $\mu = const$. Используя только уравнение Максвелла и теорию классического расчёта скин-эффекта, получено выражение для импеданса Z цилиндрического проводника:

$$Z = R_{dc} \frac{kr J_0(kr)}{2 J_1(kr)}, \quad 1.4$$

где J_0 и J_1 – функции Бесселя первого рода, r – радиус проволоки, $k = \frac{1+i}{\delta_m}$, δ_m – толщина скин-слоя (глубина проникновения электромагнитного поля в АФМ с

круговой магнитной проницаемостью μ_ϕ). Толщина скин-слоя для АФМ [44] определяется соотношением:

$$\delta_m = \frac{c}{\sqrt{4\pi^2 f \sigma \mu_\phi}}, \quad 1.5$$

где c – скорость света, σ – электрическая проводимость, а $f = \omega/2\pi$ – частота АС в электрической цепи. Из уравнения 1.5 видно: для того, чтобы получить максимум МИ, необходимо уменьшить глубину скин-слоя, выбирая материалы с большой круговой проницаемостью и электрической проводимостью. В первом приближении были рассчитаны мнимая и действительная части импеданса [47, 50]:

$$R = \frac{(\rho l)}{2\pi(r - \delta_m)\delta_m}, \quad 1.6$$

$$X = 0.175\mu_0 l f \langle \mu_r \rangle, \quad 1.7$$

где μ_0 и $\langle \mu_r \rangle = \langle \mu_r \rangle(H_{dc})$ – магнитная проницаемость вакуума и средняя относительная круговая магнитная проницаемость, соответственно.

Эффект МИ условно можно разделить на три группы по частоте АС:

1. «Низкочастотный режим» ($f \leq 100$ кГц): изменение разности потенциалов V на концах цилиндрического АФМ (см. Рис 1.8) происходит главным образом из-за магнитоиндуктивного эффекта [51]. Изменение импеданса образца при приложении H_{dc} является, в основном, результатом вклада индуктивности (L) АФМ, пропорциональной круговой магнитной проницаемости (μ_ϕ) [52].
2. «Режим средних частот» (0.1 МГц $\leq f < 1$ ГГц): причиной эффекта МИ, главным образом, является изменение толщины скин-эффекта из-за значительного увеличения эффективной магнитной проницаемости в сильном

внешнем магнитном поле H_{dc} . Следует отметить, что в зависимости от геометрии образца значение МИ может достигать максимума в области значений 0.1 – 10 МГц вследствие влияния на магнитную проницаемость движения ДГ и вращения вектора намагниченности [53]. Уменьшение МИ на более высоких частотах АС связано с тем, что колебания доменной границы (ДГ) сильно затухают от вихревых токов; только вращение вектора намагниченности способствует росту МИ.

3. «Высокочастотный режим» ($f \geq 1$ ГГц): считается, что природой МИ является гироманитный эффект и ферромагнитная релаксация. Максимум МИ смещается в направлении более высоких магнитных полей, где образец уже находится в состоянии магнитного насыщения [54]. Сильное изменение толщины скин-слоя связано с теми же механизмами, что и в эффекте ферромагнитного резонанса [55].

Рассмотрим подробнее область частот до 1 МГц. Выбор этой области продиктован параметрами измерительной установки, в частности, её разрешением по частоте АС. В указанной выше частотной области применима квазистатическая модель, основанная на предположении, что вклад круговой и поперечной магнитных проницаемостей связан в бóльшей степени со смещением легко перемещающихся ДС. С другой стороны, вклад обеих проницаемостей в эффект МИ является результатом вращения вектора намагниченности, когда ОЛН параллельна оси АФМ. Таким образом, квазистатическая модель может описывать основные характеристики МИ при относительно низких частотах, что и лежит в исходных приближениях данной модели.

При этом полное сопротивление АФМ (как и любого другого проводника) длиной l и диаметром d можно представить как сумму активного сопротивления при низких частотах ($R_{dc}(50 \text{ Гц})$) и реактивного сопротивления $R_{ac} = i\omega L$, где $L = L(\mu(H), d, l)$:

$$\hat{Z} = R_{dc} + i\omega L. \tag{1.8}$$

С помощью уравнения 1.8 объясняется магнитоиндуктивный эффект, когда полный импеданс АФМ изменяется вследствие изменения индуктивности $L = L(\mu(H), d, l)$.

ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ И ИССЛЕДУЕМЫЕ ОБРАЗЦЫ

2.1 Исследуемые образцы

В настоящей работе представлены результаты исследований аморфных микропроводов на основе кобальта, перспективных для практических применений. В таблице 1 приведены значения диаметров магнитной жилы $d_{\text{жилы}}$ АФМ с механически удаленным с поверхности стеклом.

Таблица 1. Исследуемые АФМ

	$Co_{69}Fe_4Cr_4Si_{12}B_{11}:Co - 84$	$Co_{37}Fe_{32}Ni_8Si_{11}B_{12}:Co - 45$
$d_{\text{жилы}}$, мкм	(1) 36, 49	32
	(2) 23, 41, 79, 103	
	(3) 60, 90, 210	

(1), (2) и (3) обозначают серии аморфных микропроводов, полученных в разное время.

Для серии АФМ Со-84 (1) и Со-45 проведено исследование влияния ориентации магнитного поля относительно центральной оси микропровода на магнитные характеристики изучаемых образцов.

2.2 Экспериментальные установки, используемые для исследования статических и динамических магнитных характеристик изучаемых микропроводов.

2.2.1 Вибрационный магнитометр LakeShore.

Статические магнитные свойства АФМ были измерены на вибрационном магнитометре LakeShore. Полностью автоматизированная установка обеспечивает высокую стабилизацию магнитного поля и позволяет проводить измерения в широком диапазоне магнитных полей. Образец АФМ длиной 3 – 4 мм с пред-

варительно удалённым с поверхности стеклом крепится на кварцевый штوك скотчем. Для получения достоверных результатов измерений образец центрируется между полюсными наконечниками и катушками приемного сигнала.

Основные параметры измерительной установки:

- Максимальное магнитное поле, достижимое на установке - 16 кЭ;
- Дискретность изменения поля - 10 Э;
- Точность измерения поля - 0.5 Э;
- Точность измерения величины магнитного момента - 10^{-7} Гс · см³.

2.2.2 АМ-3016 Измеритель RLC.

Динамические магнитные свойства АФМ исследованы на измерителе иммитанса высокой стабильности и точности (измеритель иммитанса или измеритель RLC — радиоизмерительный прибор, предназначенный для определения параметров полного сопротивления). Прибор позволяет измерять модуль импеданса, его активную и реактивную составляющие, фазовый сдвиг и другие радиофизические параметры цепи постоянного или переменного электрического тока.

При выполнении измерений с поверхности АФМ механически удаляется слой стекла. Образец закрепляется в специальный держатель с целью минимизировать паразитные сопротивления и улучшить качества контакта АФМ и прибора. Затем производится калибровка «открытого» и «замкнутого» типов. Измеритель RLC также является источником АС в диапазоне частот до 200 кГц.

Основные параметры измерителя RLC:

- Диапазон частот АС: (50 Гц – 200 кГц);
- 12000 значений тестовой частоты АС;
- Базовая погрешность измерения модуля импеданса – 0,05%;
- Диапазон измерения сопротивления: 10 мкОм – 100 Мом.

2.2.3 Стенд по исследованию магнитоупругих свойств.

Исследование магнитоупругих свойств АФМ под действием внешнего растягивающего напряжения при приложении внешнего переменного магнитного поля были проведены на лабораторном стенде института металлургии им. Байкова в лаборатории Молоканова В.В. В измерительную систему входят: датчик магнитного поля накачки, цифровой осциллограф Hantek DSO5072P, компьютер. Принцип действия датчика основывается на воздействии переменного магнитного поля частотой 10 кГц на исследуемый участок АФМ, помещённый в поле принимающей катушки, и анализе возбуждающих микропроводом собственных электромагнитных колебаний. Исследуемым параметром является изменение амплитуды сигнала перемагничивания АФМ под действием приложенных внешних механических напряжений (см. Главу 1 раздел 1.1).

2.2.4 Стенд для измерения магнитоимпеданса (МИ).

Стенд для измерения МИ состоит из катушек, создающих внешнее постоянное магнитное поле вдоль ОЛН изучаемого образца, зажима для АФМ, источника постоянного электрического тока и АМ-3016 Измерителя RLC. Источник постоянного электрического тока позволяет варьировать величину силы тока в диапазоне от 0 до 10 А с шагом по току 0.01 А. Следует отметить, что катушки и зажим для АФМ были изготовлены автором данной диссертации (см. рис. 2.1)

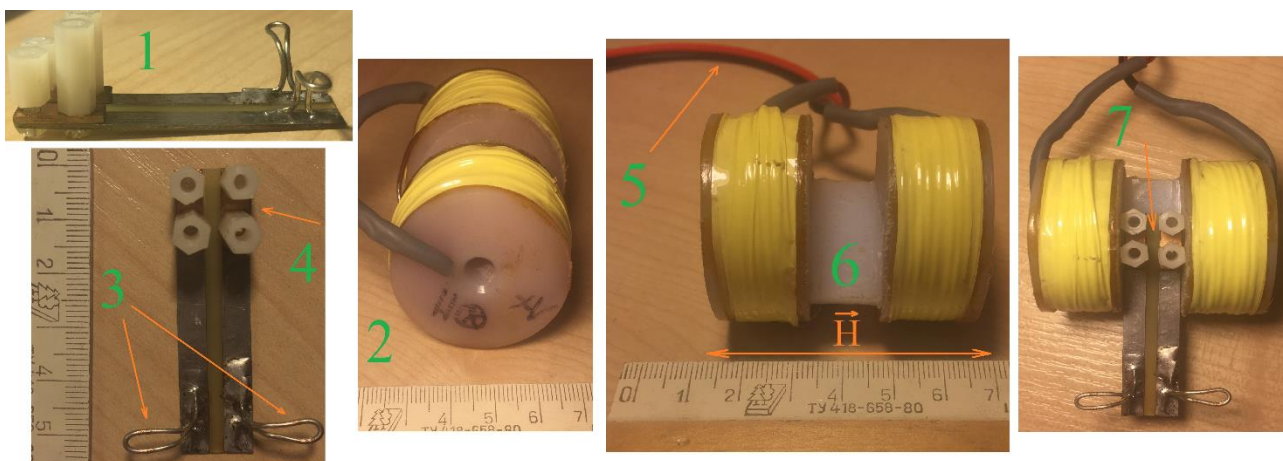


Рисунок 2.1. Катушки (2), создающие постоянное магнитное поле H (6), зажим для АФМ (1), крепление для щупов RLC Измерителя (3), латунная пластина для зажима АФМ (4), двухжильный провод для подключения катушек к источнику постоянного электрического тока (5), система «катушка-зажим» для измерения эффекта МИ (7).

Корпус катушки вырезан из пластика. В качестве провода в катушках использовалась изолированная медная проволока диаметром 1 мм. В центре системы (7) существует зона однородного магнитного поля, напряжённость которого $H(\mathcal{E})$ для катушек прямо пропорциональна произведению количества витков и силе тока в медном проводе обмотки и обратно пропорциональна радиусу катушки с током. $H(\mathcal{E})$ рассчитывается по формуле $H(\mathcal{E}) = 24.5 \cdot I(\text{A})$. МИ эффект можно измерять с шагом по напряжённости внешнего магнитного поля, равной 0.245 Э.

ГЛАВА 3. МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗУЧАЕМЫХ ОБРАЗЦОВ

3.1 Влияние размагничивающего фактора на магнитные характеристики образцов.

В данной главе будет показано, что в некотором приближении (АФМ рассматривается как эллипсоид, а не цилиндр) можно оценить размагничивающий фактор, необходимый для анализа петель магнитного гистерезиса.

Как известно [57], при намагничивании образцов незамкнутой формы необходимо учитывать влияние объемных и поверхностных магнитных зарядов. Если ферромагнитное тело, например, эллипсоид, помещено в однородное магнитное поле, то при намагничивании на его поверхности в направлении внешнего магнитного поля возникают магнитные заряды, которые создадут дополнительное магнитное поле H_0 , направленное внутри образца противоположно внешнему магнитному полю и намагниченности. Тогда суммарное истинное магнитное поле H , внутри исследуемого образца будет равно:

$$H = H_e + H_0 \quad 3.1$$

Нетрудно показать, что магнитное поле H_0 пропорционально намагниченности со знаком минус:

$$H_0 = -4\pi NI \quad 3.2$$

Величина N (называемая размагничивающим фактором) сильно зависит от отношения длины образца к его поперечным размерам. Согласно 3.1 и 3.2 можно записать:

$$H = H_e - 4\pi NI \quad 3.3$$

С учётом $I = \chi H$ и 3.3 можно получить следующую зависимость между полями H и H_e :

$$H = H_e \frac{1}{1 + 4\pi\chi N} \quad 3.4$$

где χ – магнитная восприимчивость вещества, которая определяется только физической природой материала. Величина χ связана с магнитной восприимчивостью образца χ_0 соотношением:

$$\chi_0 = \frac{\chi}{1 + 4\pi\chi N} \quad 3.5$$

Перепишем 3.5 для относительной магнитной проницаемости, (далее магнитной проницаемости), используя выражение $\mu = 1 + \chi$:

$$\mu_0 - 1 = \frac{\mu - 1}{1 + 4\pi(\mu - 1)N} \quad 3.6$$

Таким образом, при очень высокой магнитной проницаемости вещества, когда $\mu \rightarrow \infty$, формула 3.6 принимает вид

$$\mu_0 = 1 + \frac{1}{4\pi N} \quad 3.7$$

и искомая магнитная проницаемость образца будет определяться только его размагничивающим фактором. Следует отметить, что при уменьшении размагничивающего фактора до 0, магнитная проницаемость образца, измеряемая в процессе эксперимента, стремится к истинной магнитной проницаемости вещества.

При измерениях статических магнитных свойств с помощью вибрационного магнитометра необходимо учесть, что в данной работе используются АФМ цилиндрической формы с отношением длины цилиндра l к его диаметру $d_{\text{жилы}}$ (Λ) порядка 100. По формуле 3.3 возможен пересчет измеренной петли гистерезиса в истинную гистерезисную кривую, характеризующую вещество, из которого изготовлен АФМ. Кроме того, известен графический метод сдвига, предложенный Релеем. В этом методе пересчёта справедлив для случая, когда размагничивающий фактор N является постоянной величиной, независимой от намагниченности. Для проведения указанного выше пересчёта необходимо знать N , который рассчитывается аналитически только для однородно намагниченного тела, например, эллипсоида вращения или шара. Образцы конечной длины и не эллипсоидальной формы в однородном внешнем магнитном поле намагничиваются неравномерно. В этом случае размагничивающий фактор является переменной величиной, зависящей не только от Λ , но и от магнитной восприимчивости χ . Например, в статье [58] рассматриваются два вида размагничивающих факторов: баллистический N_b и магнитометрический N_m . Баллистический размагничивающий фактор используется в тех случаях, когда намагниченность измеряется в средней части образца. Магнитометрический размагничивающий фактор применяется при усреднении намагниченности по всему объёму образца, что имеет место при магнитометрических измерениях. В таблице 2 приведены некоторые значения N для эллипсоидов и цилиндров.

Таблица 2. Сравнение размагничивающих факторов для цилиндра и эллипсоида [57]

Λ	$4\pi N$ эллипсоида	$4\pi N_B$ цилиндра для $\chi \rightarrow \infty$	$4\pi N_M$ цилиндра для $\chi \rightarrow \infty$
10	$2,549 \cdot 10^{-1}$	$1,948 \cdot 10^{-1}$	$2,550 \cdot 10^{-1}$
20	$8,48 \cdot 10^{-2}$	$6,771 \cdot 10^{-2}$	$8,98 \cdot 10^{-2}$
30	$4,32 \cdot 10^{-2}$	$3,506 \cdot 10^{-2}$	$4,60 \cdot 10^{-2}$
50	$1,81 \cdot 10^{-2}$	$1,485 \cdot 10^{-2}$	$1,83 \cdot 10^{-2}$
100	$5,42 \cdot 10^{-3}$	$4,470 \cdot 10^{-3}$	$5,2 \cdot 10^{-3}$
200	$1,60 \cdot 10^{-3}$	$1,295 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$
500	$1,48 \cdot 10^{-4}$	$1,76 \cdot 10^{-4}$	—
1000	$8,19 \cdot 10^{-5}$	$6,99 \cdot 10^{-6}$	—
10000	$1,12 \cdot 10^{-7}$	$9,53 \cdot 10^{-8}$	—

Кроме того, в работе учитывался тот факт, что в случае прецизионных измерений следует выбирать форму образцов такой, чтобы добиться однородной или близкой к ней намагниченности. Следует отметить, что без специальной техники в лабораторных условиях изготовить эллипсоид из цилиндра - задача не из легких. Исходя из вышеприведённого анализа литературы, к этому стоит добавить, что на практике находят применение именно АФМ цилиндрической формы. Поэтому в данной работе не применяются приближенные расчёты для размагничивающих факторов [59,60], а осуществляется аппроксимация цилиндра эллипсоидом.

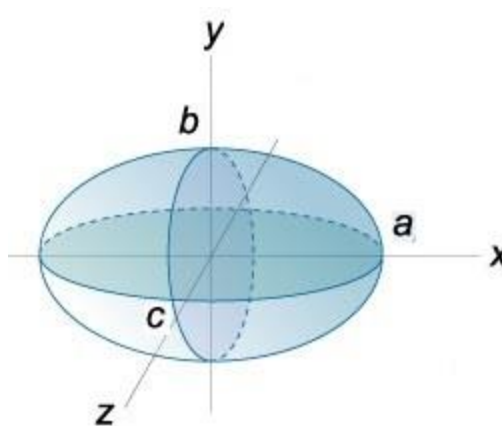


Рисунок 3.1 Модель цилиндрического АФМ

По аналогичной формуле рассчитываются размагничивающие факторы для цилиндрических АФМ, которые в некотором приближении можно рассматривать как эллипсоиды. Тогда расчётная формула для коэффициентов размагничивания вдоль трёх взаимно ортогональных осей x , y и z будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned}
 \text{a) } N_x &= \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{1}{(S+a^2)\sqrt{(S+a^2)(S+b^2)(S+c^2)}} dS, \\
 \text{b) } N_y &= \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{1}{(S+b^2)\sqrt{(S+a^2)(S+b^2)(S+c^2)}} dS, \\
 \text{c) } N_z &= \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{1}{(S+c^2)\sqrt{(S+a^2)(S+b^2)(S+c^2)}} dS.
 \end{aligned}
 \tag{3.8}$$

В 3.8 приведены три коэффициента размагничивающего фактора. При этом нормировка определяется следующим выражением: $N_x + N_y + N_z = 1$. Так как в основании цилиндра лежит круг, то есть $c = b$, то, следовательно, исходя из формулы 3.8 $N_y = N_z$.

Далее рассматривается два случая: АФМ намагничивается поперёк оси микропровода ОУ (N_y) и вдоль оси микропровода ОХ (N_x). Очевидно, что в силу того, что $l \gg d_{\text{жилы}}$, будет справедливо соотношение $N_x \ll N_y$.

Рассмотрим конкретные примеры. Пусть АФМ образцы Со-84 с диаметрами магнитных жил $d_{\text{жилы}} = 49$ мкм, 36 мкм и 32 мкм намагничиваются параллельно и перпендикулярно оси микропровода. В Таблице 3 показаны параметры для расчета эффективной магнитной проницаемости АФМ (см. формулу 3.6) и соответствующий цвет на Рисунке 3.2 а).

Таблица 3. Параметры моделирования N_x и N_y
для расчёта эффективной магнитной проницаемости

	l , мм	$N_x \cdot 10^{-5}$	$N_y \cdot 10^{-5}$	Цвет на Рис. 3.2
Со-84 $d_{\text{жилы}} = 49$ мкм	4.14	58	49971	Красный
Со-84 $d_{\text{жилы}} = 36$ мкм	2.8	67	49966	Чёрный
Со-45 $d_{\text{жилы}} = 32$ мкм	3.6	35	49983	Синий

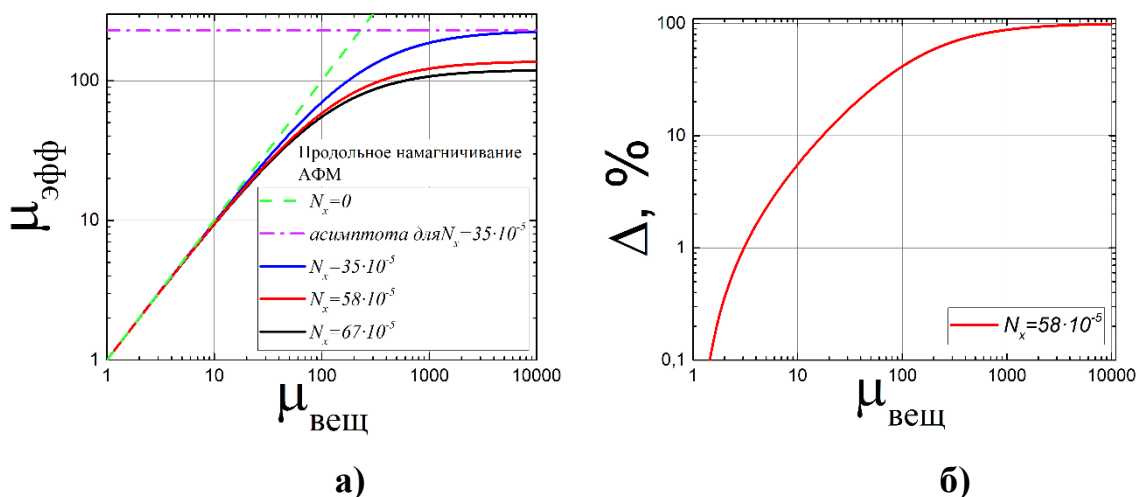


Рисунок 3.2. а) зависимости эффективной магнитной проницаемости $\mu_{эфф}$ от магнитной проницаемости вещества $\mu_{вещ}$, полученные с использованием значений размагничивающих факторов, приведенных в Табл. 3. б) зависимость ошибки измерения $\Delta = \frac{\mu_{вещ} - \mu_{эфф}}{\mu_{вещ}}$ от магнитной проницаемости вещества $\mu_{вещ}$ в случае продольного намагничивания АФМ

Из Рис. 3.2 а) видно, что при значениях магнитной проницаемости вещества $\mu_{вещ}$, превышающих 10, необходимо учитывать размагничивающий фактор, так как полученное в ходе эксперимента значение магнитной проницаемости $\mu_{эфф}$ не является истинной магнитной проницаемостью вещества $\mu_{вещ}$. В результате форма образца влияет на его магнитную проницаемость драматическим образом. Используя данные, полученные для АФМ Со-84 с $d_{жилы} = 49\text{мкм}$ в ходе численного моделирования, построена зависимость величины ошибки измерения $\Delta = \frac{\mu_{вещ} - \mu_{эфф}}{\mu_{вещ}}$ от магнитной проницаемости вещества $\mu_{вещ}$ (Рис. 3.2 б)). Из рисунок 3.2 б видно, в случае большой магнитной проницаемости (порядка 10000) ошибка измерения 100 %.

На рисунке 3.3 представлены результаты изучения эффективной магнитной проницаемости $\mu_{эфф}$.

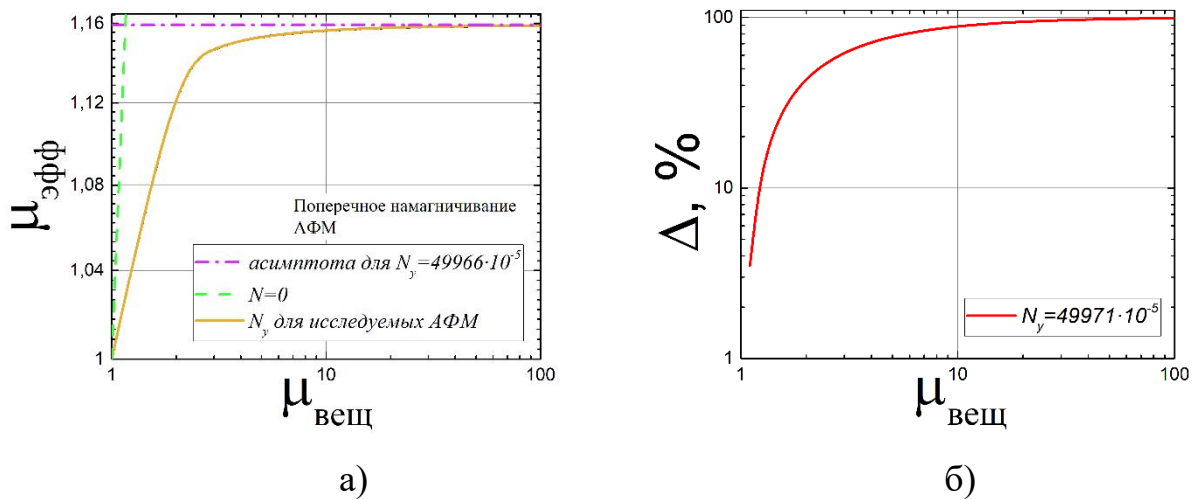


Рисунок 3.3. а) зависимость эффективной магнитной проницаемости $\mu_{эфф}$ от магнитной проницаемости вещества $\mu_{вещ}$, б) зависимость величины ошибки измерения $\Delta = \frac{\mu_{вещ} - \mu_{эфф}}{\mu_{вещ}}$ от магнитной проницаемости вещества $\mu_{вещ}$. В случае поперечного намагничивания АФМ (см. значения размагничивающего фактора в Табл. 3)

Анализ приведенных выше данных показывает, что при больших значениях N , наблюдаемых при выполнении экспериментальных исследований АФМ в магнитном поле, перпендикулярном оси микропровода, невозможно получить магнитную проницаемость, больше, чем 1.28. Следует отметить, что на рисунке 3.3 а) все три зависимости сливаются в одну кривую из-за того, что диаметры АФМ различаются на несколько микрон, а значения N велики.

Данные на рисунках 3.2 а) и 3.3 а) свидетельствуют о том, что чем короче измеряемый АФМ, тем больше размагничивающее продольное магнитное поле. Размагничивающее магнитное поле, а вместе с ним и размагничивающий фактор, будет в тысячи раз меньше для исследуемых образцов, если намагничивать АФМ параллельно оси микропровода.

Кроме того, рисунок 3.3 б) показывает, что намагничивание АФМ поперёк оси микропровода в случае микропровода Со-84 $d_{жилы} = 49\text{мкм}$, $N_y = 0.4997$ ведёт к уменьшению эффективной проницаемости на 50% при истинной магнитной проницаемости, равной примерно 3.

Учитывая вышеизложенное, можно сделать следующий вывод. В случае измерения как продольной, так и поперечной намагниченности образцов с относительной магнитной проницаемостью в среднем превышающей значение 50, необходимо учитывать размагничивающий фактор N , то есть учитывать относительную ориентацию оси АФМ и внешнего магнитного поля.

3.2 Измерение статических магнитных характеристик АФМ

3.2.1 Изучение влияния ориентации магнитного поля относительно оси АФМ на магнитные характеристики АФМ Co-84 (1) образцов

Результаты измерения петель гистерезиса на вибрационном магнитометре в магнитном постоянном поле вплоть до 7000 Э, наблюдаемые для АФМ Co-84 (1), приведены на рисунке 3.4 (а, б, в).

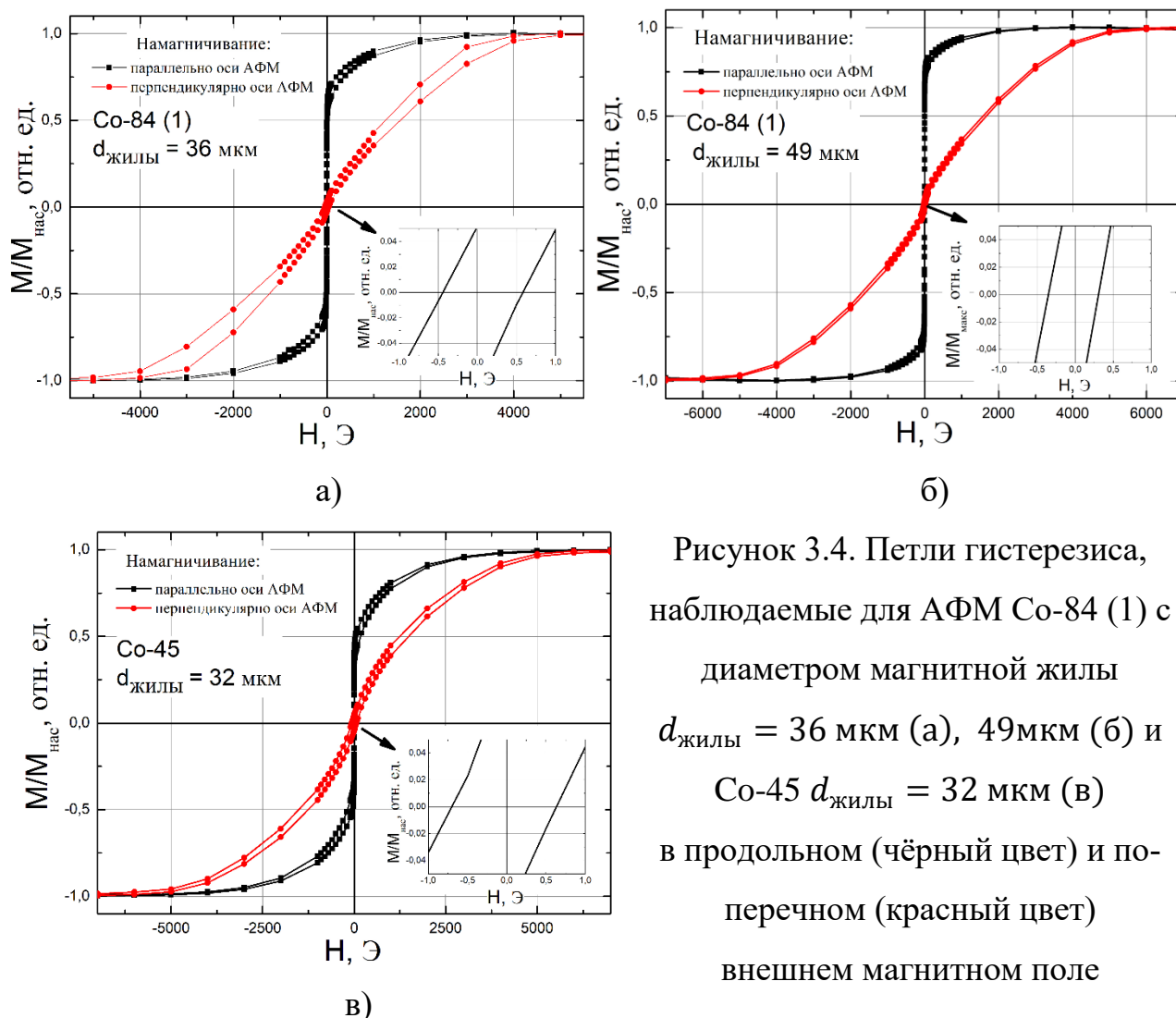


Рисунок 3.4. Петли гистерезиса, наблюдаемые для АФМ Co-84 (1) с диаметром магнитной жилы $d_{\text{жилы}} = 36 \text{ мкм}$ (а), 49 мкм (б) и Co-45 $d_{\text{жилы}} = 32 \text{ мкм}$ (в) в продольном (чёрный цвет) и поперечном (красный цвет) внешнем магнитном поле

По оси ординат графиков на рис. 3.4 отложены относительные значения намагниченности, $M / M_{\text{нас}}$, изучаемых образцов цилиндрической формы при различных значениях перемагничивающего поля H , измеряемого в эрстедах (Э). Из рисунка 3.4 видно, что взаимная ориентация внешнего магнитного поля и оси микропровода влияет на форму петли гистерезиса, что обусловлено различием размагничивающих факторов в продольном и поперечном направлениях относительно оси АФМ (см. Табл. 3). В Таблице 4 приведены магнитные характеристики исследуемых образцов. Следует отметить, что значения магнитного поля насыщения $H_{\text{нас}}$ определялись из петель гистерезиса, наблюдаемых для изучаемых образцов. Величина $H_{\text{нас}}$ соответствовало значению магнитного поля, начиная с которого изменения намагниченности образца не превышают 1 – 2 %. Из графиков на рис 3.4 следует, что Со-84 и Со-45 характеризуются низким значением коэрцитивной силы (H_k).

Таблица 4. Магнитные характеристики АФМ с диаметром магнитной жилы 49, 36 и 32 мкм при ориентации магнитного поля вдоль ОЛН

	l , мм	H_k , Э	$H_{\text{нас}}$, Э	$\mu_{\text{эфф}}$	$\mu_{\text{вещ}}$
Со-45 $d_{\text{жилы}} = 32\text{мкм}$	3.6	≤ 0.6	4700	52	59
Со-84 (1) $d_{\text{жилы}} = 36\text{мкм}$	2.8	≤ 0.5	3000	100	500
Со-84 (1) $d_{\text{жилы}} = 49\text{мкм}$	4.1	≤ 0.5	3500	120	1346

Кроме того, из рисунка 3.4 видно, что для АФМ серий Со-84 и Со-45 наблюдаются петли гистерезиса, характерные для аморфных материалов с отрицательной константой магнитострикции. Следовательно, в этом случае в микропроводах могут существовать приповерхностные круговые домены (см. Рис 8 (а), 10), такую доменную структуру иногда называют «бамбуковой».

3.2.2 Результаты измерений петель гистерезиса для Co-84 (2) изучаемых образцов в магнитном поле, приложенном параллельно оси микропроводов, и определение их магнитных характеристик.

На рисунке 3.5 представлены петли гистерезиса, наблюдаемые для АФМ серии Co-84 (2) с различными диаметрами.

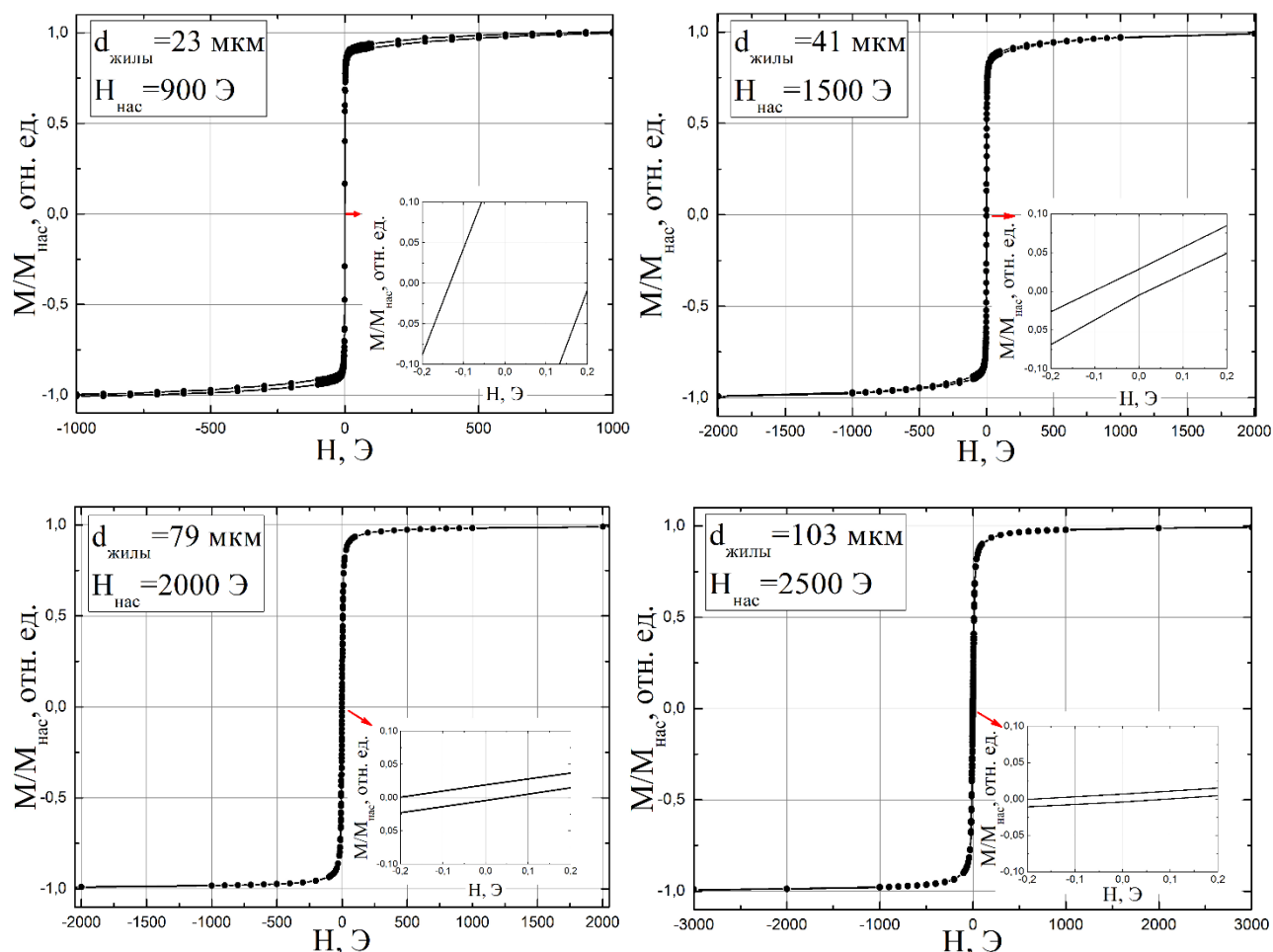


Рисунок 3.5. Петли гистерезиса, наблюдаемые для АФМ серии Co-84 (2) с диаметрами магнитной жилы, равной 23, 41, 79 и 103 мкм. На вставках приведены петли гистерезиса при малых значениях магнитного поля.

Из рисунка 3.5 видно, что с ростом диаметра АФМ серии Co-84 (2) поле насыщения, а также намагниченность насыщения образцов увеличиваются. При этом наклон петель гистерезиса уменьшается, что означает уменьшение магнитной проницаемости с ростом диаметра микропровода. Рост поля насыщения и

намагниченности насыщения можно объяснить влиянием размагничивающего фактора на магнитополовое поведение образцов.

Для определения влияния размагничивающего фактора на форму петли гистерезиса в Таблице 5 приведены значения размагничивающих факторов N_x , найденные для исследуемых АФМ из серии Со-84 (2) с различными диаметрами магнитной жилы и длиной. Размагничивающие факторы АФМ были рассчитаны по формуле 3.8 (а).

Используя формулу 3.3, проведена корректировка истинной напряжённости магнитного поля, действующего на АФМ, а также выполнено сравнение двух магнитных проницаемостей: $\mu_{эфф}$ с $\mu_{вещества}$ (магнитная проницаемость сплава, из которого изготовлен АФМ). Поскольку коэрцитивная сила H_K и поле насыщения $H_{нас}$ являются важнейшими магнитными характеристиками изучаемых образцов, то они также включёнными в Таблицу 5.

Таблица 5. Магнитные характеристики АФМ серии Со-84 (2)

$d_{жилы}$, мкм	l , мм	$N_x \cdot 10^{-5}$	H_K , Э	$H_{нас}$, Э	$\mu_{эфф}$	$\mu_{вещ}$
23	10.26	3	≤ 0.1	900	1854	6213
41	4.27	40	≤ 0.1	1500	564	897
79	3.59	170	≤ 0.1	2000	167	289
103	3.36	304	≤ 0.1	2500	59	72

3.2.3 Результаты измерений петель для Со-84 (3) изучаемых образцов в магнитном поле, приложенном параллельно оси аморфных микропроводов, и определение их магнитных характеристик

На рисунке 3.6 представлены петли, наблюдаемые для АФМ серии Со-84 (3) с различными диаметрами магнитной жилы.

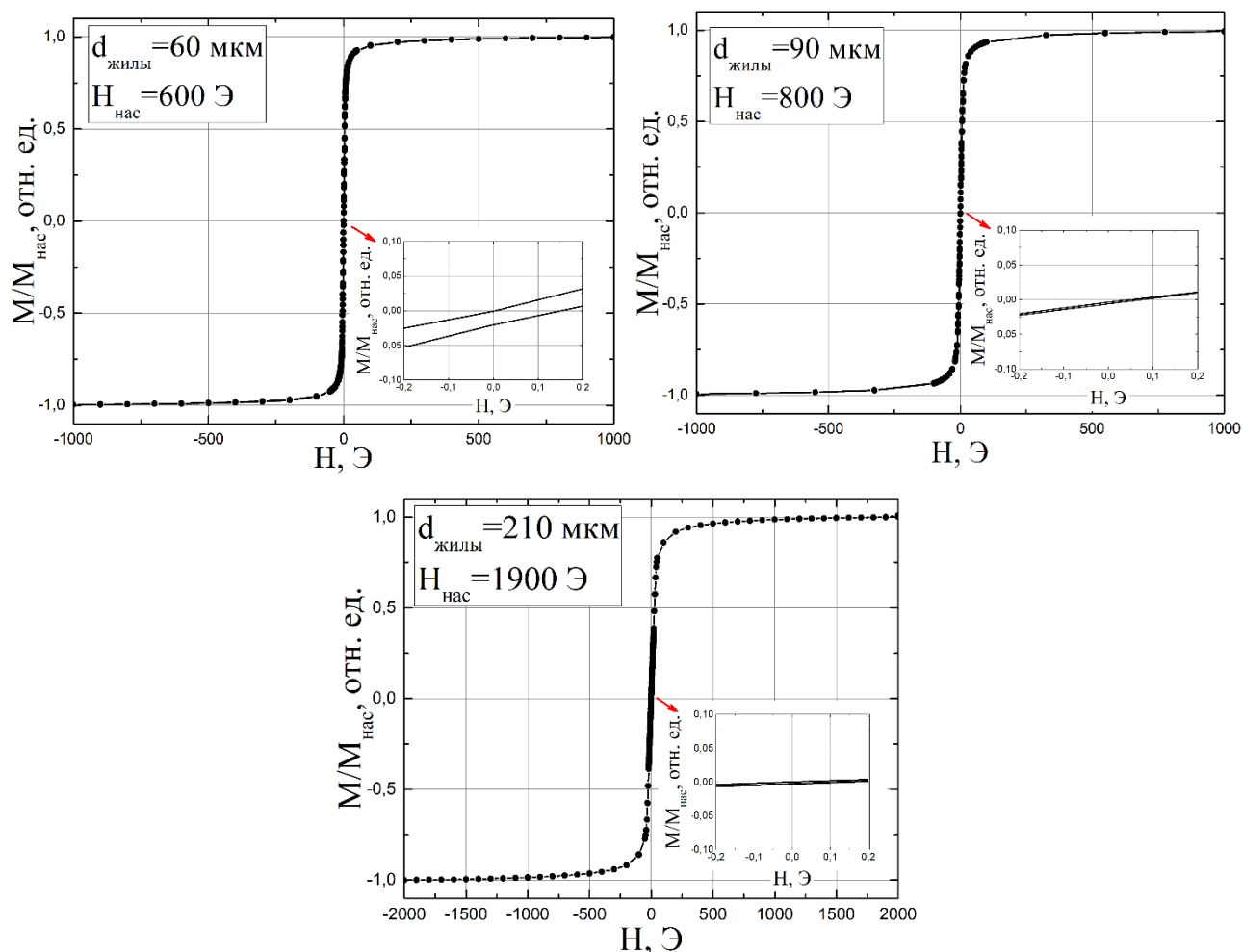


Рисунок 3.6. Петли гистерезиса, наблюдаемые для АФМ серии Со-84 (3) с диаметрами магнитной жилы, равной 60, 90, 210 мкм. На вставках приведены петли гистерезиса при малых значениях магнитного поля.

Из рисунка 3.6 видно, что с ростом диаметра АФМ серии Со-84 (3) поле насыщения, а также намагниченность насыщения образцов увеличиваются. При этом наклон петель гистерезиса уменьшается, что означает уменьшение магнитной проницаемости с ростом диаметра микропровода. Рост поля насыщения и намагниченности насыщения можно объяснить увеличением диаметра микропровода и как следствие ростом размагничивающего фактора на магнитное поведение образцов.

Аналогично разделу 3.2.2 в Таблице 6 представлены статические магнитные характеристики АФМ серии Со-84 (3), рассчитанные с учётом размагничивающих факторов.

Таблица 6. Магнитные характеристики АФМ серии Со-84 (3)

$d_{\text{жилы}}, \text{мкм}$	$l, \text{мм}$	$N_x \cdot 10^{-5}$	$H_k, \text{Э}$	$H_{\text{нас}}, \text{Э}$	$\mu_{\text{эфф}}$	$\mu_{\text{вещ}}$
60	4.11	80	≤ 0.1	600	217	501
90	4.48	145	≤ 0.1	870	139	332
210	3.76	747	≤ 0.1	1900	27	35

ГЛАВА 4. ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИССЛЕДУЕМЫХ АМОРФНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИКРОПРОВОДОВ

4.1. Оптимизация методики измерения частотной зависимости импеданса.

В данной разделе приводятся результаты исследования зависимости импеданса, наблюдаемые для медной проволоки с относительной магнитной проницаемостью, равной единице. Измерительным прибором в этом эксперимента является «АМ-3016 измеритель RLC». Он позволяет измерять импеданс проводника в диапазоне частот от 50 Гц до 200 кГц. Для контроля точности эксперимента используется медная проволока диаметром 50 мкм. При этом проводятся следующие настройки: 1) «борьба» с паразитным сопротивлением контактов измерителя, 2) калибровка измерителя, 3) обеспечение оптимального контакта проводов с щупами измерителя, с целью увеличения площади контакта поверхностей материалов. Ниже будет показано, как техника эксперимента влияет на корреляцию экспериментальных и теоретических частотных зависимостей модуля импеданса измеряемого образца.

Рассмотрим полное сопротивление проводника, обладающего индуктивностью L и активным сопротивлением R_{ac} на низких частотах переменного тока (АС) (см. формулу 1.8). В случае диамагнитной меди, с магнитной проницаемостью, равной единице, индуктивность можно найти с помощью эмпирической формулы, приведенной в [61], где индуктивность диамагнетика зависит только от его длины и диаметра. Таким образом, ни магнитная проницаемость, ни индуктивность медной проволоки не зависят от частоты АС.

На рисунке 4.1 показано сравнение экспериментальных значений модуля импеданса медного провода и результаты теоретического моделирования его частотной зависимости, рассчитанного по формулам [61] и 1.8. для конкретных констант (индуктивности, активного сопротивления на низких частотах, диаметра и длины провода). Измерения для двух длин медных проволок позволяет оценить паразитное сопротивление контактов. Результаты измерений приведены на рисунке 4.1.

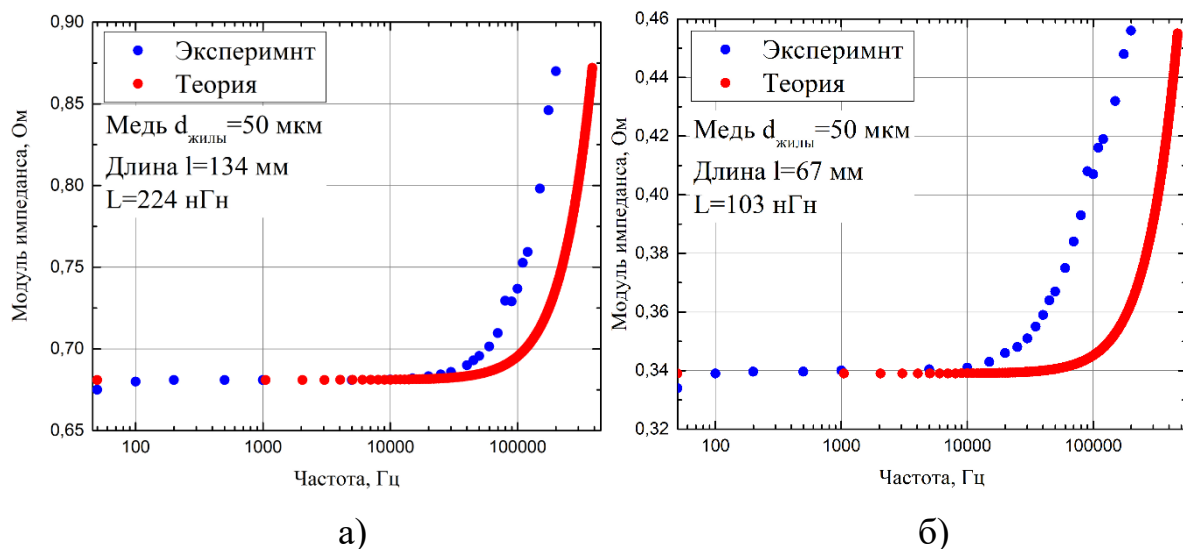


Рисунок 4.1. Теоретическая и экспериментальная частотные зависимости модуля импеданса медной проволоки в диапазоне 50Гц ÷ 200кГц.

Из рисунков 3.1 а и б видно, что в области частот больше 10 кГц экспериментальные значения модуля импеданса медных проволок начинают увеличиваться на более низких частотах по сравнению с теоретическими. Вместе с тем, тангенс угла наклона касательных к приведенным выше кривым в области частот больше 10 кГц практически совпадают для полученных экспериментально и расчетных кривых, что подтверждает выбранную модель для определения модуля импеданса и индуктивности магнитной проволоки.

Далее экспериментально показано, что причиной, описанного выше расхождения теоретических и экспериментальных значений модуля импеданса, является качество электрических контактов между проволокой и щупами измерителя RLC. Для проверки этого факта был изменен способ зажима провода между щупами и добавлена струбцина к двум щупам: левому и правому.

На рисунке 4.2 а, б приведены теоретические и экспериментальные зависимости модуля импеданса от частоты АС для двух медных проволок диаметрами 50 и 110 мкм.

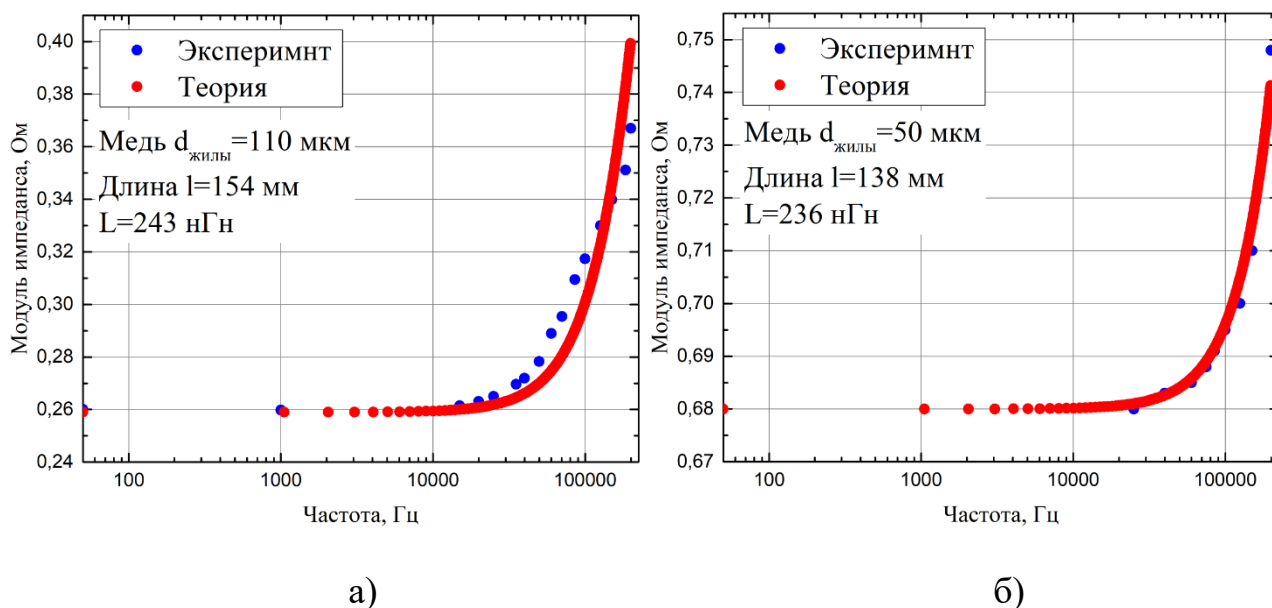


Рисунок 4.2. Теоретическая и экспериментальная частотные зависимости модуля импеданса, наблюдаемые с помощью усовершенствованной измерительной методикой для двух медных проволок с различными диаметрами, в диапазоне частот 50Гц÷200кГц

Из рисунка 4.2 а, б видно, что косвенным доказательством расхождения теоретической и экспериментальной частотной зависимости модуля импеданса может служить качество контакта между щупами измерителя RLC, а также паразитные сопротивления. Таким образом, для исследования АФМ на переменном электрическом токе необходима улучшенная система зажима образцов микропровода. Эта проблема была решена путем создания зажима для АФМ (см. рис. 1.9 (1)).

На рисунке рис. 4.3 приведена частотная зависимость импеданса, наблюдаемая для АФМ Со-84 (1) и Со-45. Для сравнения частотных зависимостей модулей импеданса изучаемых образцов проведена нормировка импеданса на длину провода. Следует отметить, что модуль импеданса образца Со-45 не изменяется в области частот меньше 200 кГц. Следовательно, АФМ Со-84 обладает большей индуктивностью, чем Со-45 (см. формулу 1.8). В результате МИ для образца Со-45 в области частот до 200 кГц не наблюдается.

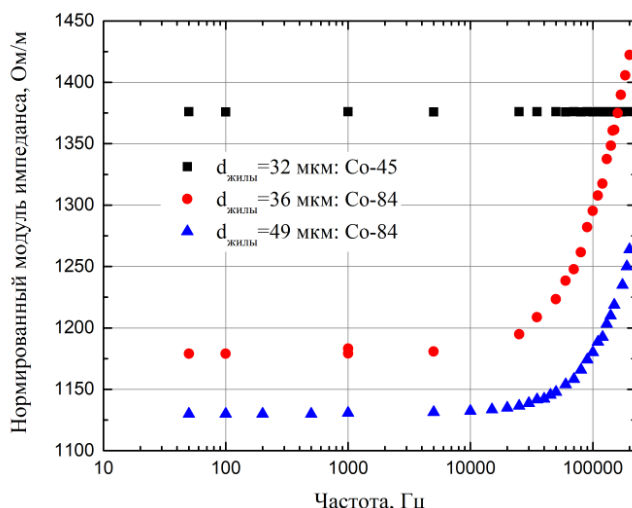


Рисунок 4.3. Экспериментальные частотные зависимости модуля импеданса АФМ Co-84 (1) и Co-45, нормированные на их длину

Из рисунка 4.3 видно, что в области частот $100 < f < 10000$ Гц, где электрический ток можно считать квазистатическим, значение нормированного модуля импеданса практически не изменяется и определяется только активным сопротивлением проводника. Кроме того, сравнение рисунков 4.1 и 4.2 с 4.3 показывает, что импеданс АФМ в области низких частот на три порядка выше, чем у медных проводов. Причиной этого является удельная электрическая проводимость медных проводов, которая на три порядка выше, чем у АФМ.

4.2 Влияние амплитуды переменного тока на импеданс АФМ Co-84 (2).

Перед измерением МИ образцов АФМ Co-84 (2) с разными диаметрами магнитной жилы была исследована зависимость нормированного на максимальное значение модуля импеданса $|Z|/|Z_{\text{макс}}|$ от амплитуды переменный тока AC с частотой 50 и 200 кГц для (см. рис 4.4). Из рис. 4.4 следует, что импеданс АФМ Co-84 (2) нелинейно зависит от амплитуды AC, имеет экстремальное значение в области от 0 до 20 мА. Это значение немонотонно смещается к 20 мА по амплитуде AC с увеличением диаметра.

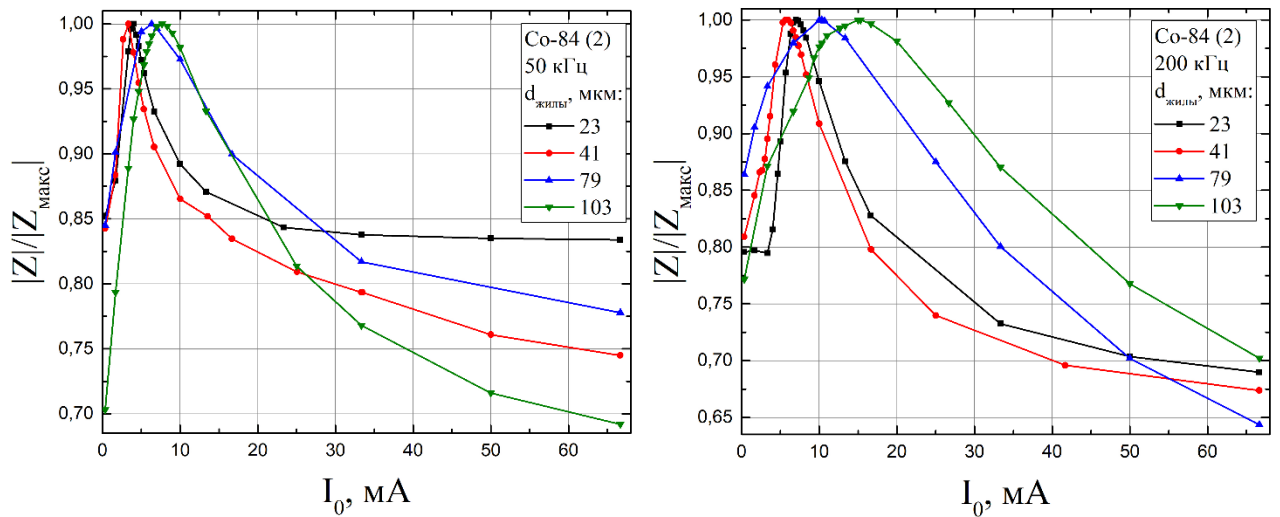


Рисунок 4.4. Зависимости нормированного на максимальное значение модуля импеданса $|Z|/|Z_{\text{макс}}|$ от амплитуды АС с частотой 50 и 200 кГц, наблюдаемые для образцов АФМ Со-84 (2) с разными диаметрами магнитной жилы.

Переменный ток АС $I_0 e^{i\omega t}$ вдоль оси АФМ Со-84 (2), характеризующихся наличием круговых доменов (бамбуковая доменная структура) во внешней оболочке, создает переменное круговое магнитное поле H_ϕ , которое влияет на круговую составляющую намагниченности, а, следовательно, на круговую проницаемость μ_ϕ . Таким образом, μ_ϕ зависит от напряжённости магнитного поля, частоты переменного тока и его амплитуды.

4.3 Результаты измерения магнитоимпеданса (МИ) двух серий: АФМ Со-84 (2) и Со-84 (3).

На рисунках 4.5 и 4.6 показаны магнитополевые зависимости $\mu_{\text{эфф}}/\mu_{\text{эфф макс}}$ и МИ серий АФМ Со-84 (2) и Со-84 (3), рассчитанные соответственно из петель гистерезиса и МИ (см. раздел 3.2.2 и 3.2.3).

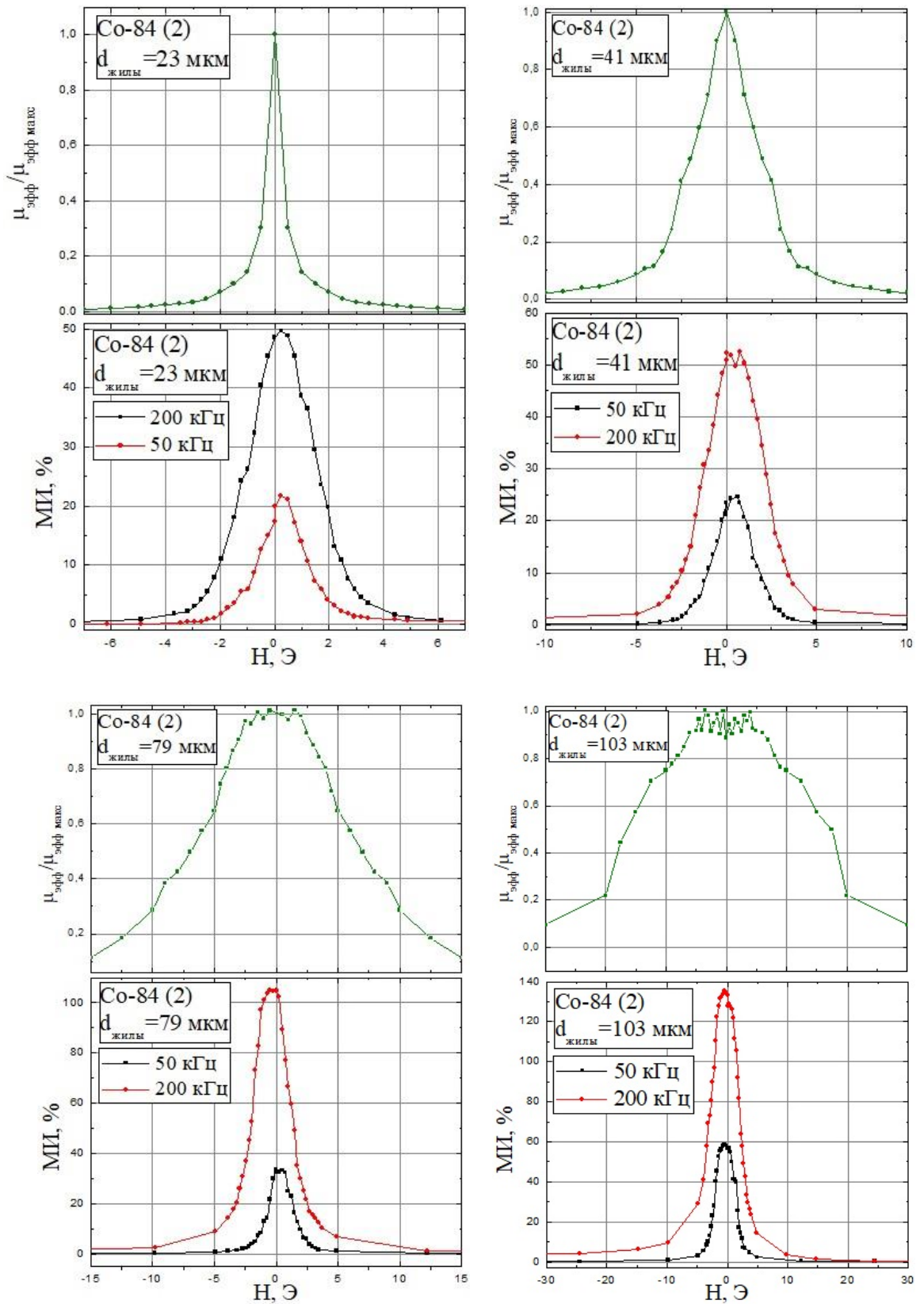


Рисунок 4.5. Сравнение магнитопольевых зависимостей нормированной магнитной проницаемости $\mu_{\text{эфф}}/\mu_{\text{эфф макс}}$, и МИ серии АФМ Co-84 (2)

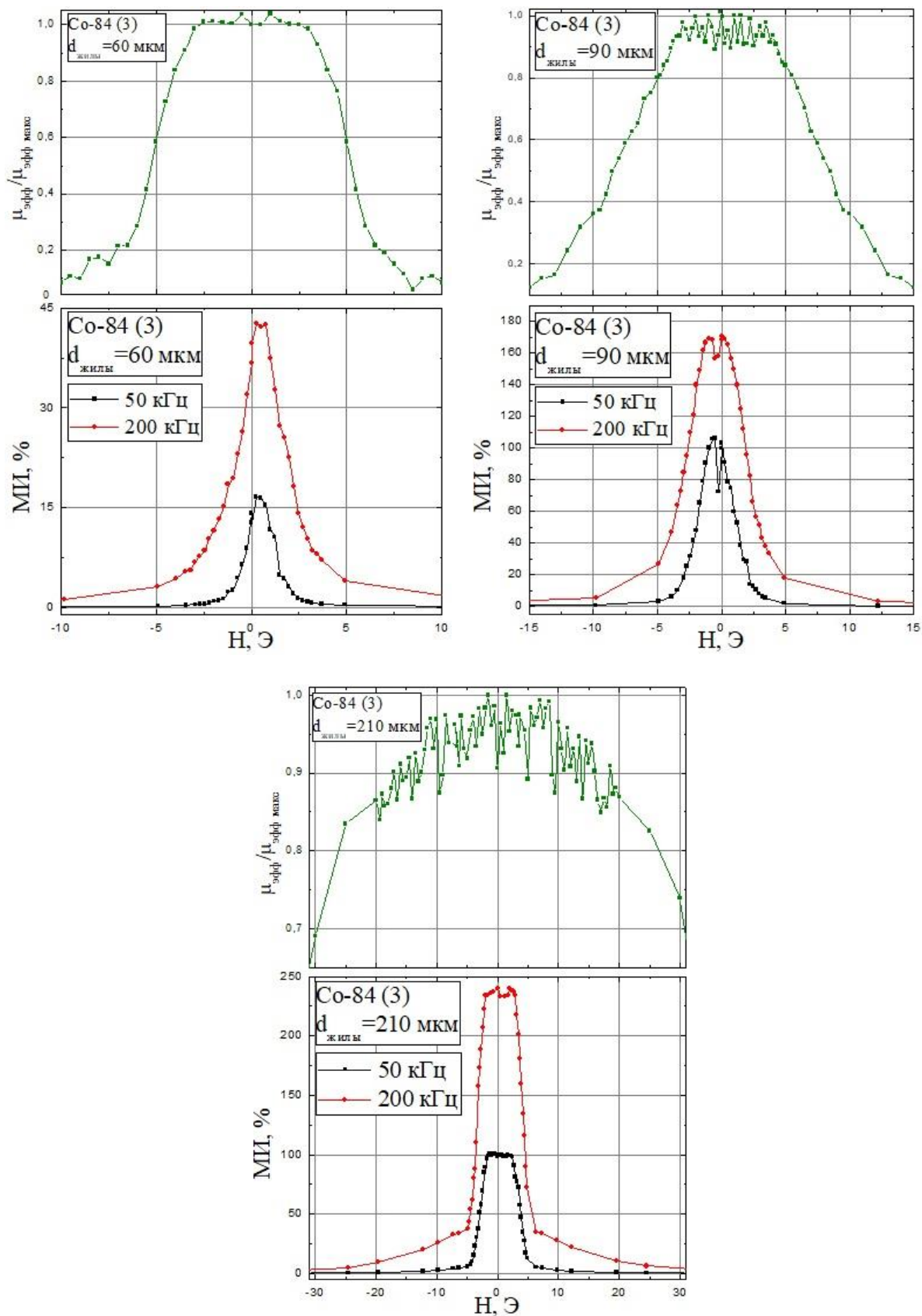


Рисунок 4.6. Сравнение магнитопольевых зависимостей нормированной магнитной проницаемости $\mu_{\text{эфф}}/\mu_{\text{эфф макс}}$ и МИ серии АФМ Co-84 (3).

Из рисунков 4.5 и 4.6 видно, что с увеличением напряжённости магнитного поля H_{dc} , направленного вдоль оси АФМ, до значения поля насыщения $H_{нас}^*$ МИ практически исчезает. Следует различать поля насыщения $H_{нас}$, определяемые из петель гистерезиса, и $H_{нас}^*$, определяемые из магнитолевой зависимости МИ, так как петли гистерезиса измеряются в полях порядка 1000 Э, а МИ – 10 Э (см. Таблицу 7).

Таблица 7. Значение поля насыщения $H_{нас}^*$ МИ на частоте переменного тока АС 200 кГц для серий АФМ Со-84 (2) и Со-84(3) в зависимости от диаметра магнитной жилы $d_{жилы}$.

	Со-84 (2)				Со-84 (3)		
$d_{жилы}$, МКМ	23	41	79	103	60	90	210
$H_{нас}^*$, Э	6	10	15	30	10	15	30

Из таблицы 7 видно, что в случае АФМ Со-84 (2) и Со-84(3) значение $H_{нас}^*$ с ростом $d_{жилы}$ монотонно увеличивается. Кроме того, из рисунков 4.5 и 4.6 можно видеть, что $H_{нас}^*$ увеличивается с ростом частоты АС. Максимум МИ для всех образцов наблюдается при $H_{dc} = 0$, то есть, когда значение круговой магнитной проницаемости μ_ϕ максимально. Анализ, существующих данных показал, что аналитического выражения μ_ϕ от частоты АС и H_{dc} для изучаемых образцов не существует. Сложным является также расчёт процессов намагничивания в скин-эффекте с учетом процессов движения доменной стенки (DWD) и вращения спина, релаксации и резонансных явлений. Однако, как видно из рис. 4.5, 4.6, магнитолевая зависимость дифференциальной магнитной проницаемости, измеряемой на магнитометре LakeShore, является усреднённой по объёму и измеренной в квазистатическом приближении, коррелирует с магнитолевой зависимостью МИ, а, следовательно, с μ_ϕ . У образцов Со-84 (2) с $d_{жилы} = 23, 79, 103$ мкм МИ достигает максимального значения при $H_{dc} = 0$ и имеет монотонную зависимость от H_{dc} (одиночный пик - ОП). У образцов Со-84 (2) с

$d_{\text{жи́лы}} = 41$ мкм и Co-84 (3) с $d_{\text{жи́лы}} = 60, 90, 210$ мкм зависимость МИ от H_{dc} немонотонная: наблюдается двойной пик.

Чтобы объяснить причину этого явления, предположим, что круговую проницаемость определяют вклады от движения доменных границ (DWD) и вращения вектора намагниченности доменов (DMR), то есть $\mu_{\phi} = \mu_{DWD} + \mu_{DMR}$ [62]. При увеличении статического магнитного поля H_{dc} намагниченность в каждом домене поворачивается к направлению оси АФМ. При этом μ_{DMR} увеличивается, а μ_{DWD} уменьшается. Следует отметить, что максимальная проницаемость достигается при H_{dc} , равного поле круговой анизотропии, H_k , (двойной пик – см. рис. 4.5, 4.6). При дальнейшем увеличении H_{dc} магнитополевая зависимость МИ повторяет зависимость МИ одиночного пика. Таким образом, если внутренняя или наведённая анизотропия очень мала (константа анизотропии $K_u \approx 0$), намагниченность в доменах будут ориентирована в основном вдоль оси АФМ. В этом случае μ_{ϕ} является результатом вращения вектора намагниченности доменов и имеет очень большое значение в диапазоне частот магнитоиндуктивного эффекта (случай 50 кГц). Когда H_{dc} начинает увеличиваться, μ_{ϕ} монотонно уменьшается благодаря однонаправленной магнитоупругой анизотропии.

Рассмотрим магнитополевую зависимость магнитоимпеданса в случае наблюдения двойного пика. При $H_{dc} = 0$ H_{ϕ} не влияет на ориентацию вектора намагниченности в доменах. В результате μ_{ϕ} в нулевом магнитном поле не может достигать больших значений. Увеличение H_{dc} приводит к вращению вектора намагниченности от круговых направлений к осевым. Вращение вектора намагниченности доменов проявляется при включении переменного тока АС. μ_{DMR} растёт с увеличением H_{dc} до максимума, то есть, $H_{dc} = H_k$. При этом намагниченность доменов выстраиваются вдоль ОЛН, и эффективное поле $H_{dc} - H_k = 0$. Далее с увеличением H_{dc} , μ_{ϕ} монотонно уменьшается, что обуславливает двойной пик [63]. Поскольку распределение магнитной анизотропии в АФМ может уменьшать значение μ_{ϕ} (а, следовательно, и МИ), необходимо создавать

один тип анизотропии по всему объему образца за счет поиска подходящих условий (например, термического отжига) для реализации магнитной однородности.

Обратимся вновь к рисункам 4.5, 4.6. Видно, что на частотах 200 кГц из-за уменьшения толщины скин-слоя начинает сказываться влияние скин-эффекта (уравнение 1.5). Так как образцы АФМ имеют длину около 13 мм, то размагничивающий фактор пренебрежимо мал, и магнитная проницаемость достигает высоких значений. При этом МИ увеличивается с ростом диаметра и достигает значений 138 и 237 % для АФМ Со-84 (2) и АФМ Со-84 (3) соответственно. На рисунке 4.7 приведены зависимости полей насыщения $H_{\text{нас}}$ и МИ от диаметра магнитной жилы $d_{\text{жилы}}$, наблюдаемые для АФМ Со-84(2) – а) и Со-84 (3) – б). Анализ этих данных показывает, что с увеличением диаметра магнитной жилы от 23 до 103 мкм монотонно растут как поле насыщения $H_{\text{нас}}$, так и максимум МИ, что обусловлено ростом размагничивающего фактора с увеличением $d_{\text{жилы}}$. Поведение вышеописанных зависимостей свидетельствует о корреляции магнитных характеристик и МИ аморфных ферромагнитных микропроводов, измеренных статическим и динамическим методами.

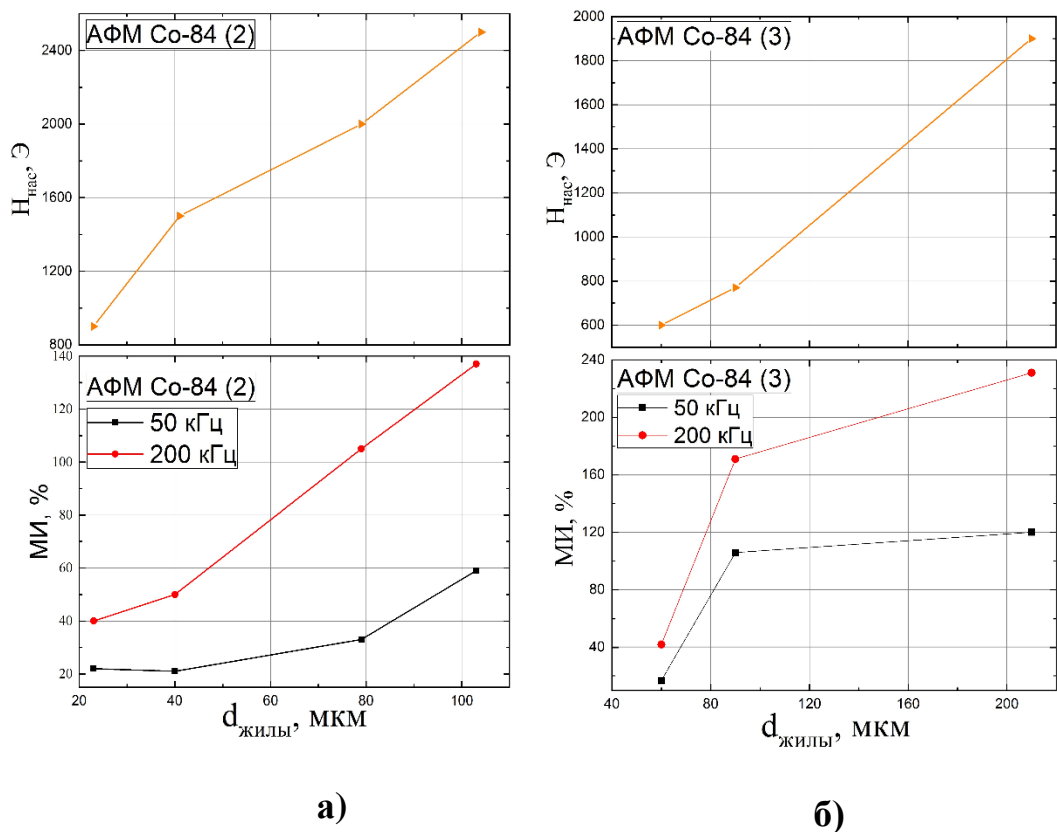


Рисунок 4.7 Сравнение зависимостей полей насыщения $H_{нас}$ и максимумов МИ от диаметра магнитной жилы $d_{жилы}$ АФМ Co-84(2) – а), Co-84 (3) – б)

4.4 Исследование магнитоупругих свойств АФМ Co-84 (2)

С целью расширения информации об изучаемых аморфных микропроводах был измерен магнитоупругий эффект Виллари (изменение намагниченности магнетика под действием механических деформаций). В частности, эффект Виллари был измерен для АФМ Co-84 (2) без стеклянной оболочки с диаметром магнитной жилы $d_{жилы} = 23$ мкм. К изучаемому образцу прикладывались растягивающие напряжения разной величины и регистрировались значения сигналов перемагничивания. На рис. 4.8 показана зависимость амплитуды сигнала перемагничивания исследуемого АФМ под действием растягивающей нагрузки.

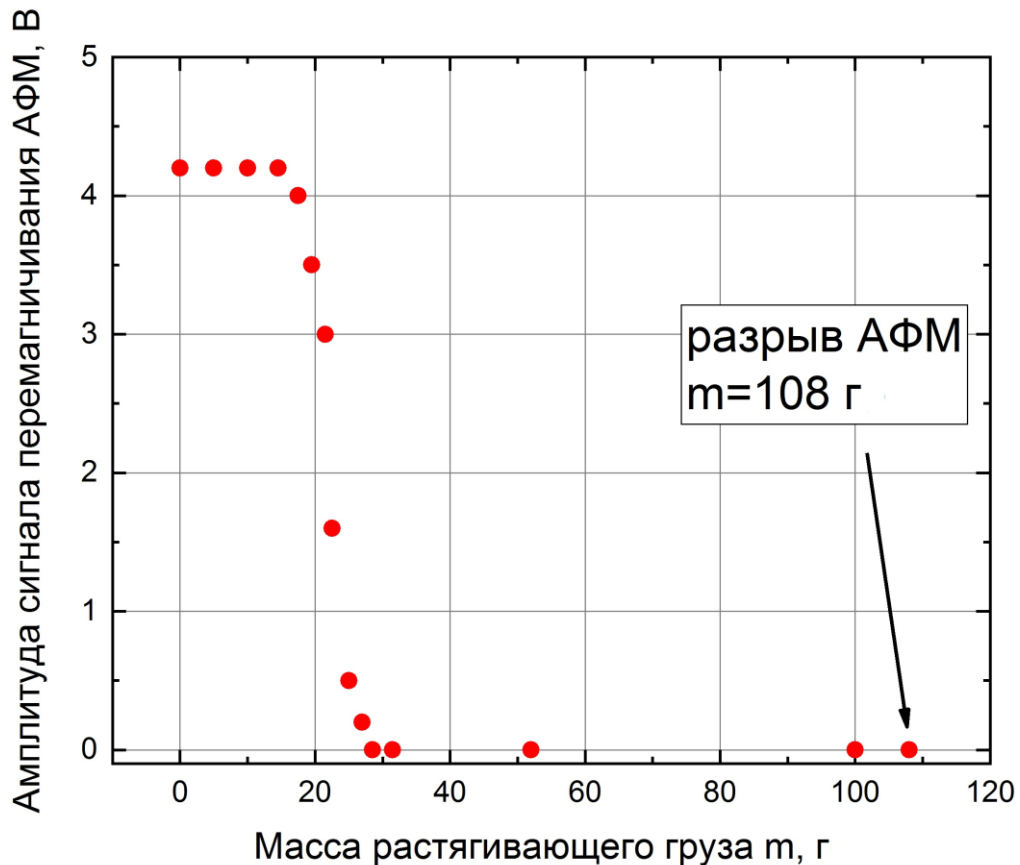
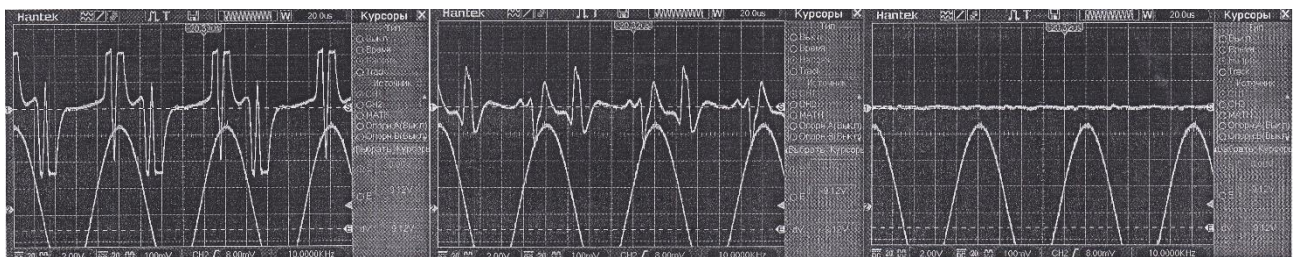


Рисунок 4.8 Зависимость амплитуды сигнала перемагничивания от упругих растягивающих напряжений для АФМ Со-84 $d_{\text{жилы}} = 23$ мкм.

Кроме того, с помощью осциллографа была проанализирована форма и величина сигналов перемагничивания, возникающих при наличии нагрузок (см. рисунок 4.9). Прикладываемая к микропроводу амплитуда переменного магнитного поля, создаваемого генератором на частоте 10 кГц, равнялась 400 мВ.



$m = 14.5$ г
 $A = 4$ В

$m = 21.5$ г
 $A = 3$ В

$m = 25$ г
 $A = 0.5$ В

Рисунок 4.9. Изменение амплитуды сигнала перемагничивания (A) при разных массах нагрузки ($г$)

Из рисунка. 4.9 видно, что под действием растягивающих напряжений, создаваемых грузами массой от 14.5 до 25 г происходит монотонное уменьшение сигнала перемагничивания АФМ. Было найдено, что при нагрузке 108 г АФМ рывается. Таким образом, приведенные выше данные подтверждают возможность наблюдения эффекта Виллари в АФМ типа Со-84 (2), то есть амплитуда сигнала перемагничивания, а значит, и намагниченность АФМ могут быть понижены с помощью упругих деформаций.

ВЫВОДЫ

- Обнаружена зависимость значения поля насыщения и магнитной проницаемости изучаемых аморфных ферромагнитных микропроводов от их диаметра, объясненная влиянием размагничивающего фактора на магнитные характеристики изучаемых образцов;
- Изготовлен стенд для измерения эффекта магнитоимпеданса, что позволило впервые измерить магнитоимпеданс для Со-84 (2) и Со-84 (3) аморфных ферромагнитных микропроводов с разным диаметром магнитной жилы в магнитном поле от -50 до $+50$ Э;
- Обнаружено, что постоянное магнитное поле влияет на величину магнитоимпеданса изучаемых микропроводов, что объяснено зависимостью круговой магнитной проницаемости от амплитуды, частоты переменного тока, напряжённости магнитного поля и размеров аморфных ферромагнитных микропроводов;
- Показано что с ростом диаметра магнитной жилы аморфных ферромагнитных микропроводов Со-84 (2) и (3), магнитоимпеданс на частоте 200кГц монотонно увеличивается, достигая соответственно значений 138 и 237 %;
- Установлено, что для аморфных ферромагнитных микропроводов Со-45 в области частот до 200 кГц магнитоимпеданс практически отсутствует;
- Обнаружено, что при увеличении растягивающего напряжения, приложенного к Со-84 (2) аморфному ферромагнитному микропроводу, регистрируемый сигнал перемагничивания образцов уменьшается, а при некотором максимальном значении нагрузки наблюдается разрыв микропровода. Это свидетельствовало о том, что амплитуда сигнала перемагничивания, а значит, и намагниченность аморфных ферромагнитных микропроводов с отрицательной магнитострикцией могут быть понижены с помощью упругих деформаций, то есть экспериментально подтвержден эффект Виллари.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной магистерской диссертации исследованы статические и динамические магнитные характеристики аморфных микропроводов на основе кобальта для трёх серий образцов $Co_{69}Fe_4Cr_4Si_{12}B_{11}$ Co-84 (1), (2), (3) и $Co_{37}Fe_{32}Ni_8Si_{11}B_{12}$ Co-45. Определено влияние диаметра магнитной жилы на магнитные характеристики, проведен сравнительный анализ измеренных петель гистерезиса и магнитолевых зависимостей магнитоимпеданса для двух серий аморфных микропроводов Co-84 (2) и (3).

Проведенные экспериментальные исследования в магистерской диссертации показали, что благодаря большим величинам эффекта магнитоимпеданса (более 100%) образцы Co-84 (2) с диаметром магнитной жилы 103 мкм и Co-84 (3) с диаметром магнитной жилы 210 мкм можно использовать в качестве материалов для датчиков магнитного поля и приборах, работающих на основе магнитоупругого эффекта Виллари.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. И. В. Салли, И. С. Мирошниченко, Некоторые особенности кристаллизации сплавов эвтектического типа при большой скорости охлаждения, Докл. АН СССР, 1960, том 132, номер 6, 1364–1367
2. Ning, S. R. Gao, J. Wang, Y. G. Review on Applications of Low Loss Amorphous Metals in Motors. *Advanced Materials Research*. 129-131: 1366–1371 (2010)
3. Saotome, Y.; Iwazaki, H. Superplastic extrusion of microgear shaft of 10 μm in module . *Microsystem Technologies*. 6 (4): 126 (2000)
4. Kumar, G.; Tang, H. X.; Schroers, J. Nanomoulding with amorphous metals. *Nature*. 457 (7231): 868–872. Bibcode: 2009 Natur.457..868K (2009)
5. Шалыгина Е.Е., Умнова Н.В, Умнов П.П., Молоканов В.В., Самсонова В.В, Шалыгин А.Н., Рожновская А.А. Особенности магнитных свойств «толстых» микропроводов, полученных методом УлитовскогоТейлора *Физика твердого тела*. – 2012. - Т. 54. - Вып.2. - С. 271-276.
6. Faxiang Qin, Hua-Xin Peng. Ferromagnetic microwires enabled multifunctional composite materials *Progress in Materials Science*. – 2013. - V. 58 - P. 183–259.
7. Zhukova V., Umnov P., Molokanov V., Shalygin A.N. and Zhukov A. Studies of magnetic properties of amorphous microwires produced by combination of by quenching, glass removal and drawing techniques *Key Engineering Materials*. – 2012. - V. 495. - P. 280-284.
8. A. Talaat, J. Alonso, V. Zhukova, E. Garaio, J. A. García, H. Srikanth, M. H. Phan & A. Zhukov Ferromagnetic glass-coated microwires with good heating properties for magnetic hyperthermia *Scientific Reports* volume 6, Article number: 39300 (2016)
9. D.Kozejova L.Fecova P.Klein R.Sabol R.Hudak I.Sulla D.Mudronovae J.Galik R.Varga Biomedical applications of glass-coated microwires *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* Volume 470, 15 January 2019, Pages 2-5

10. Partha Sarkar Chih-Cheng Lu Jen-Tzong Jeng Fu-Te Yuan Meng-Huang LaicHoriaChiriacdNicoletaLupudChing-RayChange Soft ferromagnetic amor phous microwires for GMI sensing cores Journal of Magnetism and Magnetic Materials Volume 474, 15 March 2019, Pages 107-110
11. Умнов П.П., Молоканов В.В., Шалимов Ю.С., Умнова Н.В., Чуева Т.Р., Заболотный В.Т. “Особенности получения аморфного провода методом Улитовского-Тейлора с использованием варианта непрерывного процесса литья”. Перспективные материалы, 2 (2010) 87.
12. Davies H. A. Rapid quenching and formation of metallic glasses Rapidly quenched metals III. - 1978. - Т. 1. - С. 1-21.
13. Buschow K.H.J. Stability and Electrical transport Properties of Amorphous alloys J. Physics. F. Metal Physist. – 1983. – №3. – P. 563.
14. Судзуки К., Фудзимори Х., Хасимото К. Аморфные металлы; под ред. Ц. Масумото. – М.: Металлургия, 1987. – 328 с.
15. Глейзер А.М., Молотилов Б.В. Структура и механические свойства аморфных сплавов. – М.: «Металлургия», 1992. – 208 с.
16. Inoue A., Shen B. L., Chang C. T. Super-high strength of over 4000 MPa for Fe-based bulk glassy alloys in [(Fe_{1-x}Co_x)_{0.75}B_{0.2}Si_{0.05}]₉₆Nb₄ system Acta Materialia. –2004. –V. 52. – Is. 14. – P. 4093-4099.
17. Khandogina E.N., Petelin A.L. Magnetic, mechanical properties and structure of amorphous glass coated microwires J. Magn. Magn.Mater. – 2002. – V. 249. – P. 55-59.
18. Хандогина Е. Н., Петелин А. Л. , Бирман Ю. А., Фролова И. В. Сверхпластичность аморфного микропровода Металлофизика. – 1989. – Т. 11.– №2. – С. 106-108.
19. Дорофеева Е.А., Проношин А.Ф. О формировании магнитной анизотропии и доменной структуры в аморфных металлических сплавах. ФММ, 54 (1982) 946-952.

20. Sato Turtell R., Holzer D., Grossinger R., Sassik H., Pillmayer N. Low-temperature hardening of coercivity of amorphous alloys. *J. Magn. Magn. Mater.*, 226-230 (2001) 1496-1497.
21. Hika K., Panina L.V., Mohri K. Magneto-Impedance in Sandwich Film for Magnetic Sensor Heads. *IEEE Trans Magn*, 32 5 (1996) 4594-4596.
22. Bushida K., Mohri K., Uchiyama T. Sensitive and quick response micro magnetic sensor using amorphous wire MI element Colpitts oscillator. *IEEE Trans Magn*, 31 6 (1995) 3134-3136.
23. Шалыгина Е.Е., Родионова В.В., Умнова Н.В., Умнов П.П., Молоканов В.В., Шалыгин А.Н., Рожновская А.А. Особенности магнитных свойств «толстых» микропроводов, полученных методом Улитовского-Тейлора. *ФТТ*, 54 2 (2012) 271-276.
24. Kronmuller H. Magnetic properties of amorphous ferromagnetic alloys. *J. Magn. Magn. Mater.*, (1979) 53-65.
25. С. В. Вонсовский Магнетизм стр.778 Москва 1971
26. S. Kavesh: Proc. of Intern. Conf. on Rapid Solidification Processing (1977) 165
27. T. Masumoto, I, Ohnaka, A. Inoue and M. Hagiwara Script« Met, 15 (1981) 293
28. Taylor G.F. Method of drawing metallic filaments and a discussion of their properties and uses *Physical Review*. – 1924.V. 23. 655-660.
29. Taylor G.F. Process and apparatus for making Filaments, Patented Feb. 24, 1931, United States Patent Office, 1, 793, 529.
30. Улитовский А.В., Аверин Н.М., А.С. № 161325 СССР, МКИ G 01 C
Способ изготовления металлической микропровода. Заявлено 04.48г., опубликовано 19.03.64г., Бюл. №7, стр.14.
31. Улитовский А.В., Маянский И.М., Авраменко А.И., А.С. № 128427 СССР, МКИ H 01 B 13/06. Способ непрерывного изготовления микропровода в стеклянной изоляции. Заявлено 08.09.50г., опубликовано 15.05.60г., Бюл. №10, стр.14.
32. Красиньков В.Г., Рейман Л.В., Трояновский В.В., А.С. №149138 СССР МКИ H 01 B 13/06. Способ непрерывного изготовления литых микропроводов в

сплошной стеклянной изоляции. Заявлено 05.08.57г., опубликовано 05.02.65г., Бюл. №3, стр.131.

33. Шпирнов В.А. Тонкие нити. – М.: Московский рабочий, 1980. – 152 с
34. Vazquez M, Hernando A (1996) A soft magnetic wire for sensor applications. *J Phys D Appl Phys* 29:939–949
35. Chiriac H, Ovari TA (1996) Amorphous glass-covered magnetic wires: Preparation, properties, applications. *Prog Mater Sci* 40:333–407
36. Velazquez J, Vazquez M, Hernando A, Savage HT, Wun-Fogle M (1992) Magnetoelastic anisotropy in amorphous wires due to quenching. *J App Phys* 70:6525–6527
37. Reininger T, Kronmuller H, Gomez-Polo C, Vazquez M (1993) Magnetic domain observation in amorphous wires. *J Appl Phys* 73:5357–5359
38. Phan MH, Peng HX (2008) Giant magnetoimpedance materials: fundamentals and applications. *Prog Mater Sci* 53:323–420
39. Vazquez M *Handbook of magnetism and advanced magnetic materials* (Chap. Advanced magnetic microwires). In: *Novel materials*, vol 4. John Wiley & Sons Ltd., NJ, pp 1–29 (2007)
40. Usov NA (2002) Stress distribution and domain structure in amorphous ferromagnetic wires. *J Magn Magn Mater* 249:3–8
41. Devkota J, Trang L, Liu J, Qin F, Sun J, Mukherjee P, Srikanth H, Phan MH (2014) A soft ferromagnetic multiwire-based inductance coil sensor for sensing applications. *J Appl Phys* 116:234504
42. Liu JS, Qin FX, Chen DM, Wang H, Shen HX, Xing D, Phan MH, Sun JF (2014) Combined current-modulation annealing induced enhancement of GMI effect of Co-rich amorphous microwires. *J Appl Phys* 115:17A326
43. Larin VS, Torcunov AV, Zhukov A, Gonzalez J, Vazquez M, Panina L (2002) Preparation and properties of glass-coated microwires. *J Magn Magn Mater* 249:39–45
44. Panina LV, Mohri K (1994) Magneto-impedance effect in amorphous wires. *Appl Phys Lett* 65:1189–1191

45. Beach RS, Berkowitz AE (1994) Sensitive field- and frequency-dependent impedance spectra of amorphous FeCoSiB wire and ribbon. *J Appl Phys* 76:6209–6213
46. Panina LV, Mohri K, Uchiyama T, Noda M (1995) Giant magneto-impedance in Co-rich amorphous wires and films. *IEEE Trans Magn* 31:1249–1260
47. Landau LD, Lifshitz EM (1975) *Electrodynamics of continuous media*. Pergamon Press, Oxford
48. Menard D, Britel M, Ciureanu P, Yelon A (1998) Giant magnetoimpedance in a cylindrical magnetic conductor. *J Appl Phys* 84:2805–2814
49. Kraus L (1999) Theory of giant magneto-impedance in the planar conductor with uniaxial magnetic anisotropy. *J Magn Magn Mater* 195:764–778
50. Knobel M, Sanchez ML, Gomez-Polo C, Marin P, Vazquez M, Hernando A (1996) Giant magneto-impedance effect in nanostructured magnetic wires. *J Appl Phys* 79:1646–1648
51. Mohri K, Kohsawa T, Kawashima K, Yoshida H, Panina LV (1992) Magneto-inductive effect (MI effect) in amorphous wires. *IEEE Trans Magn* 28:3150–3152
52. Beach RS, Berkowitz AE (1994) Giant magnetic field dependent impedance of amorphous FeCoSiB wire. *Appl Phys Lett* 64:3652–3654
53. Phan MH, Peng HX (2008) Giant magnetoimpedance materials: fundamentals and applications. *Prog Mater Sci* 53:323–420
54. Kraus L (2003) GMI modeling and material optimization. *Sens Actuators Phys A* 106:187–194
55. Brittel MR, Menard D, Melo LGC, Ciureanu P, Yelon A, Cochrane CW, Rouabhi M, Cornut B (2000) Magnetoimpedance measurements of ferromagnetic resonance and antiresonance. *Appl Phys Lett* 77:2737–2739
56. *Hardware Reference Manual 7400 Series VSM System / LakeShore, 2009*
57. В. И. Чечерников Магнитные измерения стр. 9-12 1969 год
58. Du-Xing Chen, James A. Brug, Member, IEEE, and Ronald B. Goldfarb, Senior Member, IEEE Demagnetizing Factors for Cylinders VOL. 21, NO. 4, JULY 1991

59. Du-Xing Chen, Enric Pardo , Yong-Hong Zhu , Li-Xiong Xiang , Jia-Quan Ding
Demagnetizing correction in fluxmetric measurements of magnetization curves
and hysteresis loops of ferromagnetic cylinders 31 July 2017
60. Franz Lang and Stephen J Blundell of the demagnetizing field in cylindrical sam-
ples in high transverse field experiments Journal of Physics: Conference Series
551 2014
61. <https://www.eeweb.com/tools/wire-inductance>
62. Manuel Vazquez Giant magneto-impedance in soft magnetic “Wires” Journal of
Magnetism and Magnetic Materials 226-230 (2001) 693-699
63. D.-X. Chen, J. L. Munoz, A. Hernando, and M. Vazquez Magnetoimpedance of
metallic ferromagnetic wires VOLUME 57, NUMBER 17 1998

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность научному руководителю доценту дфмн Шалыгину Александру Николаевичу за выбор темы диссертации и помощь в ходе написания работы, аспиранту Петрову Дмитрию Александровичу за важные советы и помощь в решении проблем, возникающих при написании диссертации.

Автор благодарен всем работникам и преподавателям кафедры магнетизма за четыре года плодотворной работы и теплую атмосферу, достойную уважения.