

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего
образования «Национальный исследовательский технологический университет
«МИСИС»

На правах рукописи

Куц Виктор Викторович

ГРАДИЕНТНЫЕ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОМПОЗИТНЫЕ
МАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ БИДОМЕННЫХ КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ

Специальность:

1.3.8 – Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

к.ф.-м.н., с.н.с.,

Турутин А.В.

Москва, 2026

Содержание

Введение.....	4
Глава I. Аналитический обзор литературы.....	13
1.1 Магнитоэлектрический эффект в композитных структурах.....	13
1.1.1 Квазистатическая зависимость МЭ эффекта.....	14
1.1.2 Динамическая зависимость МЭ эффекта.....	14
1.1.3 Чувствительность МЭ структуры к переменному МП.....	16
1.2 Градиентные магнитоэлектрические композитные материалы.....	16
1.3 Выводы по аналитическому обзору литературы и постановка задач исследования.....	37
Глава II. Подготовка экспериментальной установки.....	39
2.1 Катушки Гельмгольца.....	40
2.2 Измерительная плата с операционным усилителем.....	45
2.3 Управляющая программа МЭ измерениями.....	48
2.4 Выводы к главе II.....	50
Глава III. Градиентные МЭ структуры «бидоменный кристалл LiNbO ₃ / Ni / Metglas».....	51
3.1 Поле смещения квазистатической зависимости для структуры «бидоменный кристалл LiNbO ₃ / Ni / Metglas».....	51
3.1.1 Аналитическая модель расчета поля подмагничивания при взаимодействии слоев Ni и Metglas.....	52
3.1.2 Механическое взаимодействие слоев Ni и Metglas.....	58
3.1.3 Пример расчета поля смещения.....	61
3.2 Электрохимическое осаждение никельсодержащих слоев на поверхность бидоменных кристаллов LiNbO ₃	65

3.3	Термическая обработка структур в однородном постоянном МП.....	69
3.4	МЭ датчик тока.....	72
3.5	Выводы к главе III.....	75
	Глава IV. Взаимодействие градиентных МЭ структур с НМП.....	78
4.1	Взаимодействие градиентной МЭ структуры и НМП от единичного провода.....	78
4.2	Взаимодействие градиентной МЭ структуры и НМП от соленоида.....	92
4.3	Взаимодействие градиентной МЭ структуры и НМП от двух взаимноперпендикулярных проводов.....	95
4.4	Детектирование импульсных магнитных сигналов, имитирующих форму магнитных проявлений сердечной активности, градиентной МЭ структурой.....	97
4.5	Выводы к разделу IV.....	103
	Основные результаты и выводы.....	104
	Список сокращений.....	106
	Список использованных источников.....	107
	Приложение А. Полный вывод выражения для N_{12} с использованием квадратурной формулы Гаусса-Лежандра.....	116
	Приложение Б. Скрипт в среде программирования Matlab для расчета параметра N_{12} с разбиением слоя Metglas на элементарные объемы.....	117
	Приложение В. Скрипт в среде программирования Matlab для расчета значения параметра N_{12} с разбиением слоя Metglas на элементарные объемы с логарифмическим шагом вдоль оси X.....	119

Введение

Актуальность темы:

Магнитоэлектрические (МЭ) материалы за счет одновременного наличия ферромагнитного (ФМ) упорядочения и пьезоэлектрического (ПЭ) эффекта способны преобразовывать воздействие внешнего магнитного поля (МП) в электрический сигнал (прямой МЭ эффект) и изменять намагниченность под воздействием внешнего электрического поля (ЭП) (обратный МЭ эффект) [1]. Первое экспериментальное подтверждение существования МЭ эффекта продемонстрировано на однофазном оксиде хрома (III) в работах Радо и Астрова [2, 3]. Однако малые величины МЭ эффекта в однофазных материалах лимитируют возможность их использования для практических применений.

В современной литературе большой интерес научного сообщества обращен к композитным мультиферроикам с механически связанными между собой ПЭ и магнитострикционными (МС) фазами. Вариативность выбора компонентов в МЭ композитах с большими значениями ПЭ и МС коэффициентов дает возможность получения бóльших значений МЭ эффекта в сравнении с однофазными МЭ материалами. На сегодняшний день продемонстрировано успешное применение МЭ композитов в широком спектре устройств: электронно-настраиваемый СВЧ-фильтр [4], МЭ энергонезависимая память [5–7], гиратор [8], тахометр [9], датчик тока [10], преобразователь энергии [11] и др. Высокий интерес к этим материалам подтверждается внушительным количеством статей-обзоров по данной тематике [12–18].

Наиболее перспективным направлением развития тематики композитных мультиферроиков являются сенсорные элементы для датчиков МП [19, 20]. Возможность детектирования МЭ структурами МП величинами вплоть до 200 фТл [21] делает их возможной альтернативой в сравнении с другими

датчиками МП по соотношению себестоимости и чувствительности к МП (такими как SQUID-магнитометр [22], магнитометр на оптической накачке [23], магниторезистивный датчик МП [24] и датчик Холла [25]). Более того, потенциал миниатюризации МЭ структур до микронных размеров может быть реализован для их внедрения в микроэлектромеханические системы (МЭМС) [26, 27].

Для корректной работы МЭ композита требуется вывод в «рабочую точку» за счет приложения внешнего постоянного МП, что реализуется за счет добавления постоянных магнитов, соленоидов либо катушек Гельмгольца, что приводит к увеличению линейных размеров, появлению дополнительных источников магнитного шума и, следовательно, ухудшению характеристик датчика. Одним из реализуемых решений является использование градиентных МЭ структур с дополнительным подмагничивающим слоем [28].

Большинство исследований, связанных с композитными мультиферроиками, выполнены в специальных лабораторных условиях, подразумевающих использование однородных МП (ОМП). В то же время в практических применениях обычно детектируются неоднородные МП (НМП), в случае которых при проведении измерений с помощью МЭ структур необходимо учитывать дополнительные параметры (распределение внешнего МП по объему МС компонента, тип источника НМП, расположение МЭ датчика относительно источника НМП). Взаимодействие МЭ композитов с НМП остается актуальной тематикой для исследования [29–34].

Исследования выполнялись на базе НИТУ МИСИС в рамках НИР, поддержанных по следующим проектам:

- грант УМНИК Фонда содействия инновациям № 11815ГУ/2023 «Разработка магнитоэлектрического композитного датчика неоднородных магнитных полей для использования в приборах медицинского назначения и полупроводниковой промышленности» (2022-2024 гг.);

- Государственное задание проект № 0718-2020-0031 «Новые магнитоэлектрические композитные материалы на основе оксидных сегнетоэлектриков с упорядоченной доменной структурой: получение и свойства» (2021-2023 гг.);
- Государственное задание проект № FSME-2024-0001 «Бессвинцовые сегнетоэлектрики и магнитоэлектрические материалы для перспективных сенсоров, актюаторов и элементов электроники» (2024-2026 гг.);
- грант РФФИ проект № 22-19-00808 «Градиентные композитные магнитоэлектрические материалы для сверхчувствительных датчиков неоднородных магнитных полей» (2022-2024 гг.).

Цель работы:

Исследование градиентных магнитоэлектрических композитных структур на основе бидоменных кристаллов LiNbO_3 и слоев $\text{Ni}/\text{Metglas}$ с ненулевым МЭ откликом в отсутствие внешнего постоянного МП.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Разработать и сконструировать экспериментальные установки для получения никельсодержащих подмагничивающих слоев методом электрохимического осаждения, проведения термической обработки в постоянном МП и исследования МЭ характеристик градиентных композитных структур.
2. Получить градиентные МЭ структуры «бидоменный кристалл LiNbO_3 / Ni / Metglas » и исследовать влияние параметров подмагничивающего слоя на их МЭ отклик.
3. Предложить теоретическое описание поля смещения с учетом магнитоэлектрического и магнитоупругого вкладов в градиентной МЭ структуре «бидоменный кристалл LiNbO_3 / Ni / Metglas ».

4. Провести моделирование и экспериментальное исследование отклика градиентных МЭ структур на НМП, формируемые различными модельными источниками, включая одиночный проводник, соленоид и систему взаимно перпендикулярных проводников.
5. Разработать методику регистрации и картирования НМП с использованием градиентной МЭ структуры «бидоменный кристалл LiNbO_3 / Ni / Metglas».
6. Оценить возможность детектирования магнитного сигнала, имитирующего форму протекающих импульсов в сердце живых организмов, при помощи градиентной МЭ структуры.

Объекты и методы исследования:

Объектами исследования являлись градиентные МЭ структуры «бидоменный кристалл LiNbO_3 / Ni / Metglas 2826MB», содержащие подмагничивающий слой Ni и МС слой Metglas. Слои Ni получали методом электрохимического осаждения и подвергали термической обработке в постоянном МП. Характеристики полученных слоев Ni исследовали методами профилометрии, рентгеноструктурным анализом и магнито-силовой микроскопией.

МЭ отклик структур исследовали в однородных и неоднородных МП в зависимости от внешнего постоянного МП и частоты переменного МП. НМП создавали с использованием одиночного проводника, соленоида и системы взаимноперпендикулярных проводников. Электрический отклик структур регистрировали методом синхронного детектирования. Для интерпретации экспериментальных результатов применяли теоретическое моделирование магнитного взаимодействия подмагничивающего и МС слоев.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Поле самоподмагничивания градиентной магнитоэлектрической структуры «бидоменный кристалл LiNbO_3 / Ni / Metglas» определяется суперпозицией магнитостатического поля остаточного намагниченного слоя Ni и магнитоупругого поля, обусловленного механическим взаимодействием слоев Ni и Metglas; для данной структуры магнитоупругий вклад направлен противоположно магнитостатическому и частично компенсирует его.
2. Величина поля смещения квазистатической магнитоэлектрической зависимости структуры «бидоменный кристалл LiNbO_3 / Ni / Metglas» определяется толщиной подмагничивающего слоя Ni; при толщине Ni 9 мкм и Metglas 29 мкм рабочая точка структуры смещается к началу линейного участка полевой зависимости без приложения внешнего постоянного магнитного поля.
3. Внутреннее магнитное поле подмагничивающего слоя Ni в градиентной структуре «бидоменный кристалл LiNbO_3 / Ni / Metglas» смещает квазистатическую зависимость магнитоэлектрического отклика таким образом, что при отсутствии внешнего постоянного магнитного поля реализуется линейное преобразование магнитного поля, создаваемого постоянным током. Для структуры $\text{LiNbO}_3(500 \text{ мкм})$ / $\text{Ni}(10 \text{ мкм})$ / Metglas 2826MB (29 мкм) коэффициент преобразования составляет 0,9 В/А, а линейность в диапазоне токов до 10 А – 99,8 %.
4. При картировании неоднородного магнитного поля градиентной магнитоэлектрической структурой-кантилевером наблюдается пространственное смещение координаты максимума МЭ сигнала относительно координаты максимальной величины интегральной магнитной индукции поля источника.

Научная новизна работы:

1. Предложена самосогласованная модель поля смещения в градиентной структуре «бидоменный кристалл LiNbO_3 / Ni / Metglas», в которой результирующее внутреннее поле представлено в виде суммы магнитостатического вклада остаточной намагниченности Ni и магнитоупругого вклада, обусловленного несовпадением магнитострикционных деформаций Ni и Metglas. Для рассмотренного набора параметров количественно разделены вклады $-4,67$ Э и $+1,39$ Э и получено результирующее поле $-3,28$ Э.
2. Экспериментально установлена связь между толщиной подмагничивающего слоя Ni в диапазоне 2–10 мкм и смещением квазистатической МЭ зависимости; определена толщина Ni около 9 мкм, при которой рабочая точка структуры достигает начала линейного участка без дополнительного МП.
3. Установлены особенности пространственного отклика самоподмагниченной градиентной структуры на НМП различной геометрии. Для поля одиночного провода выявлено систематическое смещение координаты максимального отклика на 2–5 мм, воспроизводимое моделью с расчетным смещением около 6 мм; показана необходимость учета данного эффекта при интерпретации и картировании НМП.
4. Разработан и экспериментально апробирован способ двумерного картирования НМП градиентной структурой «бидоменный кристалл LiNbO_3 / Ni / Metglas» для источников различной конфигурации (одиночный провод, соленоид, два взаимно перпендикулярных провода).
5. Показана возможность восстановления временной формы импульсного неоднородного магнитного сигнала путем учета измеренной частотной чувствительности магнитоэлектрической структуры и последующего обратного преобразования Фурье, что позволяет выделять положения R-подобных пиков, имитирующих магнитные проявления сердечной активности во входной форме сигнала.

Практическое значение полученных результатов:

Практическая значимость работы заключается в разработке МЭ сенсорных структур «бидоменный кристалл LiNbO_3 / Ni / Metglas», обеспечивающих регистрацию магнитных полей без приложения внешнего постоянного МП. Использование внутреннего подмагничивающего слоя Ni позволяет упростить конструкцию сенсорного элемента и уменьшить электропотребление и размеры устройств на их основе.

Разработанная модель магнитного взаимодействия подмагничивающего и МС слоев может быть использована для выбора параметров градиентных МЭ структур, обеспечивающих необходимое смещение полевой зависимости и повышение отклика в заданных условиях эксплуатации.

Предложенная методика регистрации и картирования НМП может быть использована при создании компактных средств магнитной диагностики и контроля локальных распределений МП; разработанный способ защищен патентом РФ RU 2841489 C1. Экспериментально показана возможность регистрации импульсных магнитных сигналов, имитирующих магнитные проявления сердечной активности, что определяет перспективность их дальнейшего применения в биомагнитных сенсорных системах.

Личный вклад автора:

Личный вклад автора в работу состоит в разработке экспериментальной установки по измерению МЭ эффекта, системы для проведения электрохимического осаждения никельсодержащих слоев, системы для проведения отжига в постоянном ОМП. Автором описаны теоретическая модель и численное моделирование поля смещения в градиентной структуре «бидоменный кристалл LiNbO_3 / Ni / Metglas» с программным расчетом параметра N_{12} . Отработаны технологические режимы на каждом этапе подготовки градиентных МЭ структур.

Проведены все экспериментальные работы и дальнейший анализ полученных данных. Автор внес основной вклад в написании статей и патента по обработанным результатам исследований. Экспериментальные результаты получены на кафедре Материаловедения Полупроводников и Диэлектриков НИТУ МИСИС.

Апробация работы:

Результаты исследований были представлены в виде докладов на следующих конференциях:

1. Куц В.В., Турутин А.В., Кубасов И.В., и др. «Магнитоэлектрический датчик тока на основе градиентной структуры бидоменный LiNbO_3 (LN)/Ni/Metglas». Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых "Ломоносов-2021", 2021, Москва, Россия, 12/04/2021 – 23/04/2021. Устный доклад.
2. Куц В.В. «Магнитоэлектрический датчик тока на основе градиентной структуры». 76-е Дни науки НИТУ МИСИС, 2021, Москва, Россия, 01/04/2021-16/04/2021. Устный доклад.
3. Kuts V.V., Turutin A.V., Kubasov I.V. et al. «Gradient Magnetoelectric Current Sensor». International Conference «Functional Materials» ICFM-2021, 2021, Alushta, Crimea, 04/10/2021 – 08/10/2021. Устный доклад.
4. Kuts V.V., Turutin A.V., Skryleva E.A. et al. «MEMS magnetoelectric composite structure for low-magnetic field sensing». X International Scientific Conference «Actual problems of solid state physics», 2023, Minsk, Belarus, 22/05/23 – 26/05/23. Устный доклад.
5. Куц В.В., Турутин А.В., Кубасов И.В. и др. «Влияние направления намагниченности на магнитоэлектрические свойства структуры «бидоменный $\text{LiNbO}_3/\text{Fe}_{77}\text{Co}_4\text{Si}_8\text{B}_{11}$ ». XXV Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах», 2024, Москва, Россия, 01/07/24 – 06/07/24. Устный доклад.

6. Kuts V.V., Turutin A.V., Kubasov I.V. et al. «Magnetoelectric Composite Materials from Bulk to MEMS». VI International Baltic Conference on Magnetism, 2025, Kaliningrad, Russia, 17/08/25 – 21/08/25. Устный доклад.

По теме диссертации опубликовано 4 статьи и 1 патент.

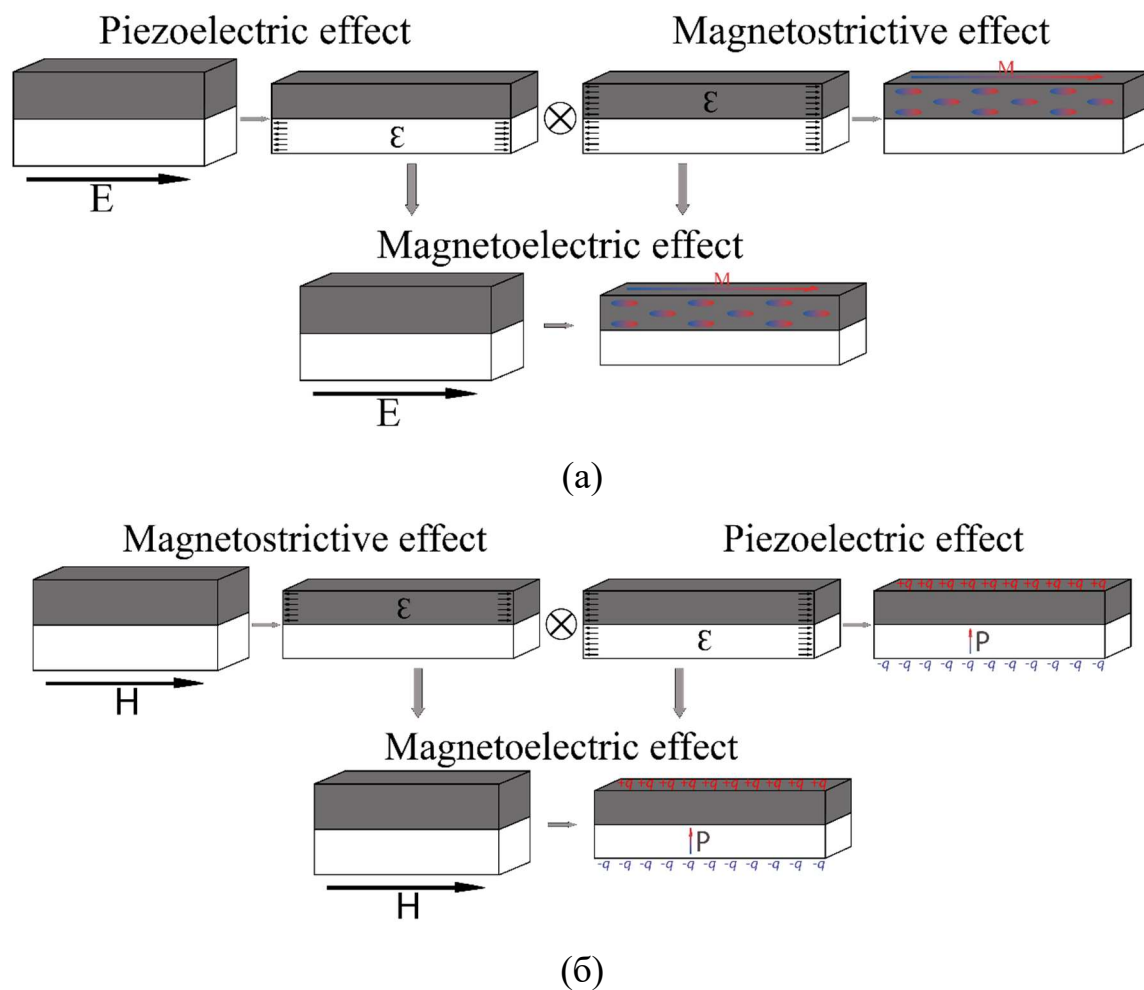
Структура и объем работы:

Диссертация состоит из введения, 4 глав, выводов, списка сокращений, списка используемых источников из 73 наименований и трех приложений, изложена на 121 странице, включая 48 рисунков и 2 таблицы.

Глава I. Аналитический обзор литературы

1.1 Магнитоэлектрический эффект в композитных структурах

МЭ материалы за счет одновременного наличия ФМ упорядочения и ПЭ эффекта способны преобразовывать воздействие внешнего МП в электрический сигнал (прямой МЭ эффект) и изменять намагниченность под воздействием внешнего ЭП (обратный МЭ эффект). Обратный и прямой МЭ эффекты представлены на рисунке 1 (а, б) соответственно.



а – обратный, б – прямой.

Рисунок 1 – МЭ эффект в композитных материалах

1.1.1 Квазистатическая зависимость МЭ эффекта

В случае МЭ коэффициента α_{ij} как функции постоянного внешнего МП вид зависимости определяется поведением пьезомагнитного (ПМ) коэффициента q_{ij} как частной первой производной коэффициента магнитострикции λ_{ij} по постоянному МП:

$$q_{ij} = \frac{\partial \lambda_{ij}}{\partial H_{DC}} \quad (1)$$

Виды зависимостей коэффициентов λ_{ij} , q_{ij} и α_{ij} от величины постоянного МП представлены на рисунке 2. Зависимости ПМ и МЭ коэффициентов можно разделить на четыре области: область квадратичной зависимости при малых полях (область 1); линейный участок (область 2); область экстремума (область 3) и зона спада (область 4). Стоит отметить, что выбор определенного диапазона варьируется в зависимости от практической цели: линейный участок зависимости используется при детектировании внешнего постоянного МП [35, 36]; область экстремума – для получения максимальной чувствительности к переменному МП.

1.1.2 Динамическая зависимость МЭ эффекта

Зависимость МЭ коэффициента α_{ij} как функции частоты переменного МП имеет два типа частотных диапазонов: в первом случае величина МЭ коэффициента флуктуирует около одного значения (1); в другом варианте величина МЭ коэффициента претерпевает резкие рост и спад, что выражено в виде пика (2). При этом частота, которая соответствует максимуму пика, соответствует частоте электромеханического резонанса (ЭМР) МЭ композитной структуры. Зависимость МЭ коэффициента от частоты переменного МП представлена на рисунке 3.

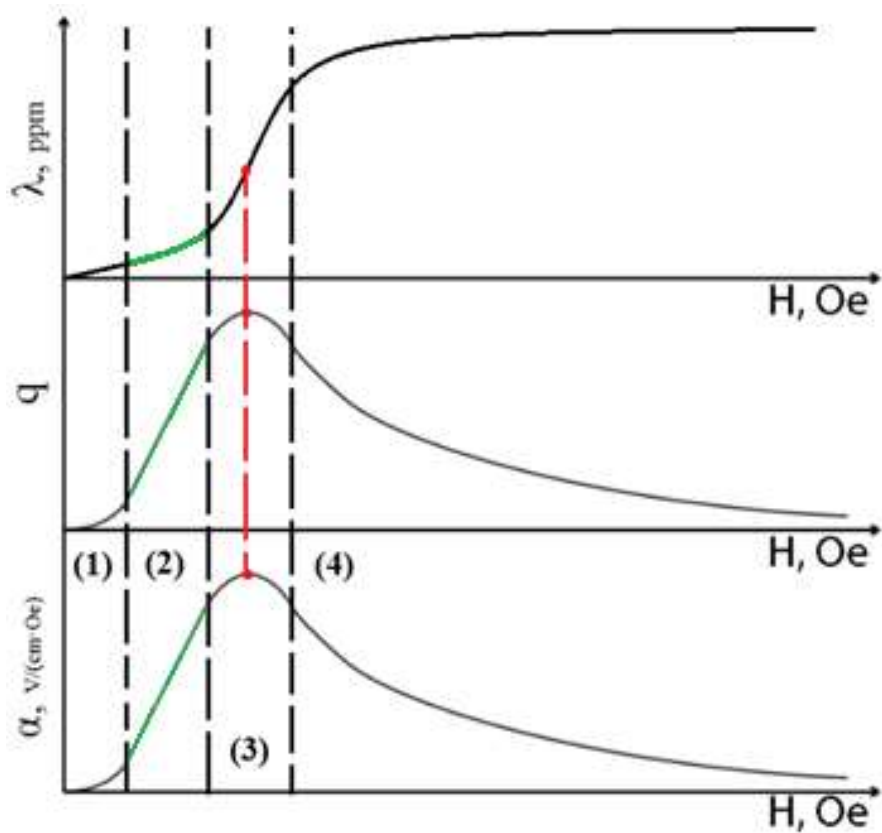


Рисунок 2 – Зависимости коэффициентов λ_{ij} , q_{ij} и α_{ij} от величины постоянного МП

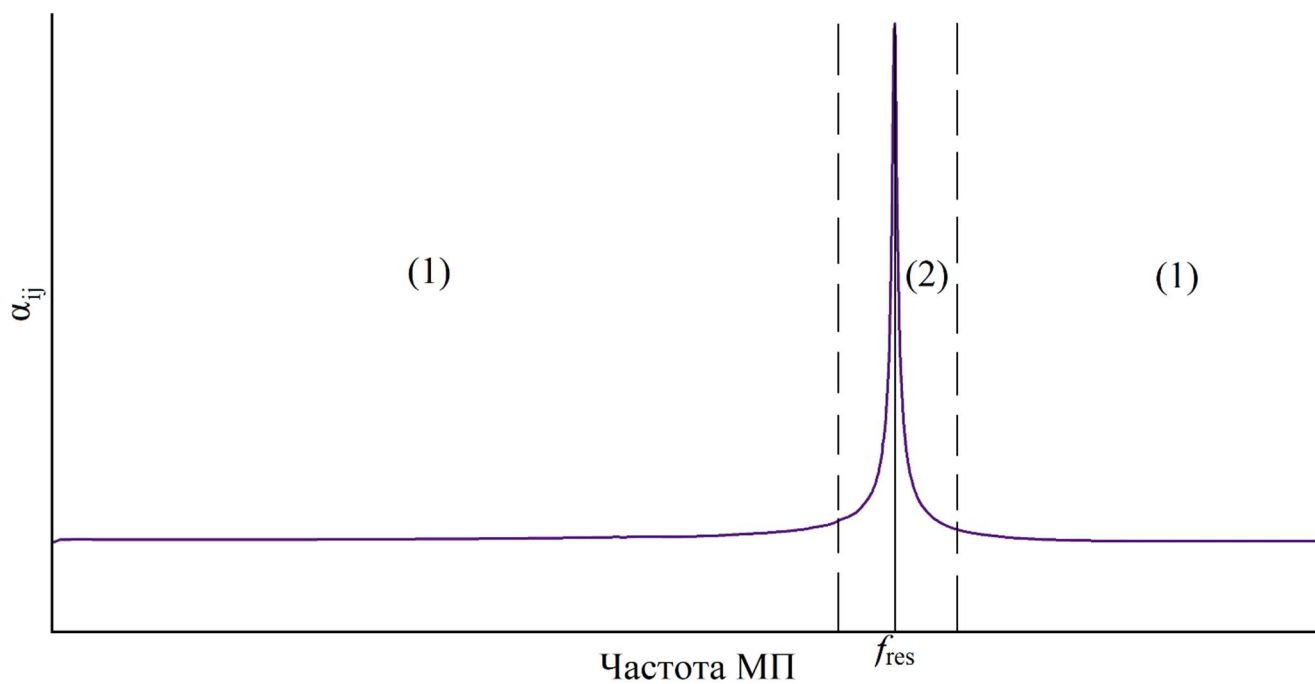


Рисунок 3 – Вид зависимости α_{ij} от частоты переменного МП

1.1.3 Чувствительность МЭ структуры к переменному МП

Зависимость МЭ сигнала от амплитуды переменного МП необходима для определения предельной чувствительности МЭ композитного материала к МП. В диапазоне малых переменных МП зависимость имеет линейный вид (1), а при достижении определенного значения МП детектируемый сигнал перестает изменяться и флуктуирует на одном уровне, что связано с сопоставимыми уровнями МЭ сигнала и теплового шума Джонсона-Найквиста (2). Типовая зависимость МЭ сигнала от амплитуды переменного МП представлена на рисунке 4.

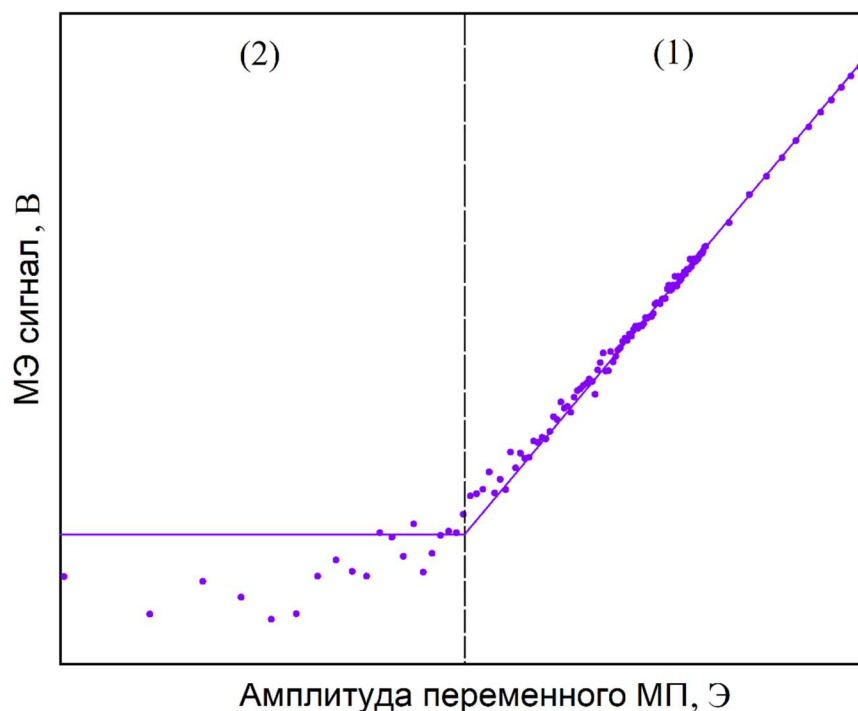


Рисунок 4 – Зависимость МЭ сигнала от амплитуды переменного МП

1.2 Градиентные магнитоэлектрические композитные материалы

Вне зависимости от объекта исследований при измерениях МЭ структурами величин МП требуется подмагничивание для смещения квазистатической

зависимости МЭ коэффициента вдоль оси амплитуд постоянного М. В случае детектирования постоянного МП сдвиг производится в центр линейного участка, а в случае детектирования переменного МП – в локальный максимум. Основной подход заключается в использовании внешних источников постоянных МП как магниты [37, 38], соленоиды [39] и катушки Гельмгольца, что приводит к значительному увеличению линейных размеров измерительной системы и, следовательно, лимитации возможностей детектирования МП. Существуют альтернативные варианты вывода МЭ композита в «рабочую точку» за счет модификаций МЭ структуры и получения ненулевого МЭ эффекта – наличие отличного от нуля МЭ коэффициента в структуре без подачи внешнего постоянного МП.

В градиентных МЭ структурах механизмы образования ненулевого МЭ эффекта в отсутствие внешнего постоянного МП можно классифицировать следующим образом: на основе обменного взаимодействия ФМ-антиферромагнитного (АФМ) слоев; за счет внесения механических напряжений в структуру; вследствие взаимодействия двух или более магнитных слоев; ввиду гистерезисного поведения МС эффекта магнитного слоя; с использованием модуляции внешним постоянным ЭП.

В случае взаимодействия слоев с различными магнитными свойствами градиент намагниченности приводит к образованию внутреннего МП, существующего даже в отсутствие внешнего МП, которое определяет направление и величину намагниченности МС фаз.

Примеры реализации механизма ненулевого эффекта в градиентных МЭ структур представлены в работе [40]. Во всех вариациях МЭ композитов в качестве ПЭ слоя выбран монокристалл PMN-PZT, а в качестве МС слоев – конфигурации никеля и Metglas марки 2605SA1.

Квазистатические зависимости МЭ коэффициента от величины внешнего постоянного МП для различных конфигураций МЭ структур представлены на рисунке 5 (а-д). В случае структуры «Ni / PMN-PZT / Ni» в зависимости присутствует гистерезис, связанный с МС свойствами никеля, при этом величина ненулевого МЭ коэффициента составила 9,25 мВ/(см·Э). Добавление слоев Metglas в конфигурацию МЭ композита влияет на поведение квазистатической зависимости в диапазоне полей величинами меньше 50 Э, изменяя форму и площадь гистерезисной петли.

В структуре «Metglas / Metglas / Ni / PMN-PZT / Ni / Metglas / Metglas» получено увеличение ненулевого МЭ коэффициента на 625 % до 68,2 мВ/(см·Э) в сравнении со структурой «Ni / PMN-PZT / Ni». Стоит отметить, что в структуре «Metglas / Metglas / Ni / PMN-PZT / Ni / Metglas / Metglas» ненулевой МЭ коэффициент больше, чем при оптимальном МП. На резонансной частоте МЭ структуры авторами получен максимальный ненулевой МЭ коэффициент в 4,2 В/(см·Э).

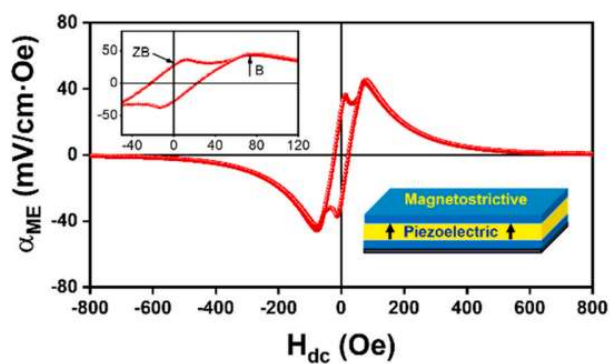
Причинами появления петли гистерезиса в диапазоне малых полей в представленных зависимостях являются форм-фактор и расположение слоев Ni и Metglas, а также особенностью МП H_{ADD} , образующегося за счет взаимодействия и переключения намагниченностей всех слоев, обладающих магнитным упорядочением. Результирующее МП H_{eff} , воздействующее на МС слои внутри МЭ структуры, определяется следующим образом [41]:

$$H_{eff} = H_{AC} + H_{DC} + H_D + H_{ADD}, \quad (2)$$

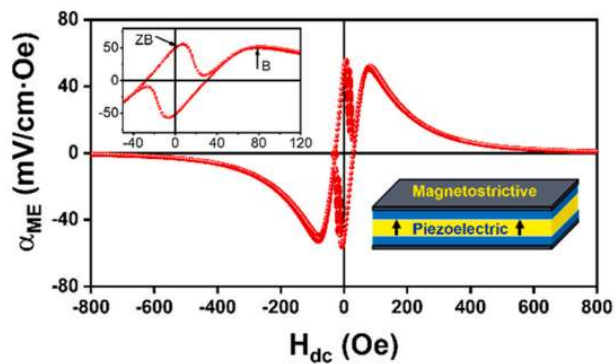
где H_{AC} и H_{DC} – переменное и постоянное внешнее МП соответственно;

H_{ADD} – МП, образуемое в материале с большой магнитной восприимчивостью в противоположном к H_{DC} направлении (в данном случае – никель);

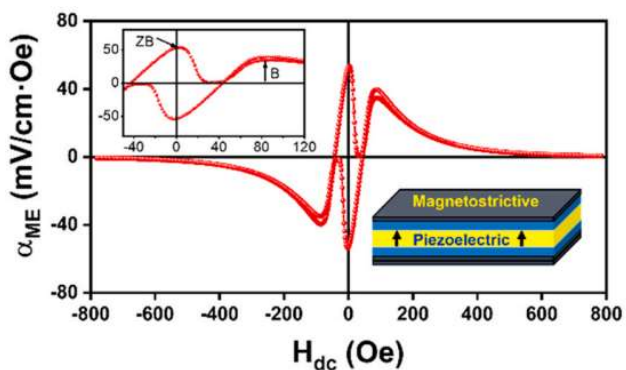
H_D – МП, направленное на ослабление общего МП H_{eff} внутри МС слоев.



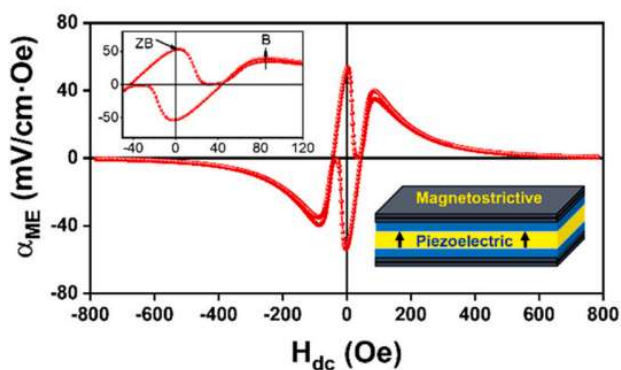
(а)



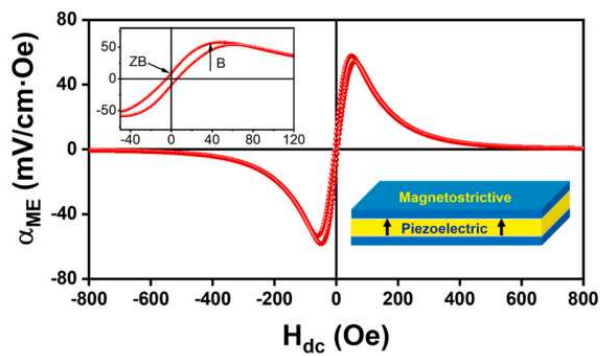
(б)



(в)



(г)



(д)

Р – PMN-PZT, N – никель, М – Metglas марки 2605SA1.

а – MNPN, б – MNPNM, в – MMNPNM, г – MMNPNMM, д – NPN.

Рисунок 5 – МЭ коэффициент при приложении внешнего постоянного МП в различных структурах [40]

Учитывая, что поле H_D зависит от фактора размагничивания N_D :

$$H_D = -N_D(\mu_r - 1)H_{eff}, \quad (3)$$

Результирующее поле H_{eff} представимо следующим образом:

$$H_{eff} = \frac{H_{DC} + H_{ADD}}{1 + (\mu_r - 1)N_D} + \frac{H_{AC}}{1 + (\mu_r - 1)N_D}, \quad (4)$$

где μ_r – относительная магнитная проницаемость МС слоя.

При этом первое слагаемое в формуле (4) описывает постоянную составляющую H_{eff} , а второе – переменную составляющую [41].

В статье [42] представлена градиентная МЭ структура, состоящая из слоев $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ (SFO), Metglas и PZT-керамики. По аналогии с предыдущими структурами причиной появления ненулевого МЭ эффекта является намагниченность SFO. Результирующее воздействующее постоянное МП, образуемое в слоях магнитомягкого Metglas, является суммой внешнего постоянного МП и намагниченности более магнитотвердых слоев SFO. Однако за счет сохранения направления остаточной намагниченности слоев SFO M_{rem}^{SFO} в представленном диапазоне МП ненулевой МЭ эффект реализуется не гистерезисным поведением МЭ зависимости, а симметричным смещением вдоль оси амплитуд постоянного МП на величину M_{rem}^{SFO} .

В результатах, представленных на рисунке 6, продемонстрировано влияние наличия магнитотвердых слоев, а также их толщин, на вид квазистатической зависимости. В структурах без слоев SFO зависимость симметрична относительно начала координат, а их наличие выражено в сдвиге всей зависимости, при этом увеличение толщин слоев SFO приводит к большему смещению зависимости. В таких МЭ структурах получен максимальный ненулевой МЭ коэффициент в

1 В/(см·Э) на 1 кГц и 29 В/(см·Э) на ЭМР, а также реализован прототип широкополосного датчика МП с наличием нескольких резонансных пиков [43].

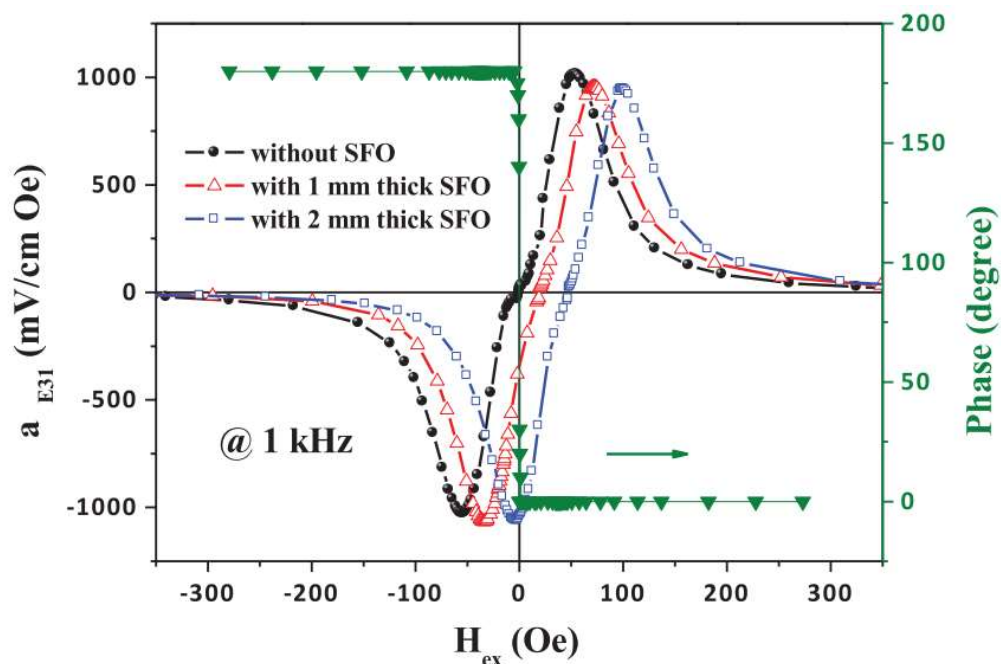
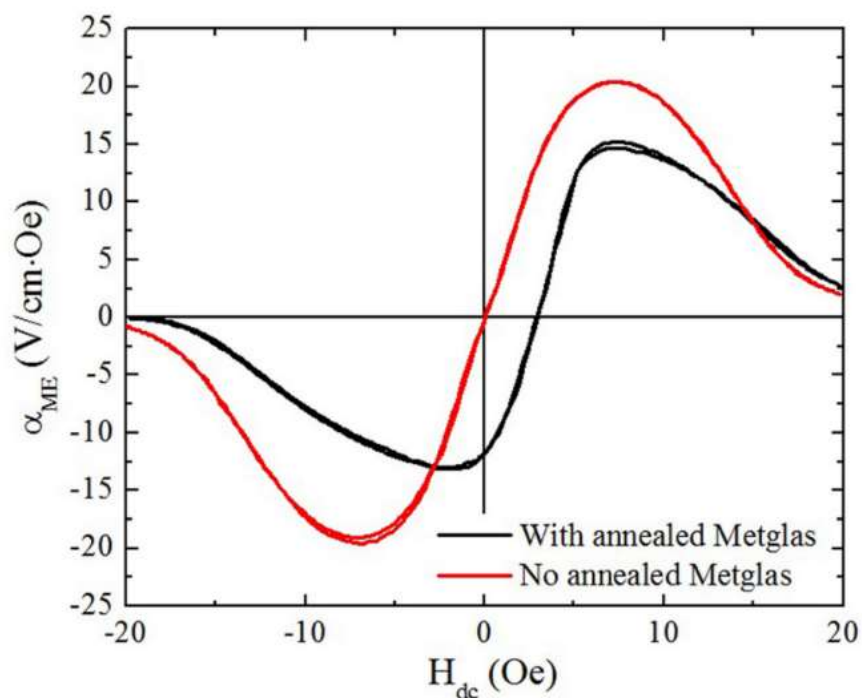


Рисунок 6 – Квазистатические зависимости МЭ коэффициента в структурах «SFO / Metglas / PZT» с различными толщинами слоев SFO [42]

Создание градиента намагниченности может быть реализовано с использованием термической обработки. Так, в статье [44] МЭ структура выполнена из PZT-керамики и Metglas, при этом в одном случае используются только неотожженные слои Metglas, а в другом – термически обработанные на воздухе при температуре 400 °С в течение 4 часов.

Квазистатические зависимости для МЭ композитов с использованием неотожженных и термически обработанных слоев Metglas представлены на рисунке 7. Полученное смещение за счет добавления отожженного слоя Metglas в МЭ структуру составило 2,7 Э. Ненулевые МЭ коэффициенты составили 12 В/(см·Э) и 380 В/(см·Э) на частотах 1 кГц и 33,7 кГц (ЭМР) соответственно.



Красный – неотожженные; черный – термически обработанные.

Рисунок 7 – Квазистатические зависимости МЭ коэффициента структур со слоями Metglas [44]

Смещение зависимости в данном случае обусловлено образовавшимися во время термической обработки Metglas фаз α -Fe и hcp-Co, которые являются более магнитотвердыми в сравнении с Metglas. Их наличие подтверждено с помощью рентгеновской дифрактометрии: в сравнении с аморфным неотожженным Metglas термическая обработка сопровождается появлением пиков при углах 2θ в 34° , 44° и 51° . Стоит отметить, что проведение термической обработки Metglas привело к уменьшению максимального значения МЭ коэффициента на 25 % в виду кристаллизации части МС фазы.

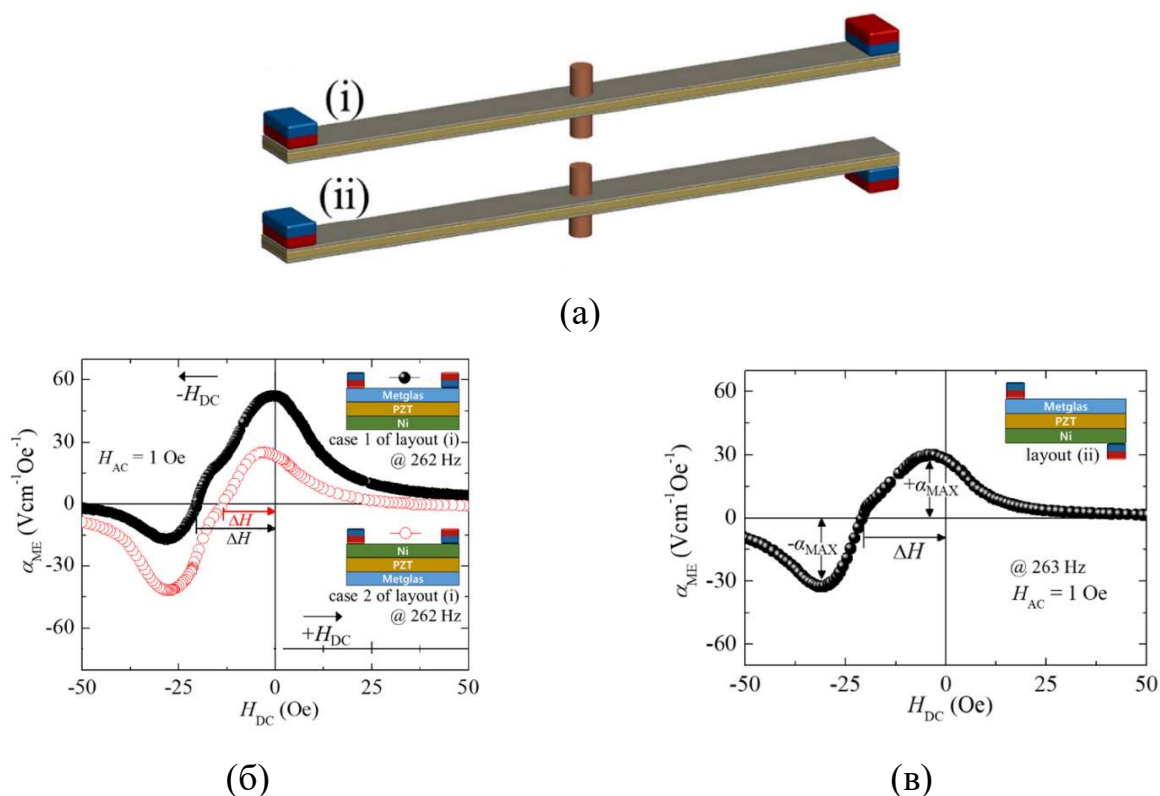
Локализация термической обработки также вносит дополнительный вклад в образовании градиента магнитных свойств [45]. В структурах «Metglas / PMN-PZT / Metglas» перед склеиванием функциональных частей МС слои локально отожжены по периметру при помощи лазерного излучения мощностью 12 Вт,

длиной волны 1064 нм, частотой 20 кГц и диаметром пучка 0,02 мм. При таком варианте обработки часть Metglas, находящаяся на поверхности, кристаллизуется, при этом центр МС слоя остается аморфным. Ненулевой МЭ коэффициент для структуры с частично отожженным Metglas составил 20 В/(см·Э) на 1 кГц, а на частоте ЭМР – 1220 В/(см·Э).

Создание градиента намагниченности в МЭ композите наряду с добавлением и модификацией дополнительных магнитных слоев возможно с использованием обособленных постоянных магнитов малых размеров. В статье [46] в центрозакрепленных МЭ структурах «Metglas / PZT / Ni» предложены конфигурации, схематичные изображения которых представлены на рисунке 8 (а), закрепления кубических неодимовых магнитов. Наряду с взаимодействием между магнитными слоями и внешними магнитами отдельный вклад в образование ненулевого МЭ эффекта вносит сила тяжести, смещая МЭ структуру с нейтрального состояния. Более того, за счет добавления магнитов резонансная частота МЭ композита смещается в сторону низкочастотного диапазона.

Квазистатические зависимости МЭ коэффициента для структур «Metglas / PZT / Ni» в различных конфигурациях с неодимовыми магнитами представлены на рисунке 8 (б, в). Наибольший ненулевой МЭ коэффициент получен при закреплении магнитов к слою Metglas на частоте 262 Гц и равен 52,35 В/(см·Э).

Другой механизм взаимодействия магнитных слоев в МЭ структуре представлен в статье [47]. В отличие от предыдущих МЭ композитов смещение МЭ зависимости вдоль оси постоянных внешних МП является результатом обменного взаимодействия слоев с ФМ и антиферромагнитным (АФМ) упорядочениями [48–50].

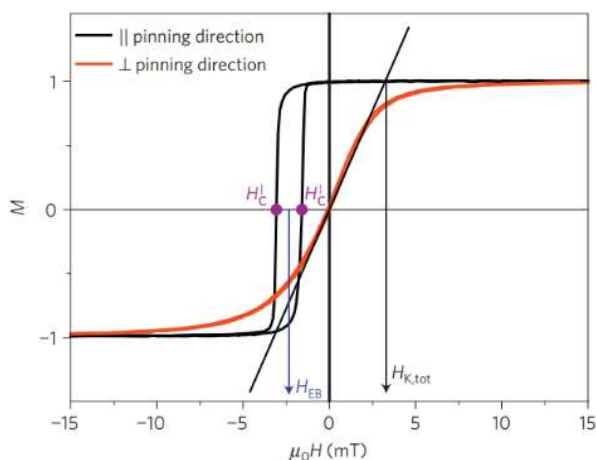


i – магниты присоединены к одному магнитному слою; ii – магниты диагонально симметрично присоединены к разным магнитным слоям.
 а – Схематичное изображения конфигураций; б – зависимости МЭ коэффициента.
 Рисунок 8 – Структуры «Metglas / PZT / Ni» с Nd магнитами [46]

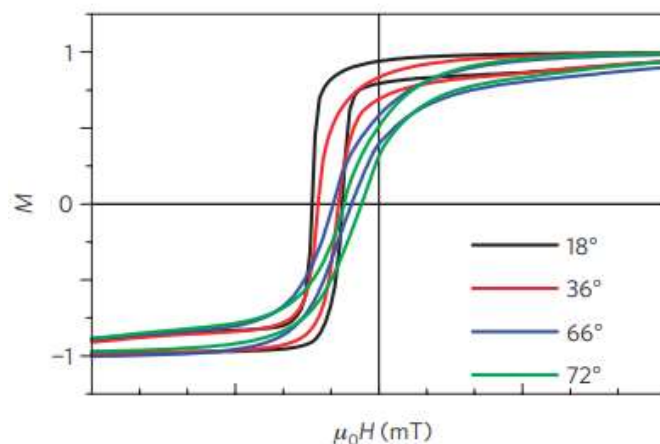
Влияние взаимодействия сильно варьируется в зависимости от направления, что продемонстрировано на зависимостях намагниченностей исследуемых структур от внешнего постоянного МП, представленных на рисунках 9 (а, б). Смещение зависимостей максимально при подаче внешнего МП вдоль линии упорядочения магнитных моментов в АФМ слое. С постепенным увеличением угла между вышеуказанными направлениями смещение уменьшается вплоть до полного исчезновения при достижении 90°.

Квазистатические зависимости для структур «Fe_{70,2}Co_{7,8}Si₁₂B₈ / Mn₇₀Ir₃₀ / AlN» и «Fe₅₀Co₅₀ / Mn₇₀Ir₃₀ / AlN» при разных направлениях подачи внешнего МП представлены на рисунках 9 (в, г). Максимальные значения ненулевого МЭ

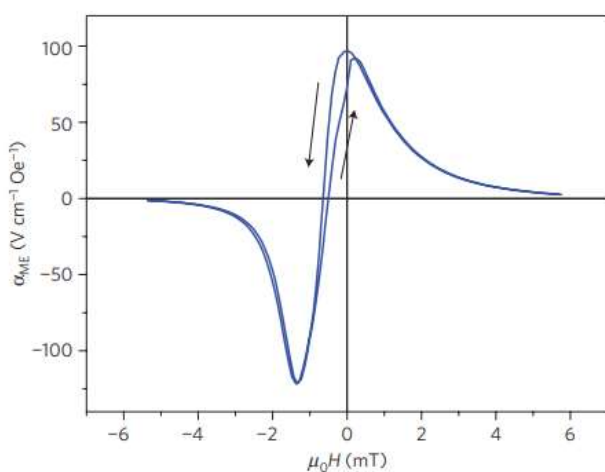
коэффициента равны 96,7 В/(см·Э) на частоте 1194 Гц и 21,2 В/(см·Э) на частоте 1011,5 Гц соответственно.



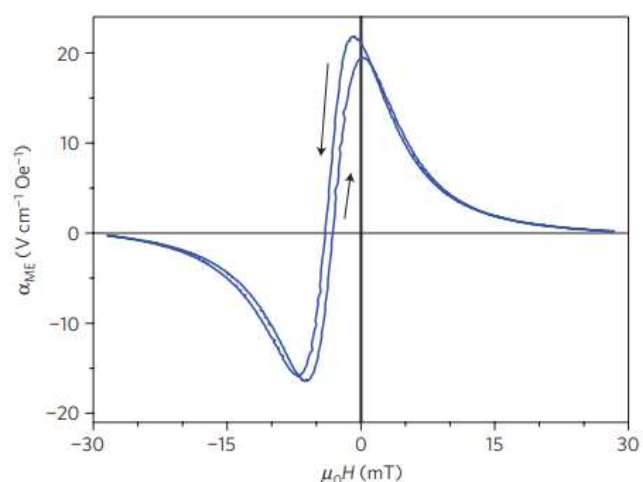
(а)



(б)



(в)



(г)

а, б – Зависимости М-Н для различных направлений внешнего МП; в, г – квазистатические зависимости.

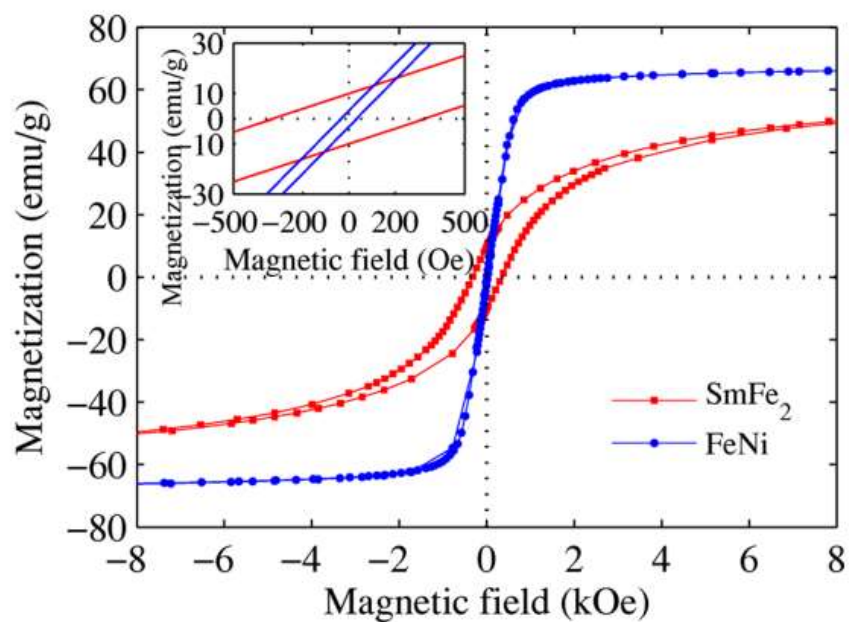
Рисунок 9 – Структуры «Fe_{70,2}Co_{7,8}Si₁₂B₈ / Mn₇₀Ir₃₀ / AlN» и «Fe₅₀Co₅₀ / Mn₇₀Ir₃₀ / AlN» [47]

Наличие ненулевого МЭ эффекта может являться следствием магнитного гистерезиса у МС слоя, что продемонстрировано в статье [51] на примере структур

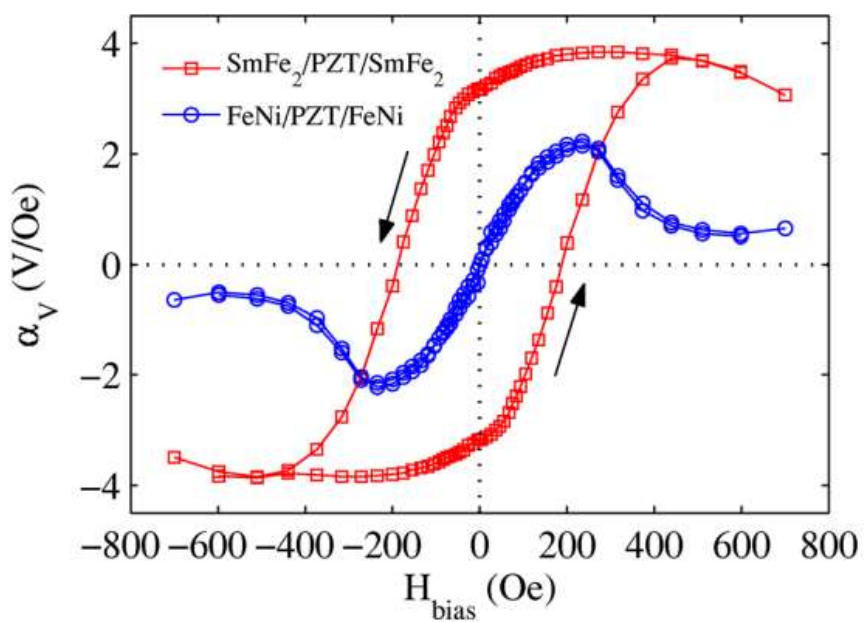
«SmFe₂ / PZT / SmFe₂» и «FeNi / PZT / FeNi». Зависимости намагниченностей магнитных материалов каждой из структур от амплитуды постоянного внешнего МП представлены на рисунке 10 (а). Петля гистерезиса для SmFe₂ ярко выражена, в то же время у FeNi такая петля отсутствует.

Квазистатические зависимости МЭ коэффициентов на ЭМР для «SmFe₂ / PZT / SmFe₂» и «FeNi / PZT / FeNi» представлены на рисунке 10 (б). Отсутствие остаточного МП в FeNi при $H_{bias} = 0$ приводит к нулевому значению МЭ коэффициента без подачи внешнего МП. Однако в случае SmFe₂ в диапазоне малых МП (относительно измерений М-Н) происходит раздвоение зависимости и, следовательно, появление ненулевого значения МЭ коэффициента в 39,5 В/(см·Э) на частоте ЭМР в 119,75 кГц.

Ненулевой МЭ эффект может возникать из-за механических напряжений между ПЭ и МС фазами в МЭ композите. Так, в статье [52], в которой МЭ структура выполнена в виде диска с слоями из никеля, PZT и FeNi, схематичное изображение которых представлено на рисунке 11 (а). Преднапряженное состояние реализовано прессовкой составных частей с определенными линейными размерами: диаметр круга FeNi равен 8,05 мм, внутренний диаметр кольца PZT – 8 мм; внутренний диаметр кольца FeNi – 20 мм, внешний диаметр кольца PZT – 20,05 мм. Наличие малых несоответствий между диаметрами функциональных слоев при соединении компонентов МЭ структуры приводит к тому, что слои Ni и FeNi сдавливают зажатый между ними PZT, внося механические напряжения в образец. Конфигурация материалов в МЭ композите обусловлена знаками МС эффекта (никель – отрицательный, FeNi – положительный).



(a)

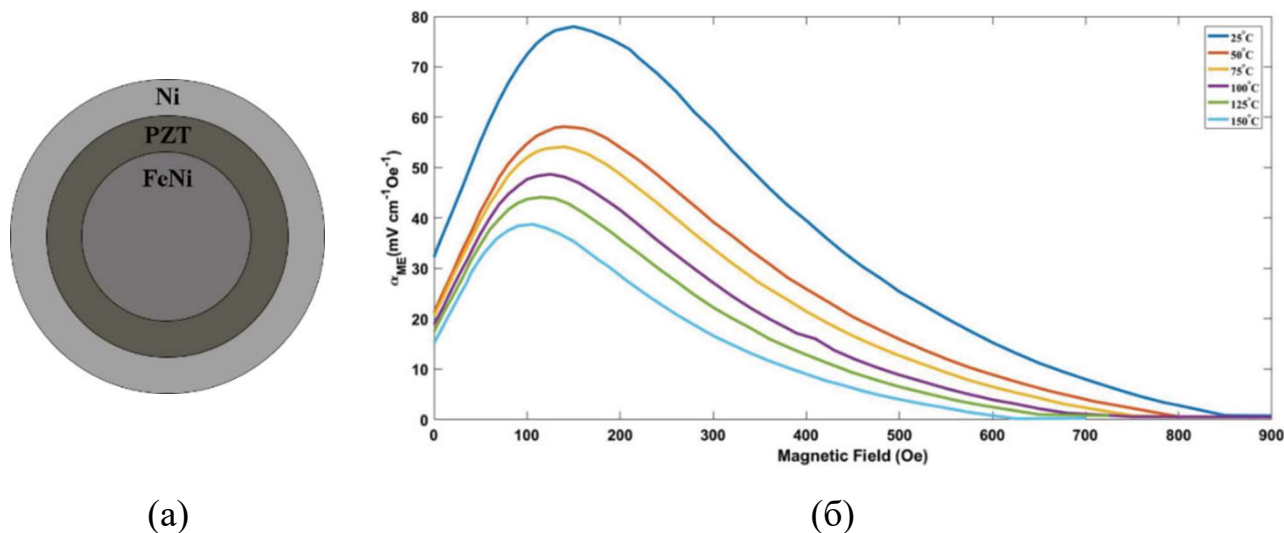


(б)

а – Зависимости М-Н для магнитных материалов; б – Квазистатические зависимости МЭ структур.

Рисунок 10 – МЭ структуры « $\text{SmFe}_2 / \text{PZT} / \text{SmFe}_2$ » и « $\text{FeNi} / \text{PZT} / \text{FeNi}$ » [51]

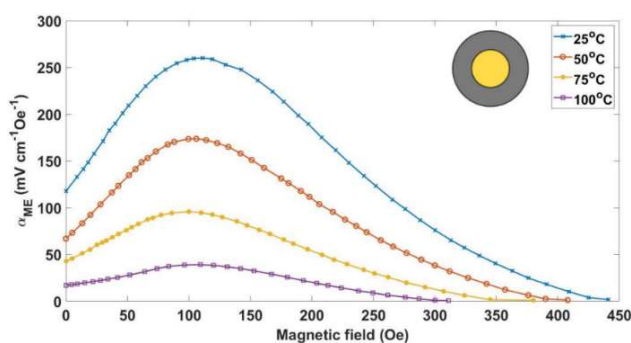
Квазистатические зависимости МЭ коэффициента композита «Ni / PZT / FeNi» при различных температурах вплоть до 150 °С представлены на рисунке 11 (б). Увеличение температуры измерений приводит не только к уменьшению МЭ коэффициента, но и оптимального МП. Максимальный ненулевой МЭ коэффициент получен при температуре 25 °С величиной 35 мВ/(см·Э).



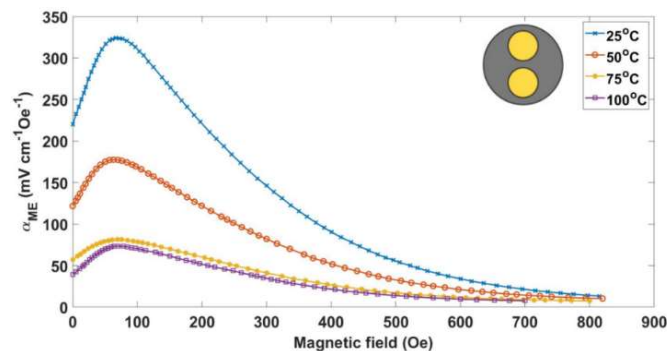
а – Схематичное изображение; б – Квазистатические зависимости при разных Т.

Рисунок 11 – МЭ композит «Ni / PZT / FeNi» [52]

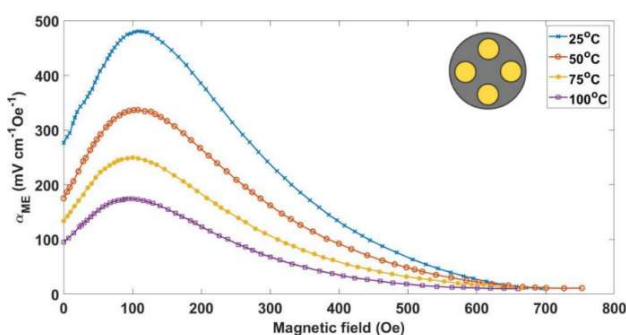
Аналогичный пример ненулевого МЭ эффекта за счет преднапряженного состояния композита представлен в статье [53], но в отличие от предыдущего варианта в качестве МС материала используется только никель, выполненный в виде диска. Внутренние напряжения реализованы за счет впрессовки слоев ПЭ фазы в заранее подготовленные отверстия в объеме МС материала, при этом диаметр ПЭ кругов чуть больше диаметра подготовленных отверстий. Квазистатические зависимости МЭ коэффициента для структур «Ni / PZT» различных конфигураций при разных температурах представлены на рисунке 12 (а-г). Максимальный ненулевой МЭ коэффициент получен в структуре с 6 кругами ПЭ материала величиной около 400 мВ/(см·Э) на частоте 1 кГц при комнатной температуре.



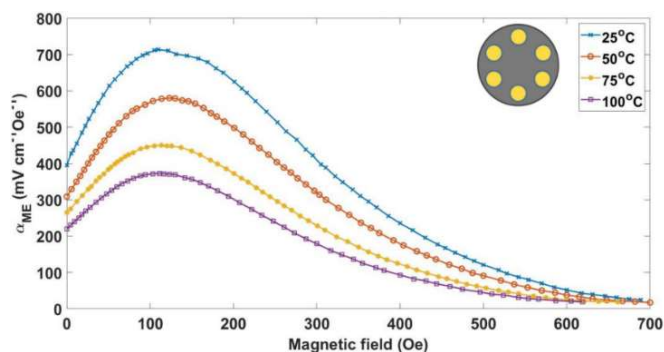
(а)



(б)



(в)

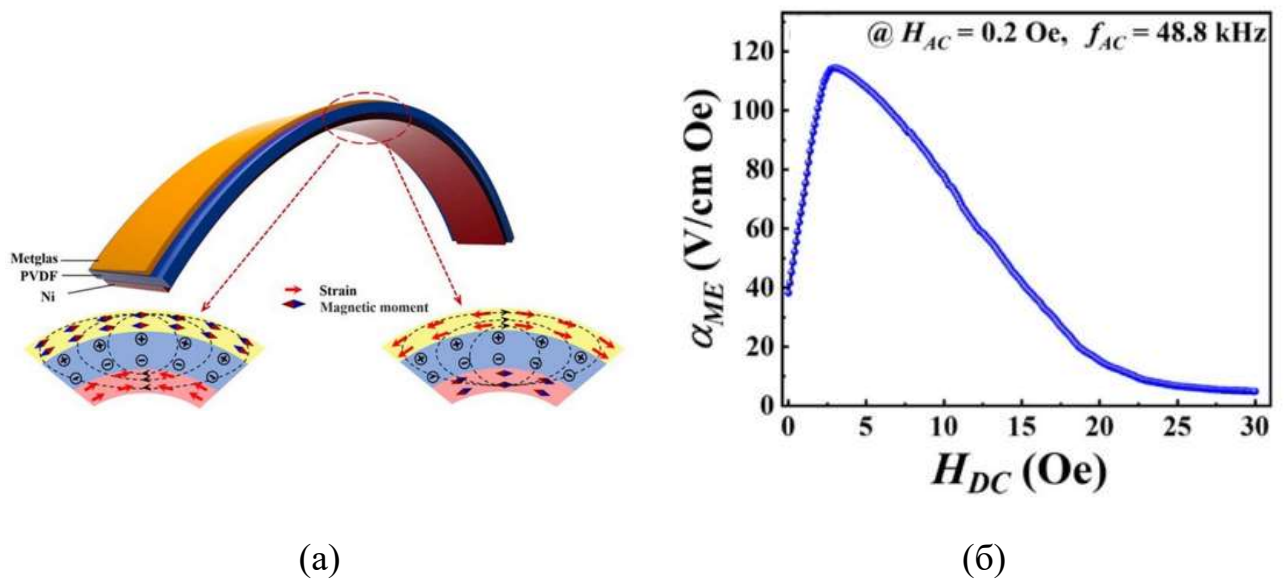


(г)

а – 1 ПЭ фаза; б – 2 ПЭ фазы; в – 4 ПЭ фазы; г – 6 ПЭ фаз.

Рисунок 12 – Квазистатические зависимости МЭ коэффициента для структур «Ni / PZT» различных конфигураций [53]

Преднапряженное состояние может быть получено и в МЭ слоистых структурах. В статье [54] в МЭ композитах «Metglas / PVDF / Ni» внутренние напряжения вносятся приданием дугообразной формы во время помещения образца в цилиндрический каркас на 10 часов при температуре 50 °С. Схематичное изображение и квазистатическая зависимость МЭ коэффициента полученной МЭ структуры «Metglas / PVDF / Ni» представлены на рисунке 13 (а, б). Максимальный ненулевой МЭ коэффициент величиной 38,24 В/(см·Э) получен на частоте 48,8 кГц.



а – Схематичное изображение; б – квазистатическая зависимость МЭ коэффициента.

Рисунок 13 – МЭ структура «Metglas / PVDF / Ni» [54]

Преднапряженное состояние МЭ композита может быть создано при термической обработке. В статье [55] представлен низкотемпературный метод спекания пьезокерамики и металлов, нанесенных на поверхность в виде встречно-штыревых электродов, на примере PMN-PT-1ВТ и серебра соответственно. За счет остаточных напряжений в ПЭ фазе в МЭ композите, в котором в качестве МС материала используются четыре слоя Metglas, присутствует ненулевой МЭ эффект.

Квазистатическая МЭ зависимость вышеописанной структуры представлена на рисунке 14. Стоит отметить, что ненулевой МЭ эффект задетектирован в структуре с L-L модой, при других вариациях мод этот эффект отсутствует. Величина ненулевого МЭ коэффициента составила около 0,8 В/(см·Э), а смещение – около 4 Э.

Усиление ненулевого МЭ эффекта возможно за счет приложения внешнего ЭП. В статье [56] рассмотрены различные конфигурации МЭ структур и вариативным подключением к источнику внешнего ЭП. В качестве подложки используется никель, к которой с помощью эпоксидного клея присоединяются слои

ПЭ керамики «0,948 $\text{Na}_{0,5}\text{K}_{0,5}\text{NbO}_3$ – 0,052 LiSbO_3 » (NKNLS) с возможными включениями магнитных частиц $\text{Ni}_{0,8}\text{Zn}_{0,2}\text{Fe}_2\text{O}_4$ (NZF).

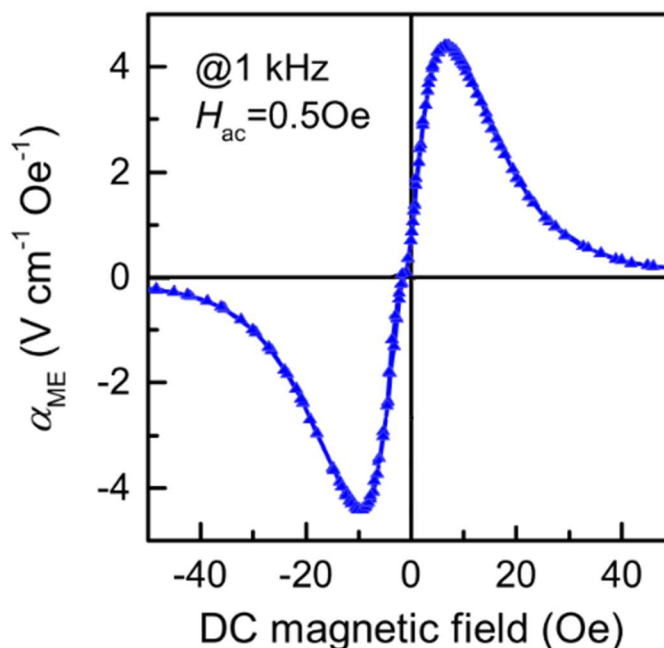


Рисунок 14 – Квазистатическая зависимость МЭ коэффициента структуры «PMN-PT-1BT(Ag) / 4 слоя Metglas» [55]

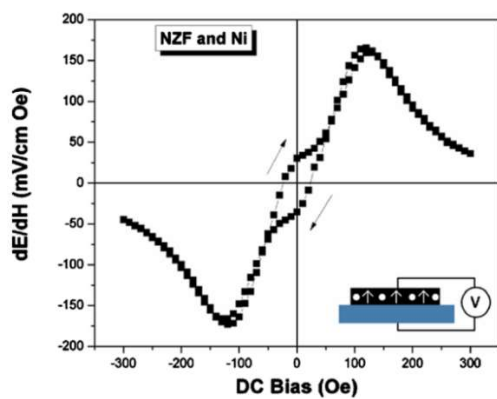
Результаты квазистатических измерений МЭ коэффициентов для структур «NKNLS-NZF / Ni», «NKNLS / Ni», «NKNLS-NZF / Ni / NKNLS-NZF» и «NKNLS / Ni / NKNLS» с различным подключением источника ЭП представлены на рисунке 15 (а-д).

В данных МЭ структурах ненулевой МЭ эффект является суммой магнитного взаимодействия частиц NZF с никелем и асимметрией структуры во время колебаний за счет постоянного ЭП, вносящего механические напряжения. Однако наличие внешнего ЭП не является достаточным условием для проявления ненулевого МЭ эффекта: отсутствие магнитных частиц в ассиметричных структурах приводит к исчезновению гистерезиса при малых постоянных МП (рисунок 15 (б)) в отличие от аналогичной структуры (рисунок 15 (а)). Более того,

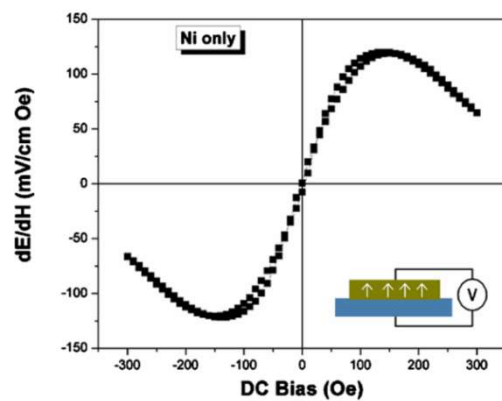
для получения ненулевого МЭ коэффициента в случае симметричных МЭ структур асимметрия ее колебаний должна обеспечиваться внешним ЭП: в случае структуры «NKNLS-NZF / Ni / NKNLS-NZF» при последовательном подключении ПЭ слоев (рисунок 15 (в)) их деформация будет идентичной и при приближении к $H_{DC} = 0$ величина МЭ коэффициента стремится к нулю. В то же время в случае параллельного подключения ПЭ слоев (рисунок 15 (г)) разные величины суммарных ЭП в них приводят к асимметрии их деформации и, следовательно, гистерезисному поведению квазистатической зависимости. Стоит отметить, что вид гистерезисной петли меняется при различных частотах модулирующего МП. Максимальный ненулевой МЭ коэффициент получен в структуре «NKNLS-NZF / Ni» величиной 30 мВ/(см·Э) на частоте 1 кГц.

Для дополнительного увеличения МЭ эффекта вместе с градиентом намагниченности МЭ композит может быть выполнен с нестандартным фактором [57, 58]. В статье [58] МС составляющие, выполненная из склеенных слоев Metglas FeCuNbSiB и никеля, присоединены к свободным концам ПЭ фазы PZT, как продемонстрировано на рисунке 16 (б). Такая конфигурация частей МЭ композита приводит к гистерезисному поведению квазистатической зависимости при малых МП (рисунок 16 (а)). Максимальный ненулевой МЭ коэффициент для структуры «FeCuNbSiB-Ni / PZT / FeCuNbSiB-Ni» равен 183,2 В/(см·Э) на частоте 158,34 кГц.

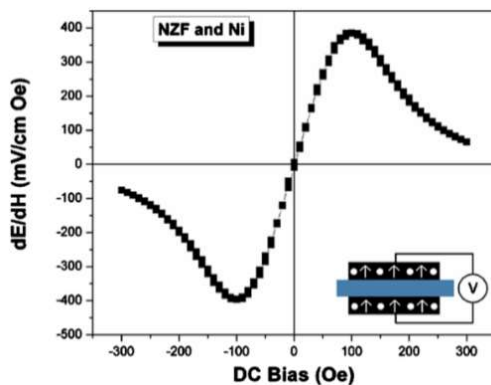
Для сравнения рассмотренных градиентных МЭ структур основные характеристики систематизированы и представлены в таблице 1.



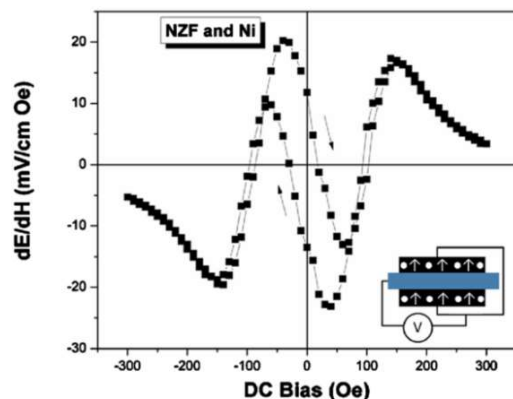
(a)



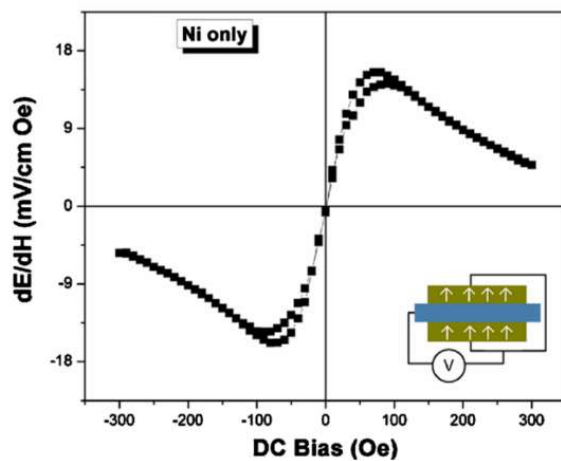
(б)



(в)



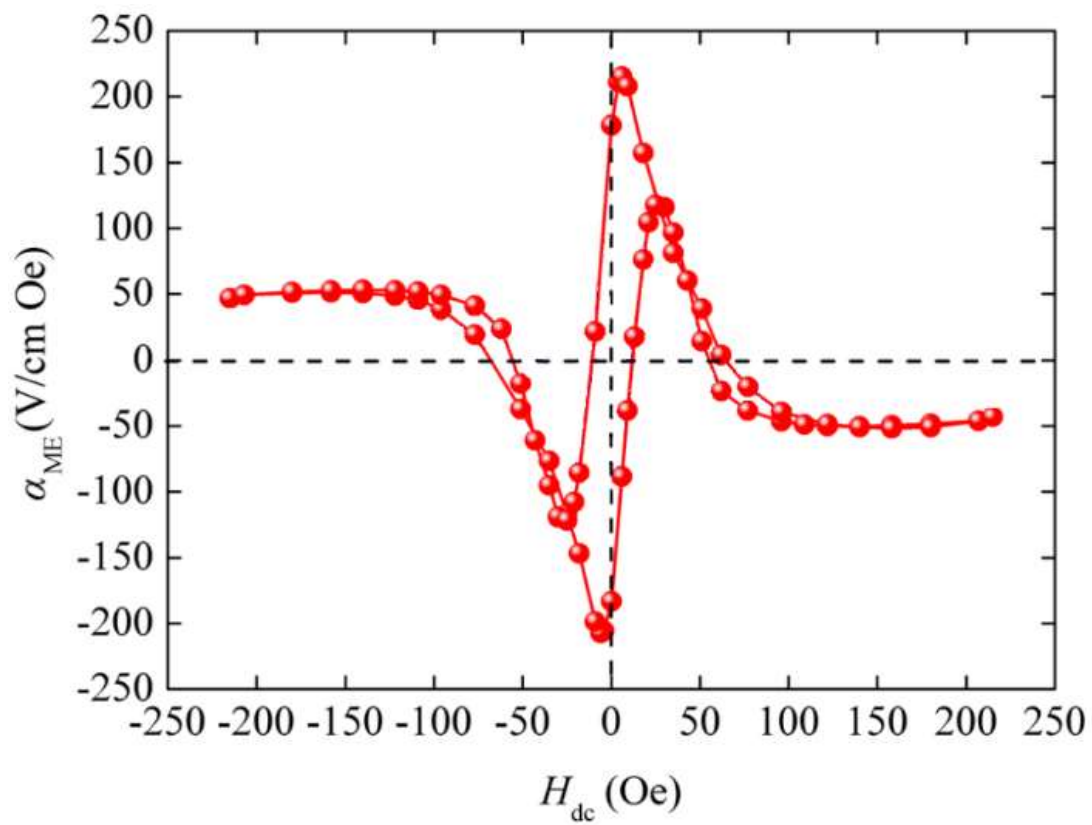
(г)



(д)

а – «NKNLS-NZF / Ni»; б – «NKNLS / Ni»; в, г – «NKNLS-NZF / Ni / NKNLS-NZF»;
д – «NKNLS / Ni / NKNLS».

Рисунок 15 – Квазистатические зависимости МЭ коэффициента композитных структур с различным подключением источника ЭП [56]



(a)



(б)

а – Квазистатическая зависимость; б – Схематичное изображение.

Рисунок 16 – МЭ композитная структура «FeCuNbSiB-Ni / PZT / FeCuNbSiB-Ni»

[58]

Таблица 1 – Сводная таблица градиентных МЭ структур

МЭ композит	Механизм ненулевого МЭ эффекта	Величина ненулевого МЭ коэффициента	Источник
1	2	3	4
Metglas(x2)/Ni/PMN-PZT/Ni /Metglas(x2)	Градиент намагниченности	68,2 мВ/(см·Э) при f=1 кГц; 4,2 В/(см·Э) при f=88,5 кГц (ЭМР);	[40]
SFO(x2)/PZT/ Metglas	Градиент намагниченности	1 В/(см·Э) при f=1 кГц; 29 В/(см·Э) при f≈120 кГц (ЭМР);	[42]
Отоженный Metglas/неотоженный Metglas/PZT	Градиент намагниченности	12 В/(см·Э) при f=1 кГц; 380 В/(см·Э) при f=33,7 кГц (ЭМР);	[44]
Metglas/ PMN-PZT/ Metglas	Градиент намагниченности	20 В/(см·Э) при f=1 кГц; 1220 В/(см·Э) при f=23,32 кГц (ЭМР);	[45]
Ni/PZT/FeNi	Преднапряженное состояние	35 мВ/(см·Э) при f=1 кГц	[52]
PMN-PT-1BT(Ag)/ Metglas(x4)	Преднапряженное состояние	0,8 В/(см·Э) при f=1 кГц;	[55]
NKNLS-NZF/Ni	Градиент намагниченности; Приложение внешнего ЭП	30 мВ/(см·Э) при f=1 кГц;	[56]

Продолжение таблицы 1

1	2	3	4
FeCuNbSiB-Ni/ PZT/FeCuNbSiB- Ni	Градиент намагниченности; Форм-фактор	183,2 В/(см·Э) при f=158,34 кГц (ЭМР);	[58]
Fe _{70,2} Co _{7,8} Si ₁₂ B ₈ / Mn ₇₀ Ir ₃₀ /AlN	Обменное взаимодействие ФМ-АФМ	96,7 В/(см·Э) при f=1194 Гц	[47]
SmFe ₂ /PZT/SmFe ₂	Петля гистерезиса МС эффекта магнитного слоя	39,5 В/(см·Э) при f=119,75 кГц;	[51]
Metglas/PZT/Ni с Nd магнитами	Градиент намагниченности; Сила тяжести магнитов	52,35 В/(см·Э) при f=262 Гц	[46]
Ni/PZT-круги	Преднапряженное состояние	~400 мВ/(см·Э) при f=1 кГц;	[53]
Metglas/PVDF/Ni	Преднапряженное состояние	38,24 В/(см·Э) при f=48,8 кГц;	[54]

1.3 Выводы по аналитическому обзору литературы и постановка задач исследования

Существуют несколько способов получения ненулевого МЭ эффекта в МЭ структурах:

- 1) Обменное взаимодействие ФМ-АФМ слоев.
- 2) Внесение механических напряжений;
- 3) Взаимодействие двух магнитных слоев;
- 4) Гистерезис МС эффекта магнитного слоя;
- 5) Модуляция внешним постоянным ЭП.

Для реализации ненулевого МЭ эффекта на основе бидоменных кристаллов LiNbO_3 выбран механизм образования за счет взаимодействия относительно магнитотвердого и магнитомягкого слоев. Выбор обуславливается простотой сборки образцов, а также значениями ненулевого МЭ коэффициента в ранее полученных структурах. В качестве магнитомягкого материала выбран Metglas марки 2826МВ, а в качестве относительно магнитотвердого – Ni.

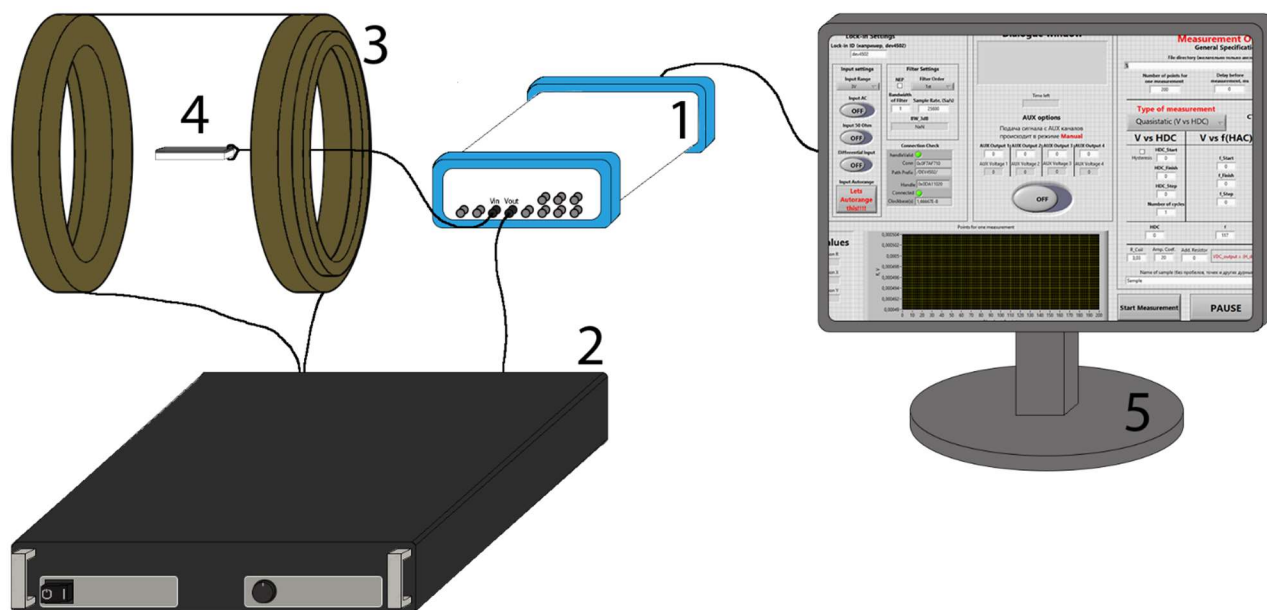
По результатам проведенного анализа литературы предлагается:

- Разработать и реализовать экспериментальные установки для получения никельсодержащих подмагничивающих слоев методом электрохимического осаждения, проведения термической обработки в постоянном МП и исследования МЭ характеристик градиентных композитных структур.
- Получить градиентные МЭ структуры «бидоменный кристалл LiNbO_3 / Ni / Metglas» и исследовать влияние параметров подмагничивающего слоя на их МЭ отклик.
- Предложить теоретическое описание магнитного взаимодействия МС и подмагничивающего слоев в градиентной МЭ структуре на основе «бидоменный кристалл LiNbO_3 / Ni / Metglas».

- Провести моделирование и экспериментальное исследование отклика градиентных МЭ структур на НМП, формируемые различными модельными источниками, включая одиночный проводник, соленоид и систему взаимноперпендикулярных проводников.
- Разработать методику регистрации и картирования НМП с использованием градиентной МЭ структуры «бидоменный кристалл LiNbO_3 / Ni / Metglas».
- Оценить возможность детектирования имитирующих магнитных импульсов, протекающих в сердце живых организмов, при помощи градиентной МЭ структуры.

Глава II Подготовка экспериментальной установки

Для характеристики МЭ структур была собрана экспериментальная установка, схема которой представлена на рисунке 17. Основными составляющими измерительной системы являются: катушки Гельмгольца для генерации внешнего МП; синхронный детектор (MFLI, Zurich) для контроля величины внешнего МП; широкополосный усилитель мощности AE Techron 7224 для подачи токов на катушки Гельмгольца; компьютер с программой для контроля измерений, реализованной в среде программирования NI LabVIEW.



1 – синхронный детектор MFLI Zurich Lock-in Amplifier; 2 – широкополосный усилитель мощности AE Techron 7224; 3 – катушки Гельмгольца; 4 – исследуемый образец;
5 – управляющий компьютер с ПО.

Рисунок 17 – Схема экспериментальной установки для МЭ измерений

2.1 Катушки Гельмгольца

Катушки Гельмгольца выполнены в виде двух последовательно подключенных соосных пар колец с различными радиусами, при этом их расположение имеет одну плоскость симметрии. Конструкционные характеристики катушек: расстояние между парой больших колец – 125 мм, между парой малых колец – 170 мм; обмотки колец выполнены с помощью медных проводов с диаметром 1,25 мм; радиус витков больших колец варьировался от 127,5 мм до 152 мм, радиус витков малых колец – от 112,5 мм до 140 мм; количество витков в больших кольцах – 72, в малых – 40. Для обеспечения соосности катушек был сделан дополнительный внешний каркас. Для исключения влияния токов утечки Фуко и рассеяния мощности детали конструкции реализованы из немагнитных материалов: материал колец – гетинакс, каркас – оргстекло и капролон.

Расчет теоретического распределения магнитного поля в объеме катушек Гельмгольца по заданным характеристикам был выполнен в среде программирования Matlab. В качестве теоретической модели используется формула для расчета магнитной индукции поля катушки как совокупности нескольких витков, генерирующих МП по закону Био-Саварра-Лапласа [59]:

$$B(r) = \sum_{a=1}^4 \frac{\mu_0 N i_a}{4\pi} \int_{L_a} \frac{dr_a \times (r - r_a)}{|r - r_a|^3}, \quad (5)$$

где a – количество колец;

μ_0 – магнитная проницаемость вакуума;

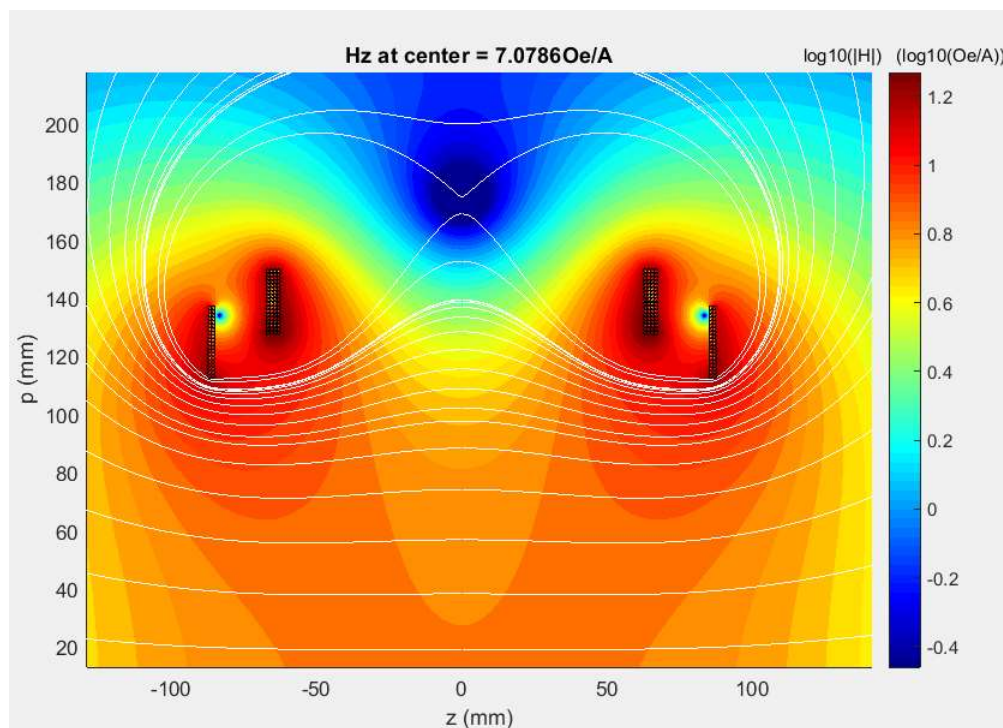
N – число витков в кольце;

i_a – ток в витке кольца;

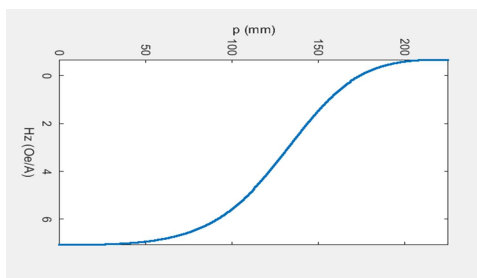
r_a – радиус-вектор витков кольца;

r – радиус-вектор точки, в которой рассчитывается МП.

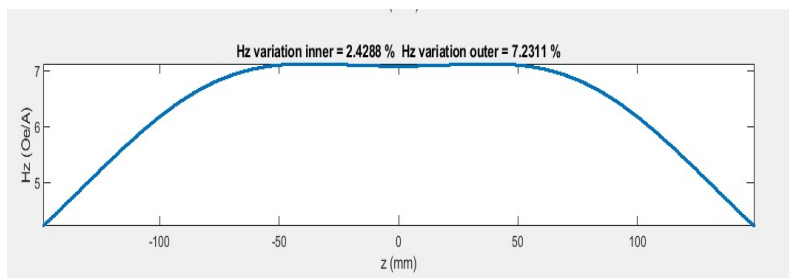
Распределение МП катушек Гельмгольца в плоскости цилиндрической симметрии, вдоль центральной оси симметрии и вдоль радиуса колец представлены на рисунке 18 (а-в).



(а)



(б)



(в)

а – в плоскости цилиндрической симметрии; б – вдоль радиуса колец; в – вдоль центральной оси симметрии.

Рисунок 18 – Теоретические распределения магнитной индукции поля катушек Гельмгольца

В полученной теоретической модели диаметр цилиндра, в котором создаваемое катушками Гельмгольца МП однородно, составляет 80 мм, а высота – 100 мм. Стоит отметить, что коэффициент взаимосвязи напряженности МП и подаваемого тока внутри объема однородности составил 7,0786 Э/А.

Из (4) следует, что величина магнитного поля в катушках линейно пропорциональна току в витках. В синхронном детекторе выходной канал является источником напряжения, вследствие чего для точного определения силы подаваемого тока нужны импедансные зависимости катушек с учетом соединяющих проводов. Эквивалентная схема катушек – последовательно соединенные резистор R_a и индуктивность L_H . Следовательно, постоянный и переменный токи в катушках рассчитываются следующим образом:

$$I_{DC} = \frac{U_{DC} \cdot k_{YM}}{R_K + R_n}, I_{AC} = \frac{U_{AC} \cdot k_{YM}}{Z_K(f)}, \quad (6)$$

где U_{DC} и U_{AC} – постоянное и переменное напряжения на выходном канале синхронного детектора;

k_{YM} – коэффициент преобразования усилителя мощности;

R_K – активное сопротивление катушек;

R_n – активное сопротивление проводов;

$Z_K(f) = R_K + R_n + 2\pi f L_H$ – полный импеданс катушек с проводами.

Активное сопротивление проводов и катушек не зависит от выходного сигнала с синхронного детектора. Величина активной составляющей импеданса системы определена с помощью мультиметра RIGOL DM3058E в режиме омметра и составила 3,14 Ом.

Определение частотной зависимости импеданса проводилось на частотном диапазоне от 10 Гц до 10 кГц с шагом 5 Гц при амплитуде переменного сигнала

300 мВ. Зависимость импеданса катушек с проводами от частоты представлена на рисунке 19.

Для описания экспериментальной зависимости непрерывной функцией использована аппроксимация полиномом пятой степени для нескольких частотных диапазонов:

$$\text{От } 10 \text{ Гц до } 30 \text{ Гц: } Z_k(f) = 3,4236 - 0,09268 \cdot f + 0,00897 \cdot f^2 - 3,48462 \cdot 10^{-4} \cdot f^3 + 7,57533 \cdot 10^{-6} \cdot f^4 - 6,72778 \cdot 10^{-8} \cdot f^5;$$

$$\text{От } 31 \text{ Гц до } 100 \text{ Гц: } Z_k(f) = 3,00765 - 0,00669 \cdot f + 0,00146 \cdot f^2 - 1,39877 \cdot 10^{-5} \cdot f^3 + 7,47732 \cdot 10^{-8} \cdot f^4 - 1,71154 \cdot 10^{-10} \cdot f^5;$$

$$\text{От } 101 \text{ Гц до } 300 \text{ Гц: } Z_k(f) = 1,59877 + 0,05771 \cdot f + 2,05128 \cdot 10^{-4} \cdot f^2 - 8,08827 \cdot 10^{-7} \cdot f^3 + 1,64122 \cdot 10^{-9} \cdot f^4 - 1,35439 \cdot 10^{-12} \cdot f^5;$$

$$\text{От } 301 \text{ Гц до } 1000 \text{ Гц: } Z_k(f) = 0,14545 + 0,08407 \cdot f + 3,67638 \cdot 10^{-6} \cdot f^2 - 7,55184 \cdot 10^{-9} \cdot f^3 + 6,16202 \cdot 10^{-12} \cdot f^4 - 1,8987 \cdot 10^{-15} \cdot f^5;$$

$$\text{От } 1001 \text{ Гц до } 3000 \text{ Гц: } Z_k(f) = 0,62641 + 0,08389 \cdot f + 2,68752 \cdot 10^{-7} \cdot f^2 - 2,51259 \cdot 10^{-10} \cdot f^3 + 7,47399 \cdot 10^{-14} \cdot f^4 - 6,97741 \cdot 10^{-18} \cdot f^5;$$

$$\text{От } 3001 \text{ Гц до } 10000 \text{ Гц: } Z_k(f) = 0,00279 + 0,08479 \cdot f - 5,0916 \cdot 10^{-7} \cdot f^2 + 1,20989 \cdot 10^{-10} \cdot f^3 - 1,02468 \cdot 10^{-14} \cdot f^4 + 3,04669 \cdot 10^{-19} \cdot f^5;$$

Для определения фактического значения коэффициента преобразования подаваемого тока в напряженность МП внутри области однородности катушек Гельмгольца использован милитесламетр ТП2-2У. Зависимость напряженности генерируемого МП от величины тока, подаваемого в катушки, и ее линейная аппроксимация представлены на рисунке 20. Угловым коэффициентом полученной линейной зависимости $k_{лин}$ составил 7,596 Э/А, что согласуется с представленным теоретическим расчетом.

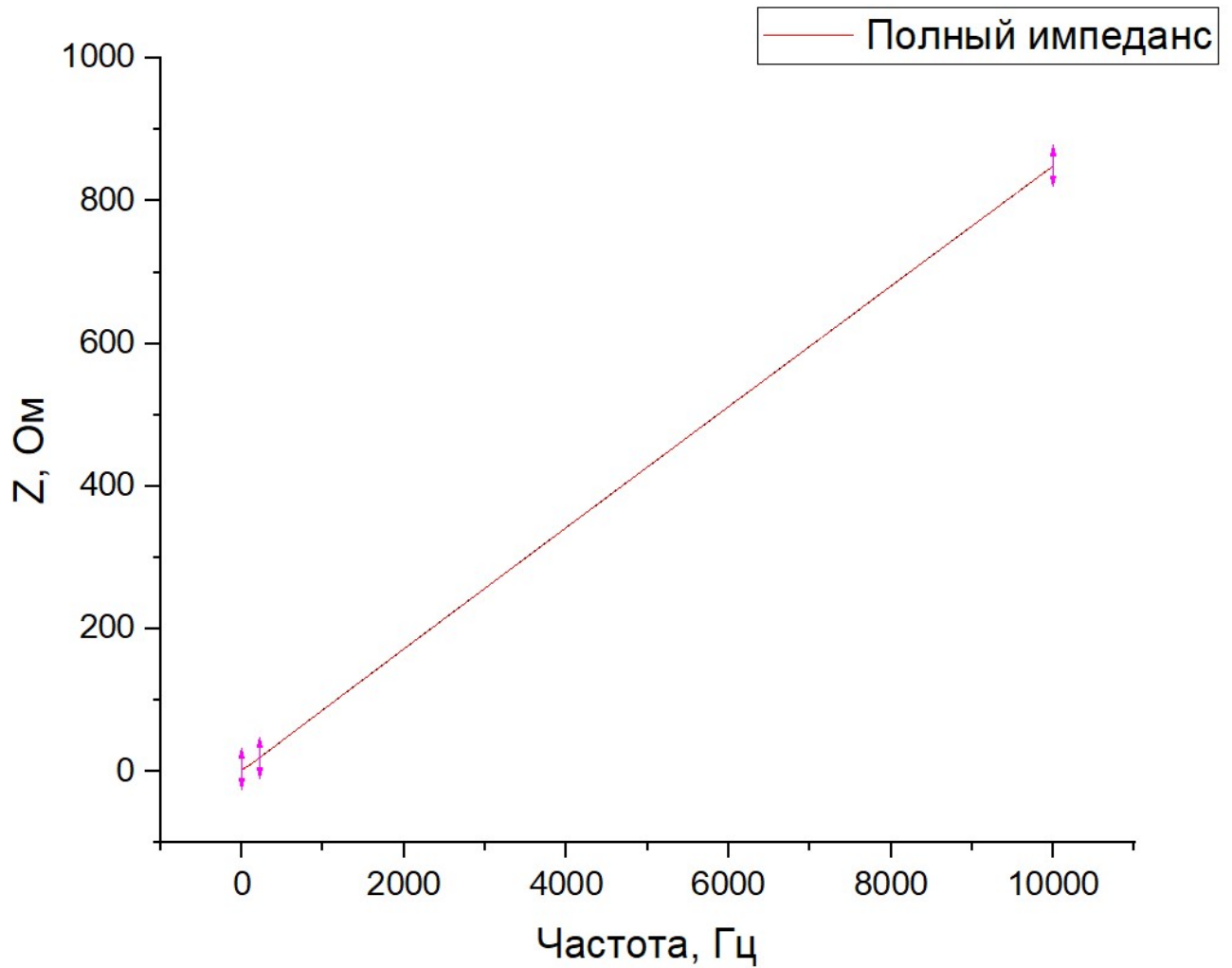


Рисунок 19 – Частотная зависимость импеданса катушек Гельмгольца с проводами

В результате определение необходимого напряжения для подачи постоянного и переменного магнитных полей выполняется по следующим формулам:

$$U_{DC} = \frac{H_{DC} \cdot (R_k + R_p)}{k_{UM} \cdot k_{лин}}, U_{AC} = \frac{H_{AC} \cdot Z_k(f)}{k_{UM} \cdot k_{лин}}, \quad (7)$$

где H_{DC} и H_{AC} – требуемые напряженности постоянного и переменного МП соответственно.

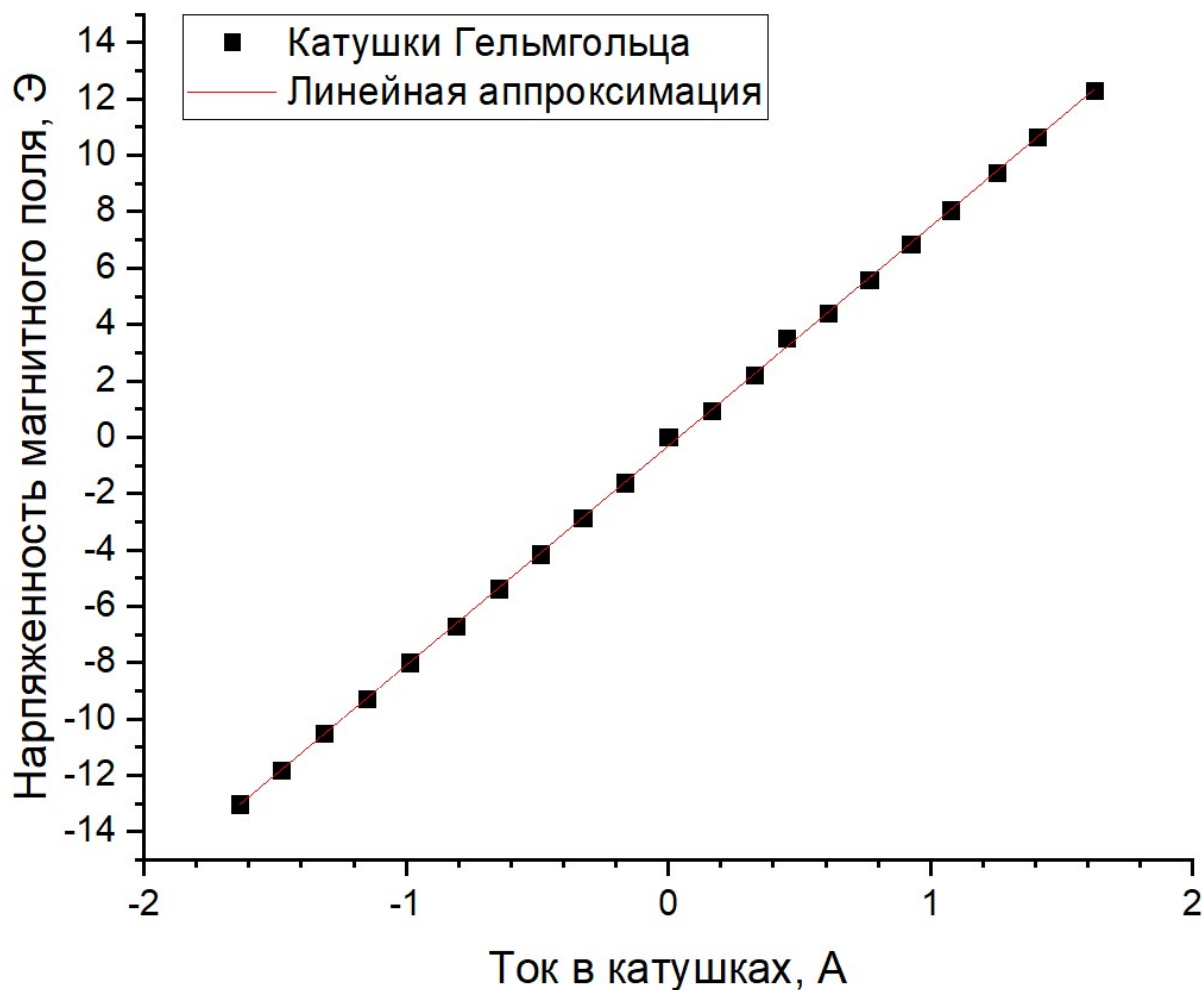


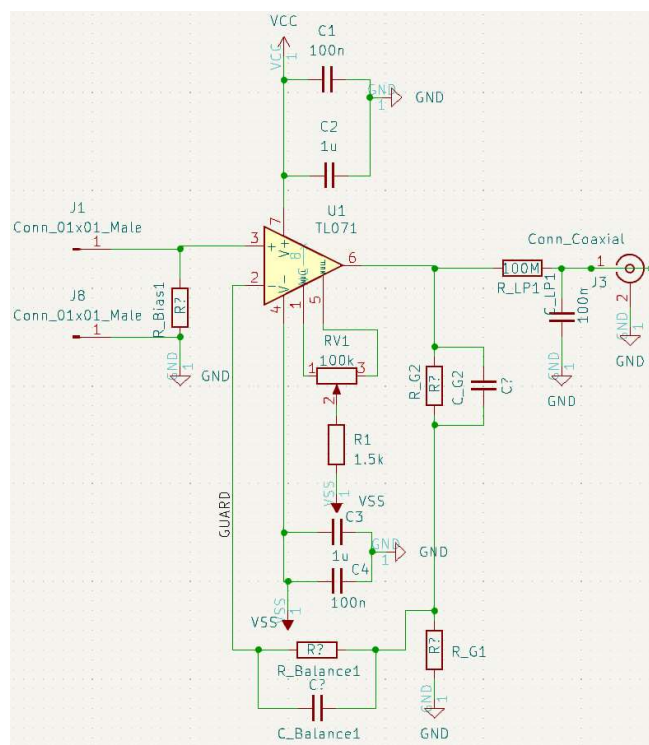
Рисунок 20 – Зависимость напряженности МП от силы тока в катушках Гельмгольца и ее линейная аппроксимация

2.2 Измерительная плата с операционным усилителем

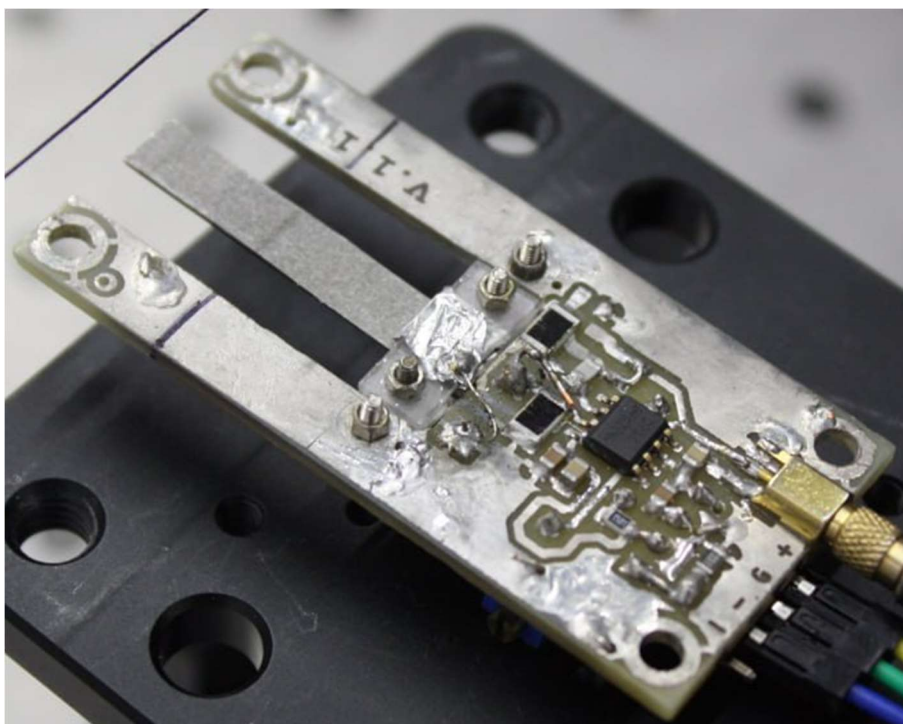
Детектирование сигнала во время измерений, генерируемого МЭ структурами, выполняется напрямую входным каналом синхронного детектора. Основным препятствием при работе с диэлектрическими материалами является огромное значение их полного импеданса на низкочастотном диапазоне в сравнении с импедансом входного канала: сопротивление синхронного детектора на входе составляет 1 МОм, при этом сопротивление диэлектрика может

варьироваться в порядке сотен МОм. Такое соотношение импедансов приводит к тому, что большая часть падения напряжения генерируемого МЭ структурой электрического сигнала происходит на самом кристалле. Наличие в измерительной схеме МЭ структуры одновременно сопровождается образующимся фильтром высоких частот. Для решения проблемы используют измерительные платы на основе операционных усилителей (ОУ), используемых в качестве усилителей напряжения либо усилителей заряда [60, 61], а также имеющих огромное сопротивление на входных каналах (вплоть до десятков ГОм) и малое сопротивление на выходном канале.

Эквивалентная схема и внешний вид измерительной платы с закрепленной МЭ структурой представлены на рисунке 21 (а, б). В основу платы выбран TL071CP как дешевый, маломощный и низкошумящий в широком частотном диапазоне ОУ. Особенностью измерительной платы является наличие защитного контура, внутри которого находится соединение одного контакта МЭ структуры и неинвертирующего канала ОУ, для нивелирования влияния наводок, связанных с поверхностной проводимостью, на уровень входного сигнала. Также в схеме предусмотрены: конденсаторы емкостью 100 нФ и 1 мкФ для уменьшения шумов от питания, подстроечный резистор для ручной настройки постоянного уровня выходного с ОУ сигнала, конденсаторы и резисторы в обратной отрицательной связи для возможности контроля коэффициента усиления и фильтр высоких частот со срезом 15 Гц для устранения постоянной составляющей сигнала, приходящего на входной канал синхронного усилителя. Для экранирования измерительной платы от внешних наводок был реализован каркас, который перед измерениями обшивался алюминиевой фольгой. Подача питания $U_{\pm 5}$ В на ОУ производится при помощи выходных AUX-каналов синхронного детектора.



(a)



(б)

а – Эквивалентная схема; б – внешний вид.
Рисунок 21 – Измерительная плата с ОУ

2.3 Управляющая программа МЭ измерений

Управляющая измерениями программа реализована в среде программирования NI LabVIEW, при этом взаимодействие с элементами измерительной установки происходит с использованием SCPI-команд. В программе предусмотрен контроль параметров синхронного детектора, которые остаются неизменными во время измерений (диапазон входного канала, порядок и полуширина фильтра и т.д.) и меняются для реализации методик измерений МЭ эффекта (амплитуда и частота переменного выходного сигнала, величина постоянного выходного сигнала и т.д.). В процессе измерений полученные данные построчно записываются в текстовый файл.

Во всех вариантах измерений значения параметров каждой экспериментальной точки рассчитываются как среднеарифметическая величина нескольких измерений, при этом погрешность вычисляется как среднеквадратичная [62]. Так как выходные данные с синхронного детектора представлены в комплексном виде, то для нахождения амплитуды и сдвига фазы детектируемого сигнала используются следующие формулы:

$$R = \sqrt{X^2 + Y^2}, \quad \theta = \arctg \frac{Y}{X}, \quad (8)$$

где R и θ – амплитуда и сдвиг фазы детектируемого сигнала;

X и Y – синфазная и квадратурная части комплексного представления входного сигнала.

Стоит отметить, что для расчета сдвига фазы в программе предусмотрено использование команды `atan2` для учета знаков мнимой и действительной частей, тем самым различая результат расчетов для 1 и 3 углов и 2 и 4 углов тригонометрической окружности.

Пересчет МЭ коэффициента производится по формуле:

$$\alpha = \frac{V}{\delta H \cdot t}, \quad (9)$$

где V – амплитуда переменного входного сигнала;

t – толщина ПЭ слоя в МЭ структуре;

δH – амплитуда внешнего переменного магнитного поля.

Для контроля измерений в интерфейсе программы рассчитанные параметры выводятся в виде графиков. Так, по графику значений экспериментальных точек для одного измерения производится контроль за выравниванием системы после переключения в новое значение изменяемого параметра.

2.4 Выводы к главе II

Произведен теоретический расчет распределения МП, генерируемого катушками Гельмгольца с заданными параметрами, в котором объем цилиндра, внутри которого генерируется однородное МП, имеет диаметр 80 мм, а высота – 100 мм; переводной коэффициент между амплитудой МП и величиной тока в витках – 7,0786 Э/А.

Для корректной подачи МП на реализованные катушки Гельмгольца получены следующие зависимости: частотный спектр полного импеданса катушек, зависимость величины МП от подаваемого тока. Переводной коэффициент для собранных катушек составил 7,596 Э/А, что коррелирует с теоретическим расчетом.

Для реализации экспериментальной установки была разработана и сделана измерительная плата на основе ОУ TL071CP. Для контроля проведения измерений реализована управляющая программа в среде программирования NI LabVIEW.

Глава III. Градиентные МЭ структуры «бидоменный кристалл $\text{LiNbO}_3 / \text{Ni} / \text{Metglas}$ »

3.1 Поле смещения квазистатической зависимости для структуры «бидоменный кристалл $\text{LiNbO}_3 / \text{Ni} / \text{Metglas}$ »

Для описания смещения квазистатической зависимости МЭ структуры «бидоменный кристалл $\text{LiNbO}_3 / \text{Ni} / \text{Metglas}$ » будет использоваться эквивалентное продольное поле смещения H_{self} , действующее на магнитный слой Metglas. В рамках теоретической модели H_{self} представлено в виде суммы двух вкладов: воздействия остаточной намагниченности слоя Ni и поля, обусловленного механическими напряжениями в Metglas:

$$H_{self} = H_{self}^{mag} + H_{self}^{mech} \quad (10)$$

где H_{self} – суммарное МП, образуемое внутри слоя Metglas;

H_{self}^{mag} – МП в слое Metglas, образуемое вследствие только магнитного взаимодействия слоев Ni и Metglas;

H_{self}^{mech} – часть МП в слое Metglas, связанная с механическим взаимодействием функциональных слоев.

Далее рассматриваются только продольные компоненты поля, намагниченности и деформации вдоль оси X, совпадающей с длиной композита и направлением квазистатической зависимости. Такое одномерное приближение допустимо и соответствует геометрии вытянутого образца и продольному намагничиванию слоев.

3.1.1 Аналитическая модель расчета поля подмагничивания при взаимодействии слоев Ni и Metglas

В магнитостатическом приближении объемно-усредненные эффективные поля в двух параллельных магнитных слоях представимы как суммы внешнего поля, собственного размагничивающего поля каждого слоя и поля, создаваемого вторым слоем:

$$\begin{aligned} H_{eff,1} &= H_{ext} - N_{11}M_1 - N_{12}M_2, \\ H_{eff,2} &= H_{ext} - N_{22}M_2 - N_{21}M_1, \end{aligned} \quad (11)$$

где $H_{eff,1}$ и $H_{eff,2}$ – эффективные МП, образуемые за счет магнитного взаимодействия в слоях Metglas и Ni соответственно;

H_{ext} – прикладываемое внешнее МП;

N_{11} и N_{22} – факторы размагничивания Metglas и Ni соответственно;

M_1 и M_2 – намагниченности соответствующих слоев;

N_{12} и N_{21} – факторы взаимного магнитного воздействия слоев друг на друга.

Здесь и далее в разделе подстрочные индексы 1 и 2 относятся к слоям Metglas и Ni соответственно.

Такая запись является магнитометрическим представлением задачи о двух взаимодействующих ферромагнитных прямоугольных слоях. Собственные коэффициенты размагничивания рассмотрены в статье [63], а взаимные магнитометрические коэффициенты для двух параллельных прямоугольных пластин – в статье [64].

В отсутствие внешнего МП в структуре величина $H_{eff,1}$ выражается как:

$$H_{eff,1} = -N_{11}M_1 - N_{12}M_2. \quad (12)$$

Далее слой Ni рассматривается как источник смещающего поля с неизменной остаточной намагниченностью на малом рабочем интервале внешнего МП, т.е. $M_2 \approx sM_r^{Ni}$, где $s = \pm 1$ задает направление предварительного намагничивания. При этом не предполагается, что член $N_{11}M_1$ равен нулю, но магнитная составляющая H_{self}^{mag} определяется именно как дополнительное поле, создаваемое слоем Ni в объеме Metglas:

$$H_{eff,1} = H_{self}^{mag} \approx -N_{12}M_r^{Ni}, \quad (13)$$

где M_r^{Ni} – остаточная намагниченность слоя Ni.

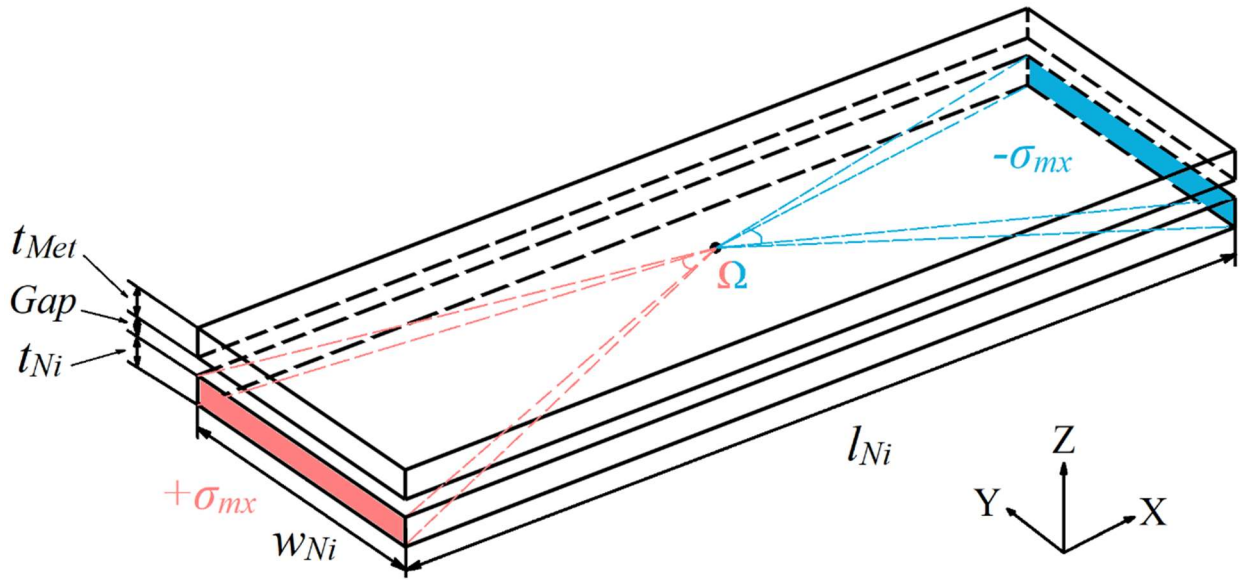
Для аналитического расчета N_{12} в модели принимаются следующие допущения:

а) Остаточная намагниченность Ni однородна по объему слоя, направлена вдоль оси X и представлена в виде интегрального значения M_r^{Ni} по объему слоя Ni; доменная неоднородность Ni и изменение M_r^{Ni} под действием малого МП от слоя Metglas не учитываются;

б) Форм-фактор слоев Ni, Metglas, а также немагнитного слоя аппроксимируются прямоугольными параллелепипедами одинаковой длины и ширины;

в) Магнитостатическое поле Ni моделируется с помощью двух торцевых граней с поверхностной плотностью магнитного заряда $\sigma_m = \pm M_r^{Ni}$.

Ось X направлена вдоль длины рассматриваемой структуры, ось Y – вдоль ширины, ось Z – вдоль толщины. Схематичное изображение расположения слоев Ni и Metglas для аналитической модели расчета магнитной составляющей поля смещения H_{self}^{mag} представлено на рисунке 22.



t_{Met} – толщина слоя Metglas, Gap – толщина немагнитного слоя, t_{Ni} – толщина слоя Ni, w_{Ni} – ширина слоя Ni, l_{Ni} – длина слоя Ni, $\pm\sigma_{mx}$ – поверхностная плотность эквивалентного магнитного заряда на торцевых гранях слоя Ni, Ω – телесный угол.

Рисунок 22 – Схематичное изображение расположения слоев Ni и Metglas для аналитической модели расчета магнитной составляющей поля смещения H_{self}^{mag}

Для одной торцевой грани продольная составляющая магнитного поля в точке Metglas с радиус-вектором $r(x,y,z)$ может быть записана через телесный угол Ω , под которым эта грань видна из рассматриваемой точки:

$$H_x = \frac{\sigma_{mx}}{4\pi} \Omega, \quad (14)$$

где H_x – продольная составляющая поля, создаваемого выбранной торцевой гранью Ni;

σ_{mx} – поверхностная плотность эквивалентного магнитного заряда на данной торцевой грани (для двух противоположных торцов знаки σ_{mx} противоположны);

Ω – ориентированный телесный угол, стягиваемый прямоугольной торцевой гранью Ni в точке наблюдения.

В общем виде поле эквивалентного поверхностного магнитного заряда описывается кулоновским дифференциалом магнитостатики [65]:

$$dH(r) = \frac{1}{4\pi} \frac{\sigma_m(r')(r - r')}{|r - r'|^3} dS' \quad (15)$$

где $dS' = dy' dz'$ – площадь заряженной грани слоя Ni;

$r'(x', y', z')$ – радиус-вектор точки на поверхности заряженной грани.

Так как все точки, принадлежащие заряженной грани слоя Ni, имеют одни и те же координату x_0 и плотность магнитного заряда σ_{mx} , выражение для продольной составляющей образуемого поля упрощается до:

$$dH_x(r) = \frac{\sigma_{mx}}{4\pi} \frac{(x - x_0) dS'}{[(x - x_0)^2 + (y' - y)^2 + (z' - z)^2]^{3/2}} = \frac{\sigma_{mx}}{4\pi} d\Omega, \quad (16)$$

Интегрирование по координатам y' и z' в пределах прямоугольной торцевой грани дает аналитическое выражение для телесного угла через значения в четырех вершинах:

$$\Omega = \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 (-1)^{i+j} \arctan \left[\frac{(y - y_i)(z_j - z)}{(x - x_0) R_{ij}^{geom}} \right], \quad (17)$$

где R_{ij}^{geom} – длина вектора разности радиус-векторов вершин и исследуемой точки:

$$R_{ij}^{geom} = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y_i - y)^2 + (z_j - z)^2}. \quad (18)$$

Поскольку поле рассеяния сильно неоднородно вдоль длины образца и особенно возрастает вблизи торцов Ni, в качестве параметра смещения используется объемно-усредненная продольная компонента поля в Metglas:

$$\begin{aligned}
 \langle H_x \rangle &= \frac{1}{V_{Metglas}} \int_{V_{Metglas}} H_x(r) dV \\
 &= \frac{1}{V_{Metglas}} \int_0^{l_{Ni}} \int_0^{w_{Ni}} \int_{t_{Ni}+Gap}^{t_{Ni}+Gap+t_{Met}} H_x(r) dx dy dz \\
 &= \frac{\sigma_{mx}}{4\pi V_{Metglas}} \int_0^{l_{Ni}} \int_0^{w_{Ni}} \int_{t_{Ni}+Gap}^{t_{Ni}+Gap+t_{Met}} \Omega(r) dx dy dz
 \end{aligned} \tag{19}$$

где $V_{Metglas}$ – объем слоя Metglas;

l_{Ni} – длина рассматриваемых слоев;

w_{Ni} – ширина рассматриваемых слоев;

t_{Ni} , Gap и t_{Met} – толщины слоев Ni, эпоксидного клея и Metglas соответственно.

Коэффициент взаимного магнитного воздействия удобно определить непосредственно через рассчитанное среднее поле как $N_{12} = -\langle H_x \rangle / M_r^{Ni}$. При принятой системе знаков положительный N_{12} соответствует размагничивающему взаимному полю. С учетом телесного угла выражение приобретает вид:

$$N_{12} = \frac{1}{4\pi V_{Metglas}} \int_0^{l_{Ni}} \int_0^{w_{Ni}} \int_{t_{Ni}+Gap}^{t_{Ni}+Gap+t_{Met}} \Omega(r) dx dy dz. \tag{20}$$

В рамках сделанных допущений N_{12} является безразмерным геометрическим коэффициентом: он определяется размерами слоев и расстоянием между ними, а не свойствами материалов. Это утверждение справедливо в приближении однородности остаточной намагниченности Ni.

Для численного вычисления объемного интеграла может быть использована квадратурная формула Гаусса–Лежандра. Для двух узлов по каждой координате отображение стандартного интервала $[-1,1]$ на размеры слоя Metglas приводит к следующей формуле (полный вывод приведен в приложении А):

$$N_{12} = \frac{1}{4\pi V_{Metglas}} \int_0^{l_{Ni}} \int_0^{w_{Ni}} \int_{t_{Ni}+Gap}^{t_{Ni}+Gap+t_{Met}} \Omega(r) dx dy dz \quad (21)$$

$$\approx \frac{1}{32\pi} \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 \sum_{k=1}^2 C_i C_j C_k \Omega(n; m; p),$$

где $h_1 = -0,577350269$ и $h_2 = 0,577350269$ – узлы двухточечной квадратуры Гаусса–Лежандра;

$C_1 = 1$ и $C_2 = 1$ – значения весовых коэффициентов квадратурной формулы Гаусса–Лежандра;

$$n = \frac{l_{Ni}}{2} h_i + \frac{l_{Ni}}{2}, m = \frac{w_{Ni}}{2} h_j + \frac{w_{Ni}}{2}, p = \frac{t_{Met}}{2} h_k + t_{Ni} + Gap + \frac{t_{Met}}{2}.$$

Применение только двух узлов для всего объема слоя Metglas дает недостаточную точность ввиду резкого изменения $H_x(x,y,z)$ вблизи торцов магнитных слоев. Для более точного расчета объем слоя Metglas следует предварительно разделить на элементарные параллелепипеды и последовательно применять квадратурную формулу к каждому из них.

При равномерном разбиении вклад каждого элементарного объема суммируется с одинаковым объемным весом. Matlab-реализация данного подхода к

расчету приведена в приложении Б. Точность расчета необходимо контролировать проверкой сходимости значения N_{12} при постепенном уменьшении шага сетки.

Более эффективен неравномерный шаг вдоль X с уплотнением сетки у торцов, где градиент поля максимален. При таком разбиении каждый узел должен учитываться с весом, пропорциональным соответствующему элементарному объему; простое арифметическое усреднение значений поля при неодинаковых шагах некорректно. Вариант такого расчета приведен в приложении В.

3.1.2 Механическое взаимодействие слоев Ni и Metglas

Механическая часть модели описывает влияние несовпадающих магнитострикционных деформаций Ni и Metglas на магнитное состояние Metglas. Ниже используется одномерное мембранное приближение с идеальной передачей продольных напряжений между магнитными слоями со следующими допущениями:

а) Контакт «Ni / Metglas» считается идеально жестким; податливость клеевого слоя, если он присутствует в реальной структуре, не учитывается;

б) Продольные деформации слоев принимаются одинаковыми, а изгибная кривизна не учитывается. Такое приближение оправдано ввиду подавления изгиба более жесткой подложкой-слоем бидоменного кристалла LiNbO_3 :

$$\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon, \quad (22)$$

где ϵ_1 и ϵ_2 – продольные деформации слоев Metglas и Ni соответственно.

в) Механические свойства считаются линейно-упругими, а модули Юнга Y_1 и Y_2 не зависят от поля и напряжения в рассматриваемом диапазоне.

Для изотропного ферромагнетика при одноосном напряжении стандартная угловая часть магнитоупругой энергии записывается как:

$$F_{mech} = -\frac{3}{2}\lambda\sigma\left(\cos^2\theta - \frac{1}{3}\right), \quad (23)$$

где λ – деформация за счет магнитострикционного эффекта;

σ – механические напряжения внутри материала;

θ – угол между направлением намагниченности материала и осью механического напряжения.

При $\theta = 0$, то есть при совпадении направлений намагниченности и механического напряжения, это выражение дает продольный энергетический вклад:

$$F_{mech} = -\lambda\sigma. \quad (24)$$

Для дальнейшего расчета используется не прямое дифференцирование предыдущего продольного выражения, а эквивалентно-полевое приближение Jiles–Sablik [66,67]. В этом формализме влияние одноосного напряжения на магнитное состояние представляется дополнительным эффективным полем H_{mech} , зависящим от производной магнитострикции по намагниченности:

$$F_{mech} = -\frac{3}{2}\sigma\lambda(M). \quad (25)$$

Дифференцирование принятого в модели стресс-зависимого потенциала по намагниченности приводит к эквивалентному магнитоупругому полю:

$$H_{mech} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial F_{mech}}{\partial M}. \quad (26)$$

В результате в модели Jiles–Sablik используется выражение:

$$H_{mech} = \frac{3\sigma_i}{2\mu_0} \frac{d\lambda_i}{dM_i}. \quad (27)$$

Производная $d\lambda_i/dM_i$ определяется из экспериментальной зависимости $\lambda_i(M_i)$ для Metglas или из экспериментальных зависимостей $\lambda_i(H)$ и $M_i(H)$.

Для определения внутренних напряжений используется условие равновесия продольных сил:

$$\sigma_1 S_1 + \sigma_2 S_2 = 0 \rightarrow \sigma_1 t_1 + \sigma_2 t_2 = 0, \quad (28)$$

где S_1 и S_2 – площади поперечного сечения Metglas и Ni. При одинаковой ширине слоев $S_1 = wt_1$ и $S_2 = wt_2$, поэтому общий множитель w сокращается;

t_1 и t_2 – толщины слоев Metglas и Ni соответственно.

С учетом магнитострикции как собственной деформации и линейной упругости напряжения в слоях выражаются как:

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= Y_1(\epsilon - \lambda_1), \\ \sigma_2 &= Y_2(\epsilon - \lambda_2), \end{aligned} \quad (29)$$

Отсюда:

$$\sigma_1 = \frac{Y_1 Y_2 t_2}{Y_1 t_1 + Y_2 t_2} (\lambda_2 - \lambda_1), \quad (30)$$

$$\sigma_2 = \frac{Y_1 Y_2 t_1}{Y_1 t_1 + Y_2 t_2} (\lambda_1 - \lambda_2). \quad (30)$$

Подстановка найденного напряжения σ_I в эквивалентно-полевое соотношение дает механическую составляющую поля смещения в Metglas. Производная $d\lambda_I/dM_I$ и λ_I должны вычисляться в одной и той же рабочей точке:

$$H_{self}^{mech} = \frac{3}{2\mu_0} \frac{d\lambda_1}{dM_1} (H_{self}) \cdot \frac{Y_1 Y_2 t_2}{Y_1 t_1 + Y_2 t_2} \cdot (\lambda_2(M_r^{Ni}) - \lambda_1(H_{self})) \quad (31)$$

Суммарное поле смещения при $H_{ext} = 0$ определяется как сумма магнитостатического и магнитоупругого вкладов:

$$H_{self} = -M_{rem}^{Ni} \cdot \left(\frac{1}{32\pi} \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 \sum_{k=1}^2 \Omega(n; m; p) \right) + \quad (32)$$

$$+ \frac{3}{2\mu_0} \frac{d\lambda_{Metglas}}{dM_{Metglas}} (H_{self}) \cdot \frac{Y_{Ni} Y_{Metglas} t_{Ni}}{Y_{Metglas} t_{Metglas} + Y_{Ni} t_{Ni}} \cdot (\lambda_{Ni}(M_{rem}^{Ni}) - \lambda_{Metglas}(H_{self})).$$

Уравнение является не явным, а самосогласованным: в его правой части присутствуют $\lambda_{Metglas}(H_{self})$ и, в общем случае, $d\lambda_{Metglas}/dM_{Metglas}$, вычисляемая в рабочей точке, которая сама задается H_{self} . Поэтому задача сводится к поиску неподвижной точки $H_{self} = F(H_{self})$.

3.1.3 Пример расчета поля смещения

Полученная модель применена к геометрии структуры, рассмотренной в работе [68]. Исходные параметры расчета приведены в таблице 2.

Таблица 2. Первоначальные значения параметров для расчета

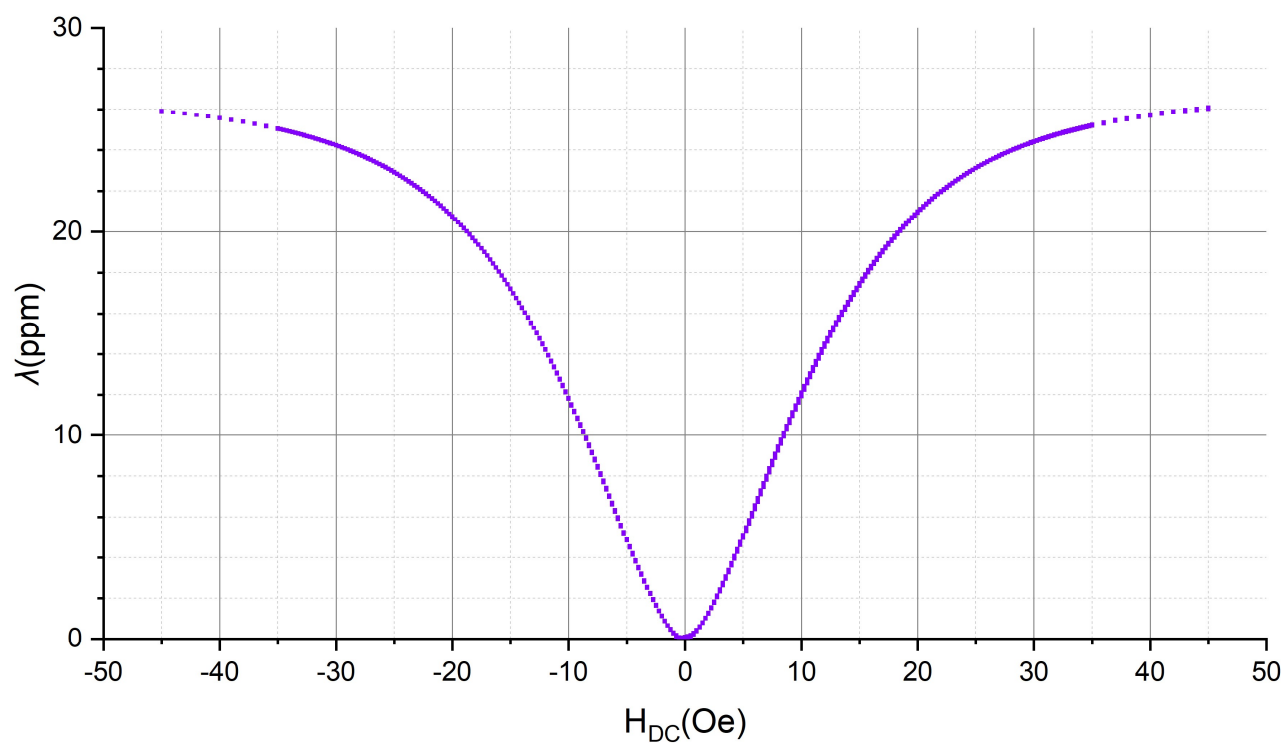
Параметр	Значение
Длина слоев, мм	30
Ширина слоев, мм	5
Толщина слоя Metglas, мкм	28
Толщина слоя Ni, мкм	30
Толщина эпоксидного клея, мкм	0
Модуль Юнга Metglas, ГПа	110
Модуль Юнга Ni, ГПа	200
Остаточная намагниченность Ni: $\mu_0 M_r^{Ni}$, Тл	0,3 ($M_r^{Ni} \approx 2,39 \times 10^5$ А/м)
Намагниченность насыщения Ni: $\mu_0 M_s^{Ni}$, Тл	0,6 ($M_s^{Ni} \approx 4,77 \times 10^5$ А/м)
Магнитострикция насыщения Ni, ppm	-32

Использованные экспериментальные зависимости $M(H)$ и $\lambda(H)$ для слоя Metglas представлены на рисунке 23.

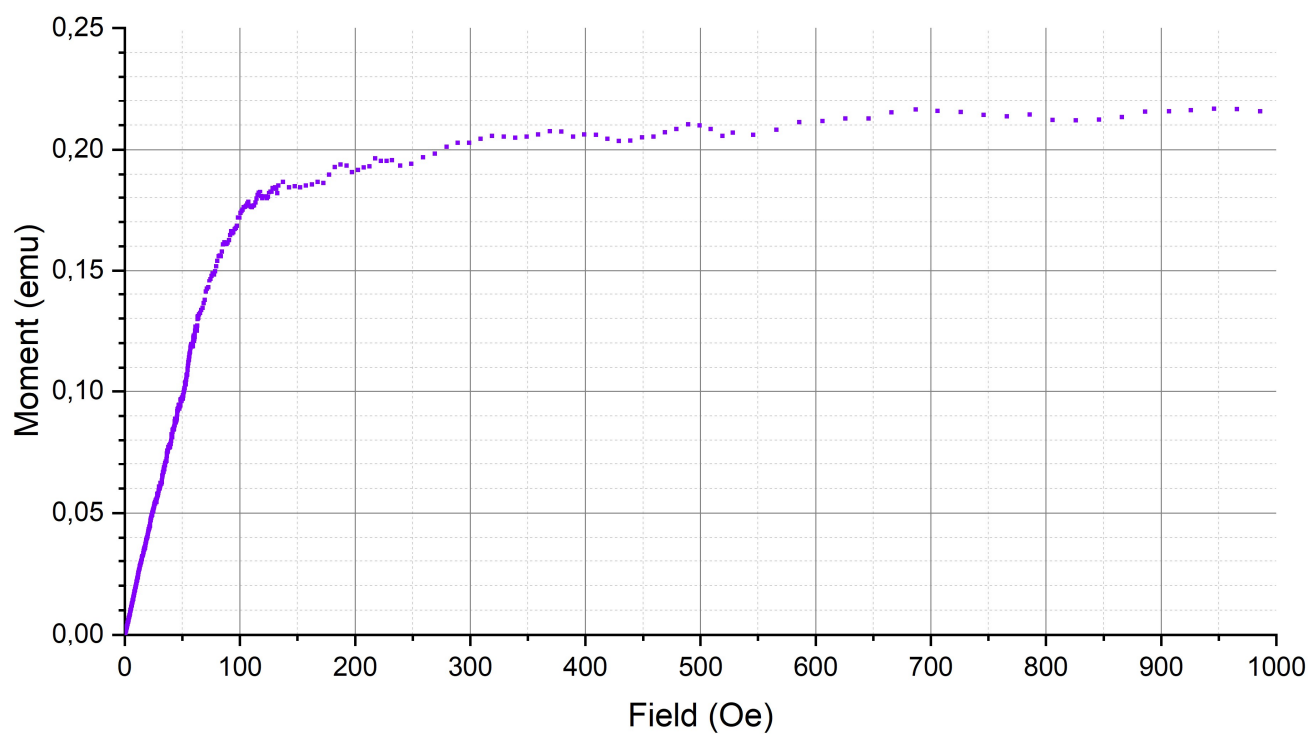
Используя скрипт из приложения Б, получено $N_{12} = 1,555 \times 10^{-3}$. Магнитостатическая составляющая составила $H_{self}^{mag} \approx -N_{12} M_r^{Ni} \approx -371$ А/м $\approx -4,67$ Э.

Для определения магнитострикции слоя Ni используется простое квадратичное приближение:

$$\lambda_{Ni} = \lambda_{s,Ni} \left(\frac{M_r^{Ni}}{M_s^{Ni}} \right)^2 = -32(0.5)^2 = -8 \text{ ppm}, \quad (33)$$



(a)



(б)

а – Магнитострикционная зависимость, б – Магнитная зависимость.

Рисунок 23 – Экспериментальные зависимости слоя Metglas

Множитель перед разностью магнитострикционных деформаций имеет размерность модуля упругости и представляет эффективную продольную жесткость двухслойной системы:

$$\frac{Y_{Ni}Y_{Metglas}t_{Ni}}{Y_{Metglas}t_{Metglas} + Y_{Ni}t_{Ni}} = \frac{110 \text{ ГПа} \cdot 200 \text{ ГПа} \cdot 30 \text{ мкм}}{110 \text{ ГПа} \cdot 28 \text{ мкм} + 200 \text{ ГПа} \cdot 30 \text{ мкм}} \quad (34)$$

$$= 72,69 \text{ ГПа}.$$

После подстановки численных параметров остается решить самосогласованное нелинейное уравнение:

$$H_{self}^{(n+1)} = H_{self}^{mag} + H_{self}^{mech}(H_{self}^{(n)}) \quad (35)$$

В представленном расчете получено значение $H_{self} = -3,28 \text{ Э}$; при этой рабочей точке механическая составляющая равна $H_{self}^{mech} = 1,39 \text{ Э}$, то есть частично компенсирует магнитостатический вклад $H_{self}^{mag} = -4,67 \text{ Э}$.

Расчетное значение $|H_{self}| \approx 3,3 \text{ Э}$ близко к экспериментально наблюдаемому смещению квазистатической зависимости структуры, представленному на рисунке 35 (а).

Зависимости величин H_{self} , H_{self}^{mag} и H_{self}^{mech} от значения отношения $t_{Ni}/t_{Metglas}$ при изменении толщины слоя Ni представлены на рисунке 24. Величина механической составляющей при постепенном увеличении отношения толщин функциональных слоев достигает определенного предельного значения, в то время как магнитная составляющая непрерывно продолжает расти по модулю. Однако в действительности при дальнейшем увеличении толщины слоя Ni равномерное распределение остаточной намагниченности становится менее

выгодным, вследствие чего образуются замыкающие и другие магнитные домены, а эффективная продольная остаточная намагниченность, создающая МП, уменьшается. Поэтому применимость данной теоретической модели также должна ограничиваться определенным максимальным значением $t_{Ni}/t_{Metglas} < 2$.

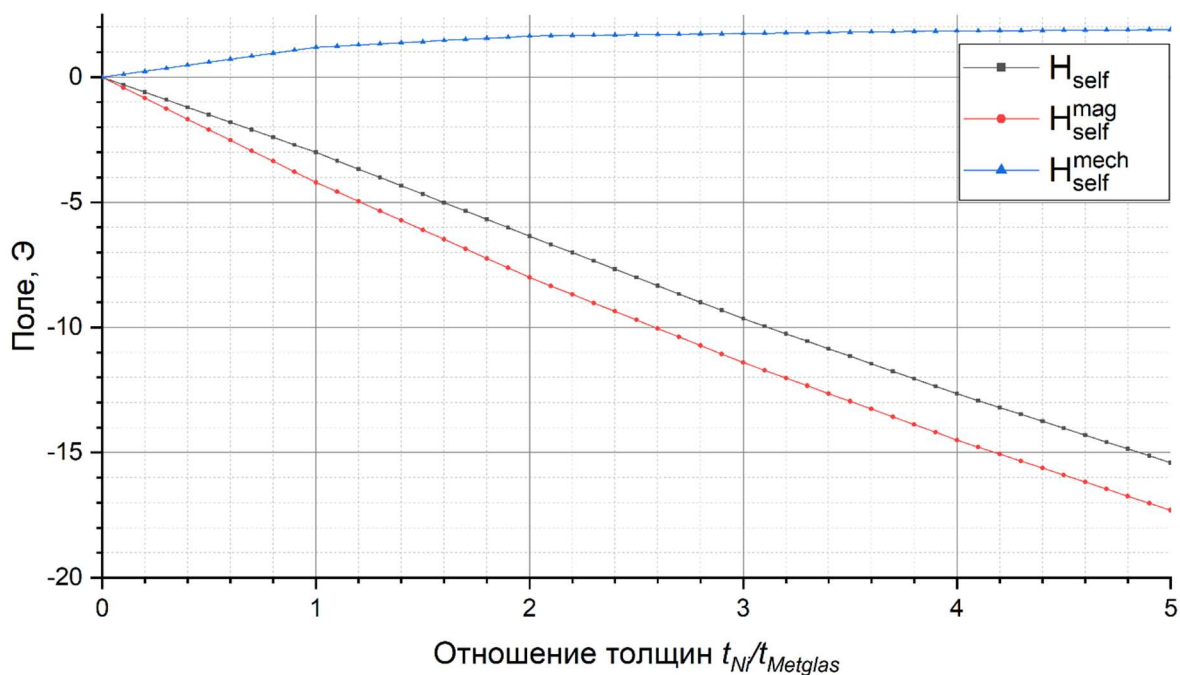
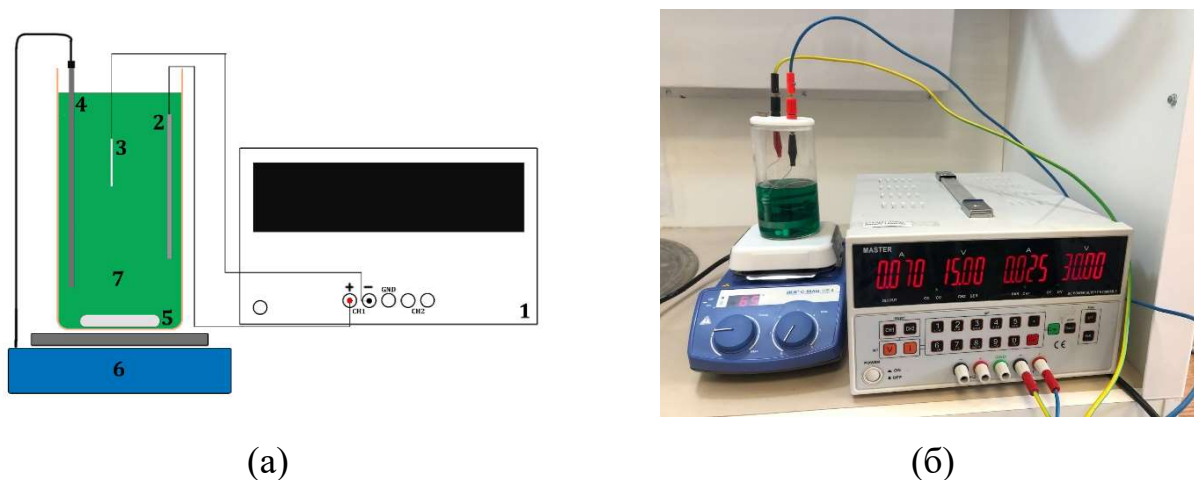


Рисунок 24 – Расчетные зависимости H_{self} , H_{self}^{mag} и H_{self}^{mech} от величины отношения $t_{Ni}/t_{Metglas}$

3.2 Электрохимическое осаждение никельсодержащих слоев на поверхность бидоменных кристаллов $LiNbO_3$

Для проведения электрохимического осаждения никельсодержащих слоев собрана установка, схематичное изображение и внешний вид которой представлены на рисунке 25 (а, б). Состав водного раствора, используемый для электрохимического осаждения [69]: сульфат никеля с концентрацией 300 г/л, борная кислота – 90 г/л, ПАВ – 1 г/л, кумарин – 0,1 г/л. Для поддержания

концентрации ионов никеля в растворе используется анод из пластины чистого никеля. Температура раствора во время проведения процесса осаждения поддерживается около 75°C . При подаче разности потенциалов величина плотности тока в процессе осаждения устанавливается 20 мА/см^2 с помощью источника питания в режиме работы источника тока. Линейные размеры образцов бидоменных кристаллов $\text{LiNbO}_3 - 20 \times 5 \times 0,5\text{ мм}^3$.



а – Схематичное изображение; б – внешний вид.

Рисунок 25 – Экспериментальная установка для проведения электрохимического осаждения никельсодержащих слоев

Перед проведением электрохимического осаждения на одну из рабочих граней наносится металлический электрод методом магнетронного распыления мишени. В качестве материала электрода выбран титан как металл с хорошими адгезионными свойствами в контакте с оксидными диэлектриками [70]. Процесс проводился в установке магнетронного распыления Desk V (Denton Vacuum) в атмосфере аргона с давлением $5 \cdot 10^{-3}$ Торр со скоростью напыления $13,5\text{ нм/мин}$. Толщина полученных титановых электродов – 100 нм .

Процесс электрохимического осаждения проводился для серии образцов бидоменных кристаллов LiNbO_3 с титановыми электродами с различным временем

осаждения, варьирующимся в интервале от 3 мин до 30 мин с шагом в 3 мин. Контроль толщины осажденных слоев производился при помощи профилометра Alpha-Step IQ.

Зависимость толщины никелевых слоев от времени осаждения представлена на рисунке 26. Значение толщины полученного слоя рассчитывалось как среднеарифметическое по снятому профилю, а погрешность указывает максимальное отклонение толщины слоя в обе стороны. По полученным экспериментальным данным скорость электрохимического осаждения при вышеуказанных условиях составила приблизительно 0,3 мкм/мин.

Для определения структуры полученных пленок образец с наибольшей толщиной осажденного слоя был исследован рентгенодифрактометрическим методом. Спектр интенсивности отраженного пучка от двойного угла поворота представлен на рисунке 27.

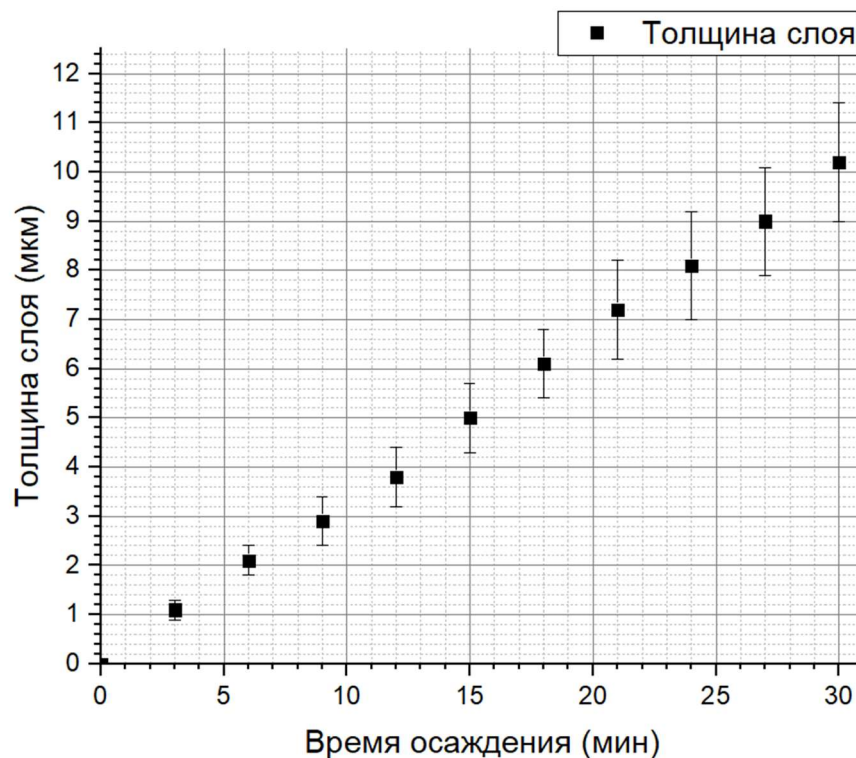


Рисунок 26 – Зависимость толщины никелевых слоев от времени осаждения

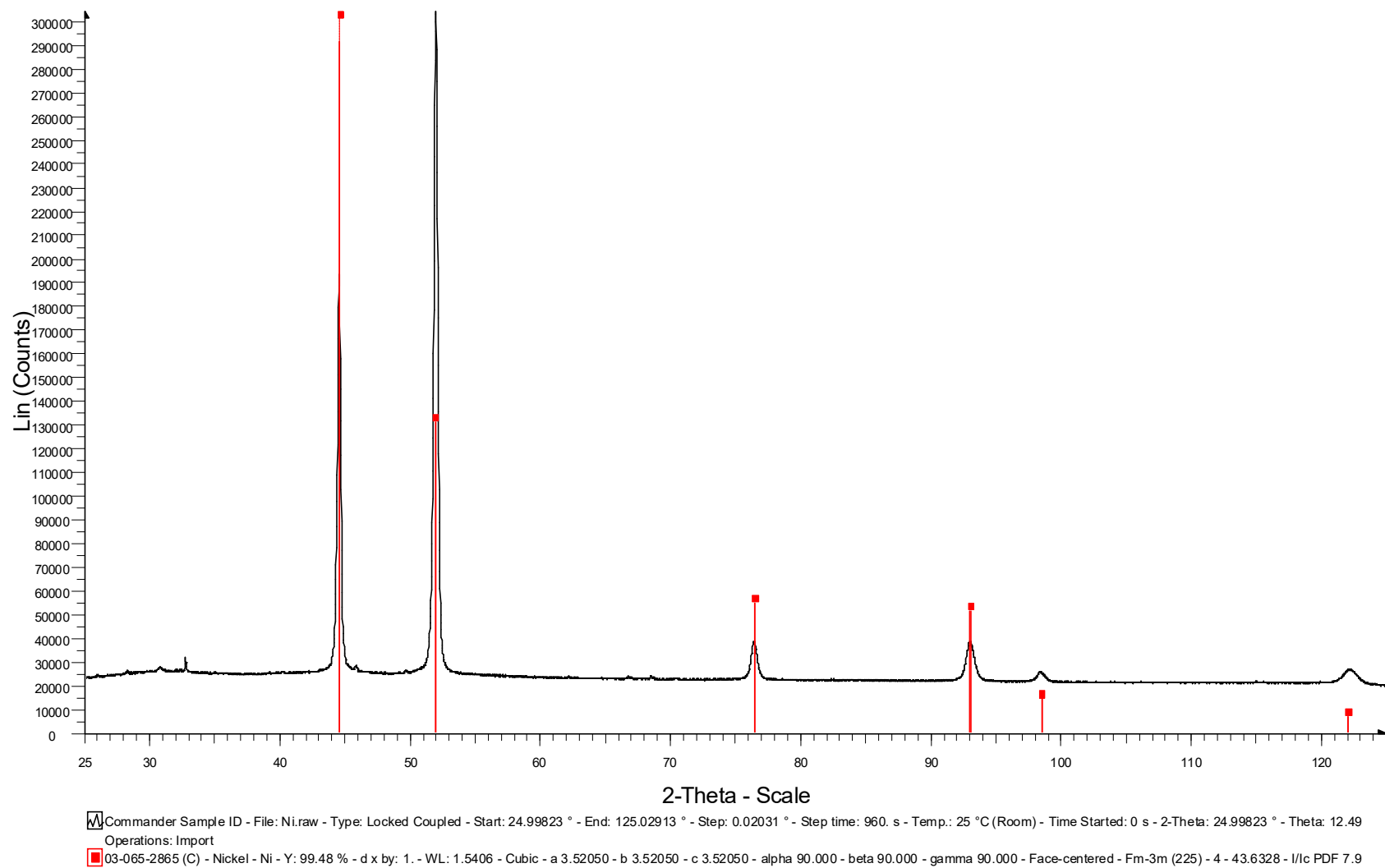


Рисунок 27 – Дифрактограмма осажденного слоя никеля

Полученные никелевые слои имеют поликристаллическую текстурированную структуру.

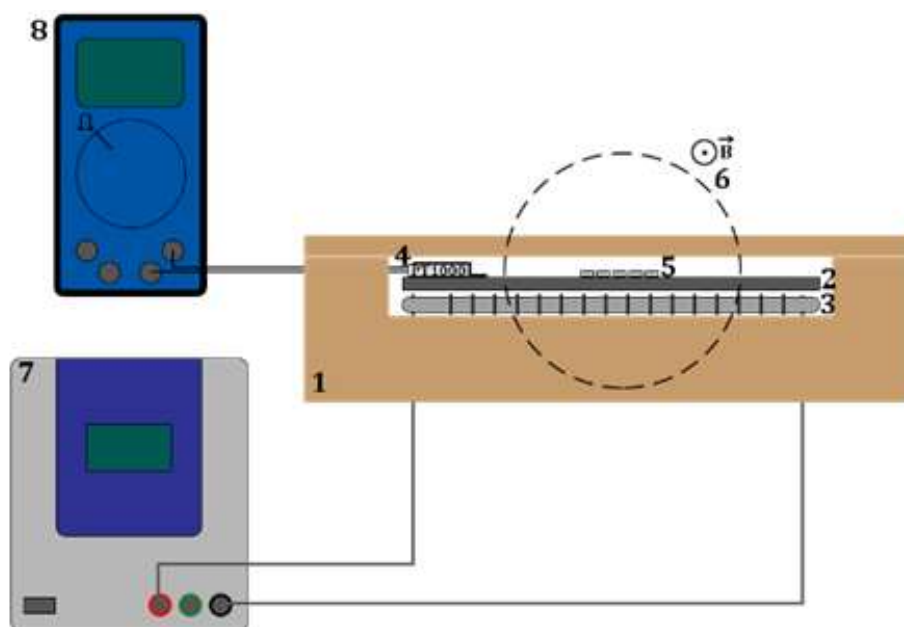
3.3 Термическая обработка структур в однородном постоянном МП

Для упорядочения магнитной доменной структуры полученных слоев никеля в направлении длин образцов проводились отжиги в постоянном МП. Необходимость данного этапа подготовки МЭ структуры заключается в задании остаточной намагниченности подмагничивающего слоя, за счет которой происходит смещение квазистатической зависимости МЭ эффекта и, следовательно, появление ненулевого МЭ коэффициента.

Схематичное изображение собранной установки для проведения отжигов в МП представлено на рисунке 28. Процесс нагрева контролируется при помощи терморезистора Pt-1000, прикрепленного к алюминиевой пластине для равномерного распределения тепла, и настраиваемого ПИД-регулятора, реализованного в среде программирования NI LabVIEW. Величина прикладываемого внешнего МП в 600 мТл в несколько раз превышает коэрцитивное поле никеля ($H_{\text{соер}} < 120 \text{ Э}$) для обеспечения полного перемагничивания. Температура выдержки при отжиге выбрана равной 370 °С и находящейся в диапазоне от температуры точки Кюри никеля ($T_C = 358 \text{ °С}$) до температуры образования оксидного слоя на поверхности ($T \sim 400 \text{ °С}$). Время выдержки – 30 мин.

Для визуализации результата отжига в МП поверхность никелевых слоев была исследована методом МСМ в динамическом режиме с предварительной регистрацией топографии исследуемого участка полуконтактным методом. В данной методике контраст распределения проекций магнитных моментов, лежащих в плоскости пленки, представлен как сдвиг фазы между подаваемым на

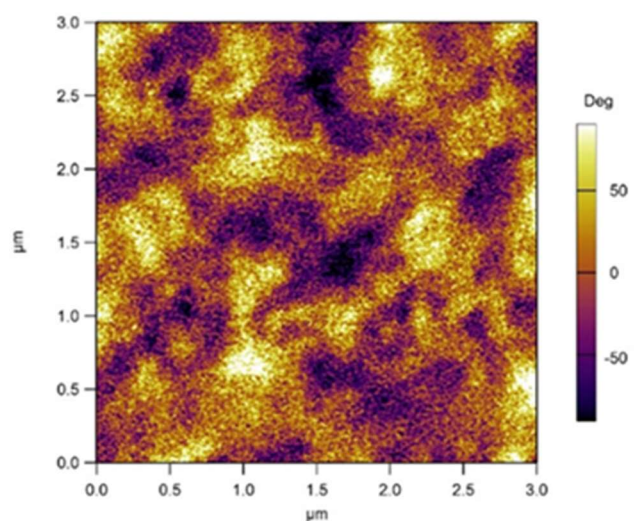
кантилевер с кобальтовым напылением возбуждающий сигнал и детектируемых с помощью лазера и четырехсекционного фотодиода колебаний кантилевера.



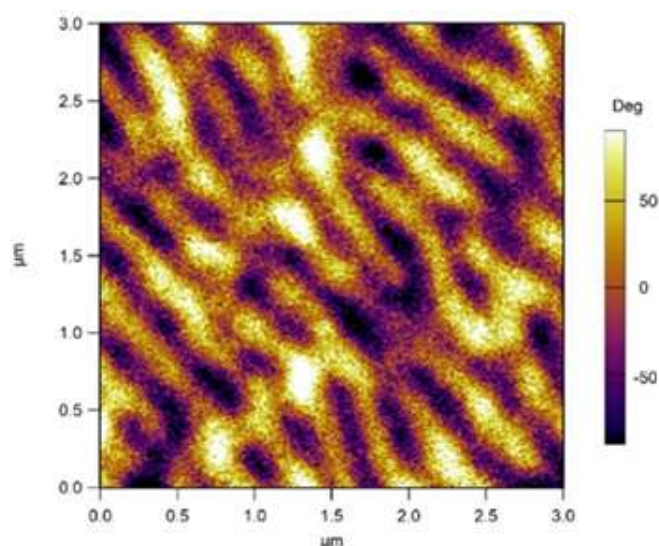
1 – корпус из шамотного кирпича; 2 – алюминиевая пластина; 3 – нагревательный элемент;
4 – терморезистор Pt1000; 5 – образцы; 6 – внешнее постоянное МП; 7 – источник питания;
8 – мультиметр.

Рисунок 28 – Схематичное изображение установки для проведения отжига образцов в постоянном МП

Полученные распределения для поверхностей никелевых слоев до и после термической обработки в постоянном МП представлены на рисунке 29 (а, б). В случае образцов до отжига распределение не имеет определенного упорядочения магнитных доменов, в то время как в случае никелевых слоев после отжига появляется выраженное направление упорядочения вдоль диагонали исследуемого участка, которое соответствует длине подготавливаемых МЭ структур.



(a)



(б)

а – до отжига в ПМП; б – после отжига в ПМП.

Рисунок 29 – Магнитное распределение на поверхности никелевых слоев

Конечный этап подготовки МЭ структуры – приклеивание МС материала (Metglas марки 2826МВ, $20 \times 5 \times 0,029$ мм³) к образцам «Ti(100 нм) / бидоменный кристалл LiNbO₃ / Ti(100 нм) / Ni». После нанесения эпоксидного слоя МЭ структура была помещена под вертикальное механическое давление при помощи металлического цилиндра в термошкаф с температурой 50 °С на 3 часа.

3.4 МЭ датчик тока

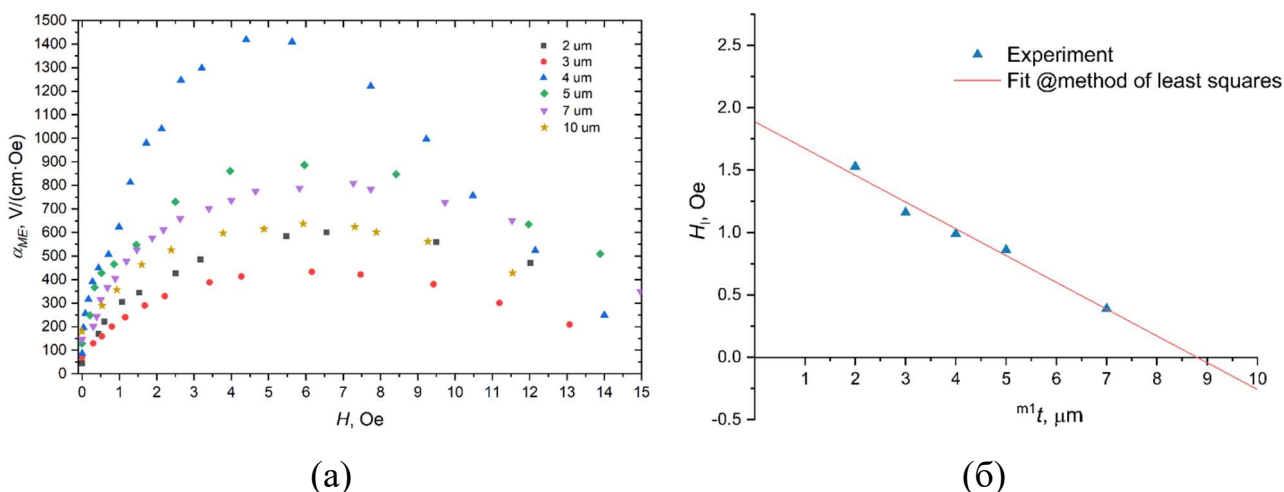
На основе полученных МЭ структур был создан прототип датчика тока в проводе. Принцип работы МЭ датчика тока следующий: протекающий по проводу ток генерирует вокруг себя МП, которое взаимодействует с калиброванной МЭ структурой. При наличии модулирующего внешнего МП с заданными амплитудой и частотой, которое реализуется с помощью соленоида, детектируется выходной МЭ сигнал, по амплитуде которого определяется величина тока. Диапазон амплитуд детектируемых токов ограничивается линейным участком квазистатической зависимости МЭ эффекта чувствительной части датчика, внутри которого каждому значению тока в проводе соответствует единственное значение выходного МЭ сигнала.

Для выборки наиболее подходящей МЭ структуры в качестве чувствительного элемента МЭ датчика тока были получены квазистатические зависимости на резонансных частотах для образцов с толщинами никелевых слоев 2 мкм, 3 мкм, 4 мкм, 5 мкм, 7 мкм и 10 мкм, представленные на рисунке 30 (а).

В случае использования МЭ структуры для детектирования постоянного МП от тока с проводом без необходимости в определении направления его протекания наличие подмагничивающего слоя подразумевает сдвиг квазистатической зависимости на величину поля, которое соответствует началу линейного участка. Однако достижение идеального для данного случая смещения не было получено: в случае МЭ структур с толщинами слоев никеля не более 7 мкм сдвиг зависимости оказался недостаточен, а в случае 10 мкм – излишен.

Для определения нужной толщины подмагничивающего слоя для желаемого смещения была построена зависимость величины внешнего постоянного МП, необходимого для вывода МЭ структуры в начало линейного

участка, от толщины никелевых слоев для данных образцов (рисунок 30 (б)). После линейной аппроксимации экспериментальных данных методом наименьших квадратов толщина слоя никеля, при которой отсутствует необходимость в дополнительном подмагничивании МЭ структуры, составила около 9 мкм.

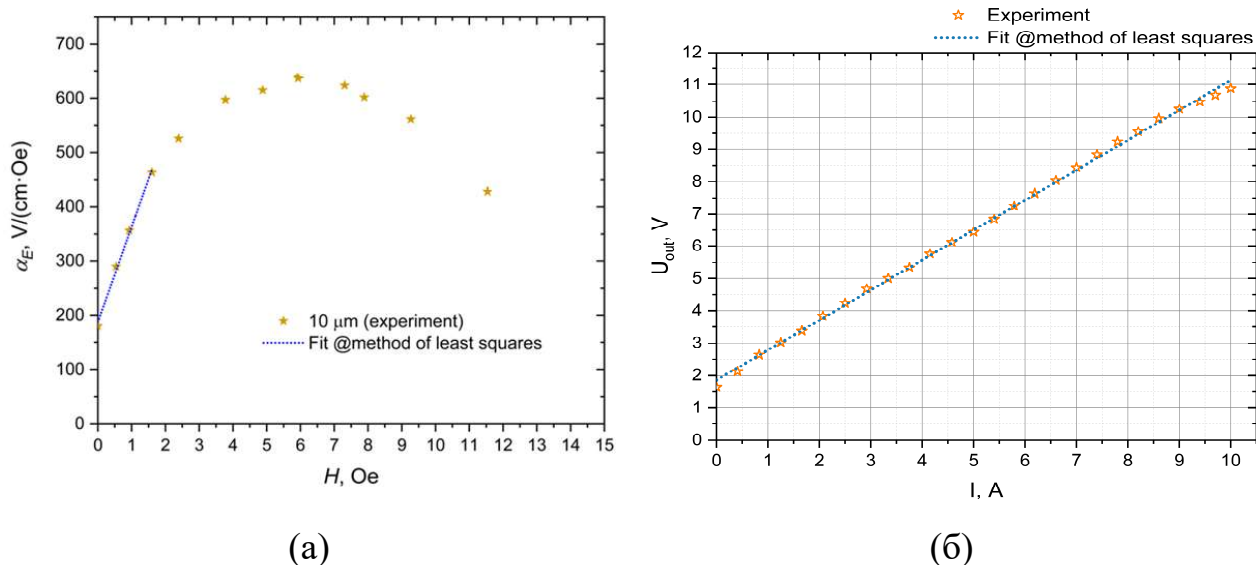


а – Квазистатические зависимости; б – зависимость величины внешнего постоянного МП, необходимого для вывода МЭ структуры в начало линейного участка, от толщины никелевых слоев.

Рисунок 30 – МЭ структуры «бидоменный кристалл LiNbO_3 / Ni / Metglas» с толщинами никелевого слоя 2, 3, 4, 5, 7 и 10 мкм

В качестве чувствительного элемента МЭ датчика тока выбрана МЭ структура с толщиной никелевого слоя 10 мкм, квазистатические МЭ характеристики которой представлены на рисунке 31 (а). Для нивелирования внешних наводок вся конструкция датчика помещена в металлический экранирующий корпус. Для подвода исследуемого тока к МЭ образцу на необходимое расстояние используется металлическая шина с двумя выходными каналами.

Калибровка датчика проведена в диапазоне подаваемых токов вплоть до 10 А при подаче модулирующего переменного МП амплитудой 0,2 Э и частотой, соответствующей ЭМР МЭ структуры. Экспериментальные данные и линейная аппроксимация, полученная методом наименьших квадратов, зависимости амплитуды выходного МЭ сигнала от величины тока в металлической шине представлены на рисунке 31 (б).



а – Теоретическая и экспериментальная зависимости МЭ эффекта композитной структуры;

б – зависимость амплитуды выходного сигнала с датчика от величины тока.

Рисунок 31 – Датчик тока на основе структуры «бидоменный кристалл LiNbO_3 / Ni / Metglas» с толщиной никелевого слоя 10 мкм

Коэффициент детерминации линейной аппроксимации полученных экспериментальных данных в исследуемом токовом диапазоне составил 0,998. В реализованной конфигурации чувствительность датчика тока составила 0,9 В/А. Ограничение токового диапазона обуславливалось возможностями источника питания. Стоит отметить, что величина тока 10 А соответствует внешнему МП в 1,1 Э, и конец линейного участка происходит при 1,6 Э. Тем самым рабочий диапазон детектируемых токов шире, чем 10 А.

3.5 Выводы к главе III

В главе III представлена самосогласованная модель поля смещения в градиентной структуре «бидоменный кристалл LiNbO_3 / Ni / Metglas», в которой результирующее внутреннее поле представлено в виде суммы магнитостатического вклада остаточной намагниченности Ni и магнитоупругого вклада.

Рассмотрен технологический процесс создания МЭ структур на основе бидоменных кристаллов LiNbO_3 : электрохимическое осаждение никельсодержащих слоев, отжиг в ПМ. Представлен прототип практического применения МЭ структуры в качестве датчика тока. Скорость электрохимического осаждения никеля на бидоменный кристалл LiNbO_3 $20 \times 5 \times 0,5 \text{ мм}^3$ с титановыми электродами толщиной 100 нм при установлении плотности тока в 20 мА/см^2 составила приблизительно 0,3 мкм/мин. Полученные никелевые слои имеют поликристаллическую текстурированную структуру. Зерна никеля преимущественно ориентируются по плоскости (100) вдоль длины исследованного образца.

Отжиг структуры «Ti(100 нм) / бидоменный кристалл LiNbO_3 / Ti(100 нм) / Ni» в однородном МП, направленном вдоль длины образцов, приводит к упорядочению магнитных доменов слоя никеля, что показано методом МСМ.

Реализован прототип МЭ датчика тока в проводе на основе структуры «Ti(100 нм) / бидоменный кристалл LiNbO_3 / Ti(100 нм) / Ni(10 мкм) / Metglas марки 2826MB(29 мкм)». Переводной коэффициент между амплитудой выходного МЭ сигнала и величиной протекаемого тока составил 0,9 В/А. Оптимальная толщина никелевого слоя приблизительно 9 мкм.

Глава IV. Взаимодействие градиентных МЭ структур с НМП

Большинство работ по тематике МЭ структур сфокусировано на изучении МЭ характеристик в условиях однородного МП, подходящих только для научных исследований. Однако в большинстве практических применений МЭ структур (например, картирование МП) обычно присутствуют неоднородные МП (НМП), что приводит к появлению неочевидных изменений. Так, в статье [34] показано, что зависимость выходного сигнала с МЭ структуры от координаты ее расположения относительно единичного витка меняется с частотой детектируемого НМП. Поэтому далее по разделу будет рассмотрено взаимодействие МЭ структур с НМП от модельных источников (единичный провод, соленоид, два перпендикулярных провода).

Для модельного представления взаимодействия МЭ структур и внешнего МП выбрана среда COMSOL Multiphysics, в которой численные расчеты производятся с использованием метода конечных элементов. Исследуемая модель разбивается на конечное множество частей-объемов и задаются системы уравнений с переменными, описывающие присутствующие в модели эффекты. В итоге определяются искомые величины для каждого элемента системы с учетом краевых условий.

В основе расчетов для описания распределения МП в объеме предложенных моделей используются следующие выражения, постулирующие взаимосвязь между ЭП и МП:

$$\nabla \times H = J; B = \nabla \times A; J = \sigma E, \quad (37)$$

где H – напряженность внешнего МП;

J – плотность электрического тока;

B – магнитная индукция МП;

A – магнитный потенциал;

σ – удельная проводимость материала;

E – напряженность электрического поля.

Стоит отметить, что при рассмотрении распределения магнитной индукции было учтено различное поведение материалов в МП: так, часть материалов (воздух, ниобат лития) являются парамагнитными и описываются линейной зависимостью:

$$B = \mu_0 \mu_r H, \quad (38)$$

где μ_0 – магнитная постоянная;

μ_r – относительная магнитная проницаемость.

В случае слоя Metglas, который является ферромагнитным материалом, использование линейной зависимости для описания распределения магнитной индукции в его объеме является некорректным из-за гистерезисного поведения зависимости $B(H)$, которая имеет вид:

$$B = \mu_0 [H + M(H) + M_r], \quad (39)$$

где $M(H)$ – намагниченность материала под воздействием внешнего МП с напряженностью H ;

M_r – остаточная намагниченность.

4.1 Взаимодействие градиентной МЭ структуры и НМП от единичного провода

В случае НМП, генерируемого бесконечным единичным проводом, распределение вектора магнитной индукции имеет цилиндрическую симметрию, а амплитуда в точке рассчитывается по формуле для бесконечного провода:

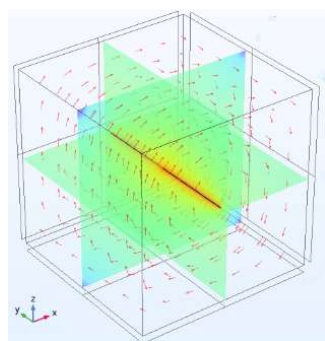
$$B = \frac{\mu_r \mu_0 I}{2\pi r}, \quad (40)$$

где r – наименьшее расстояние между точкой и поверхностью провода.

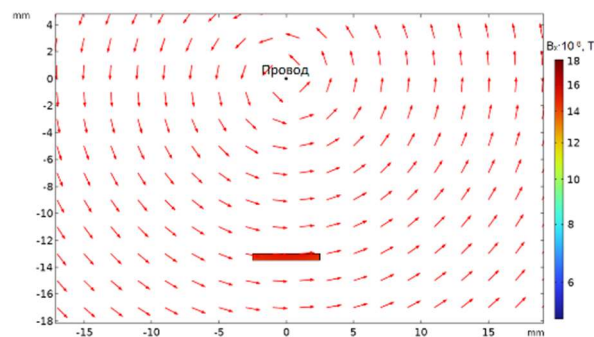
Объемное распределение магнитной индукции от единичного провода представлено на рисунке 32 (а). При моделировании использовались следующие параметры: провод имеет форму цилиндра высотой 1 м и радиусом 0,1 мм, амплитуда протекающего по проводу переменного тока – 10 мА, ток направлен в отрицательном направлении оси Y , материал провода – медь, вся модель заключена в куб воздуха объемом 1 м³.

Для упрощения моделирования МЭ структуры, линейные размеры которой много меньше исследуемого объема, в МП следующие итерации выполнены в плоскости ZX , разделяющей модель на две равные части. Для рассмотрения были выбраны три расположения МЭ структуры относительно провода. Во всех случаях плоскости рабочих граней расположены в плоскости XY , а расстояние между верхней гранью и центром провода вдоль оси Z выбрано 13 мм. В первом варианте длина МЭ структуры направлена вдоль провода. В других случаях длина МЭ структуры размещена перпендикулярно проводу, при этом в одном случае центр образца расположен на оси Z , а в другом – смещен на 15 мм вдоль оси X .

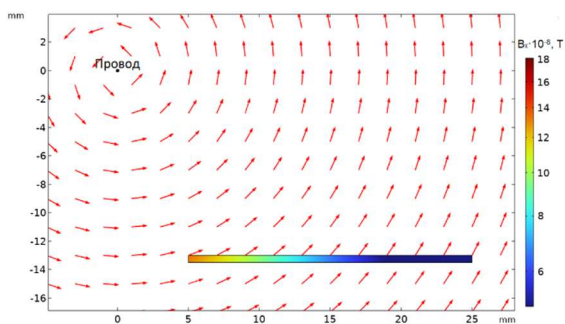
Полученные модели распределения МП в плоскости ZX для разных вариантов расположения МЭ структур относительно единичного провода представлены на рисунке 32 (б-г). Стрелки показывают направление вектора магнитной индукции в указанных точках. Стоит отметить, что контраст показывает амплитуду проекции магнитной индукции на ось X , так как именно эта составляющая для данных моделей вносит наибольший вклад в выходной МЭ сигнал со структуры. Тем самым предполагается, что при одном и том же значении тока в проводе детектируемый МЭ сигнал будет наибольшим в положении на рисунке 32 (г) за счет больших значений магнитной индукции внутри МЭ структуры.



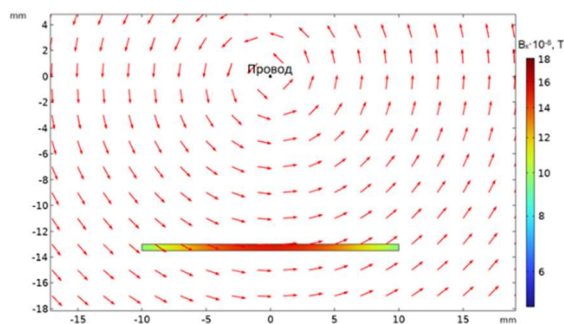
(а)



(б)



(в)

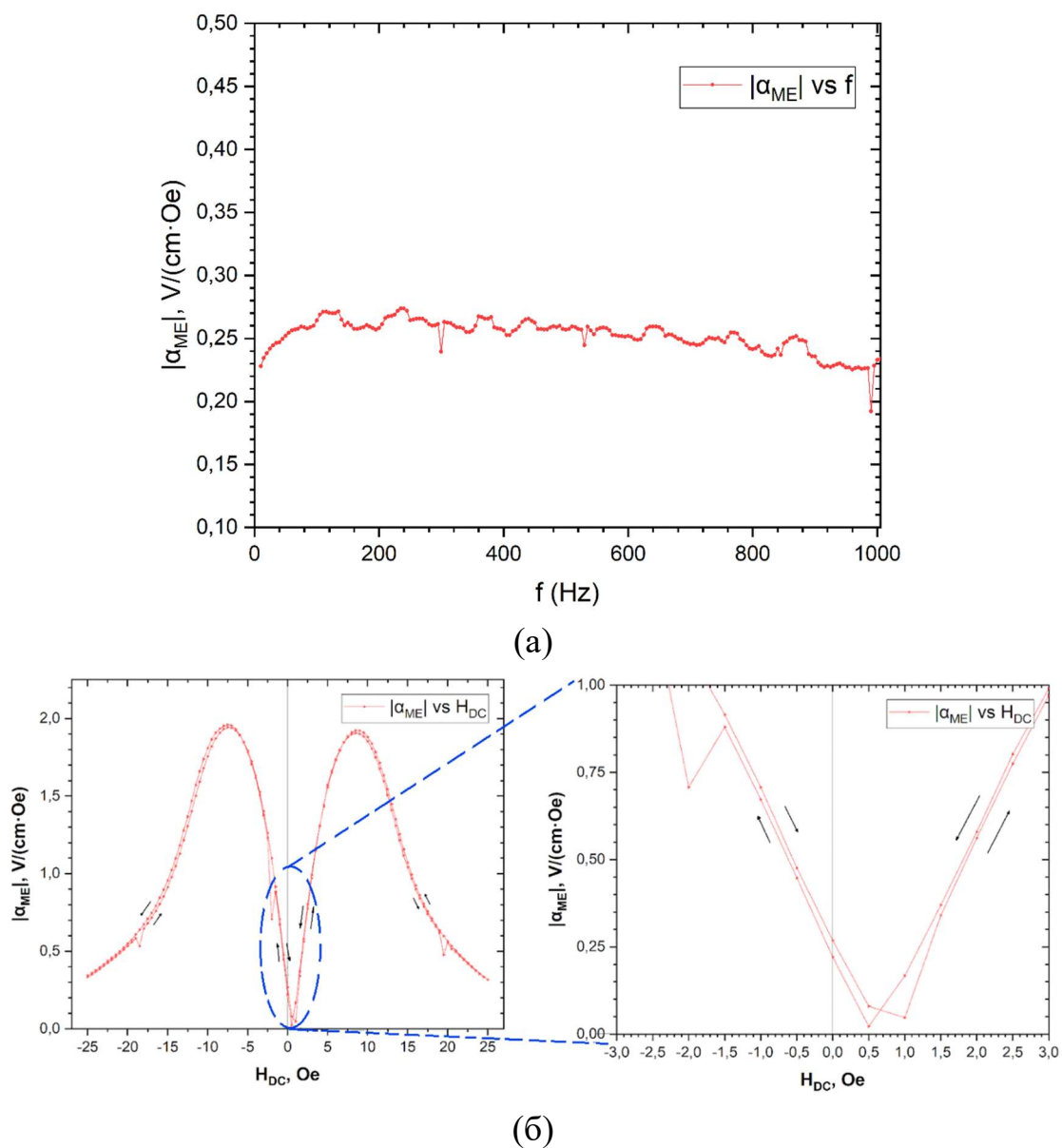


(г)

а – Объемное распределение; б-г – распределение в плоскости ZX при различных расположениях МЭ композита.

Рисунок 32 – Модель распределения магнитной индукции от единичного провода [71]

Для экспериментального подтверждения была выбрана градиентная МЭ структура «бидоменный кристалл $\text{LiNbO}_3 / \text{Ni} / \text{Metglas}$ » с линейными размерами $20 \times 5 \times 0,5 \text{ мм}^3$, динамическая и квазистатическая зависимости которой представлены на рисунке 33 (а, б). Величина ненулевого МЭ коэффициента флуктуирует около значения $250 \text{ мВ}/(\text{см} \cdot \text{Э})$ на частотном диапазоне от 10 Гц до 1 кГц, что соответствует средней чувствительности к МП $S_{\text{av}} = 120 \text{ В/Тл}$.



а – Динамическая; б – квазистатическая.

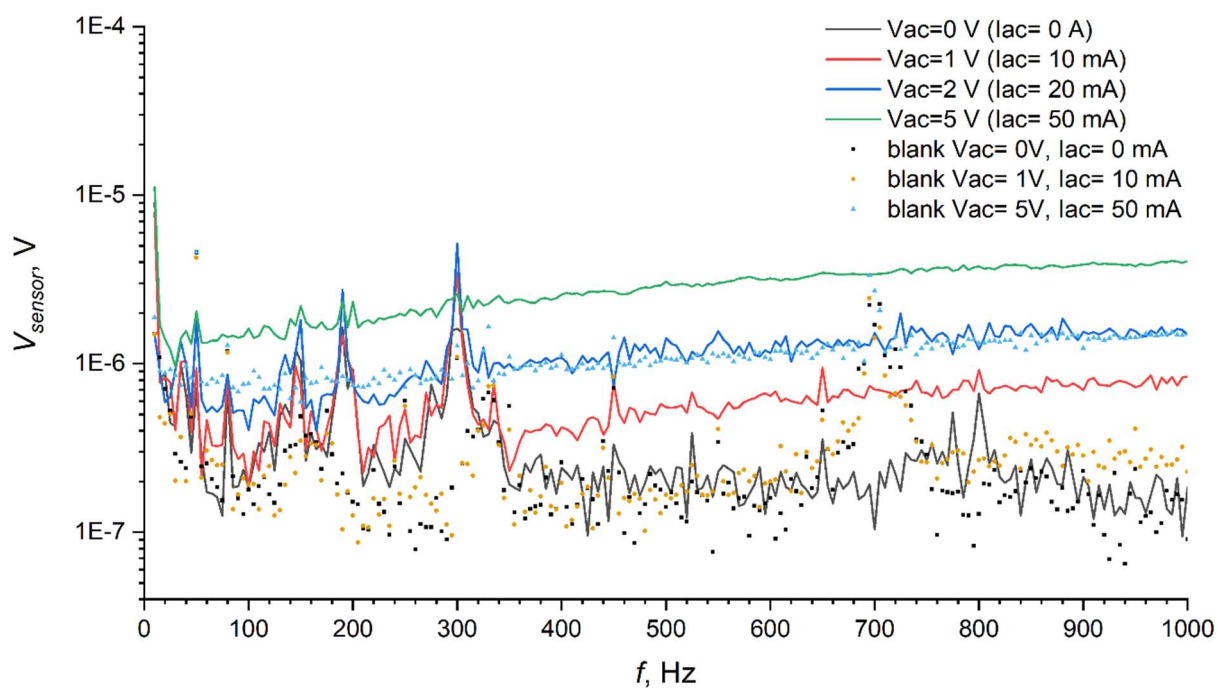
Рисунок 33 – Зависимости МЭ коэффициента используемой структуры [71]

Зависимости выходного МЭ сигнала с исследуемой структуры в трех позициях в частотном диапазоне от 10 Гц до 1 кГц были измерены для различных амплитуд токов в проводе: 5 мА, 10 мА, 20 мА и 50 мА. Для определения уровня наводимых фоновых электромагнитных и акустических шумов проведены измерения сигнала со структуры без подачи тока. Для определения уровня электромагнитных наводок на измерительную плату проведены измерения сигнала с заранее подготовленного образца из монокристаллического ниобата лития с напыленными титановыми электродами с идентичными линейными размерами («болванка»). Результаты измерений представлены на рисунке 34 (а-в).

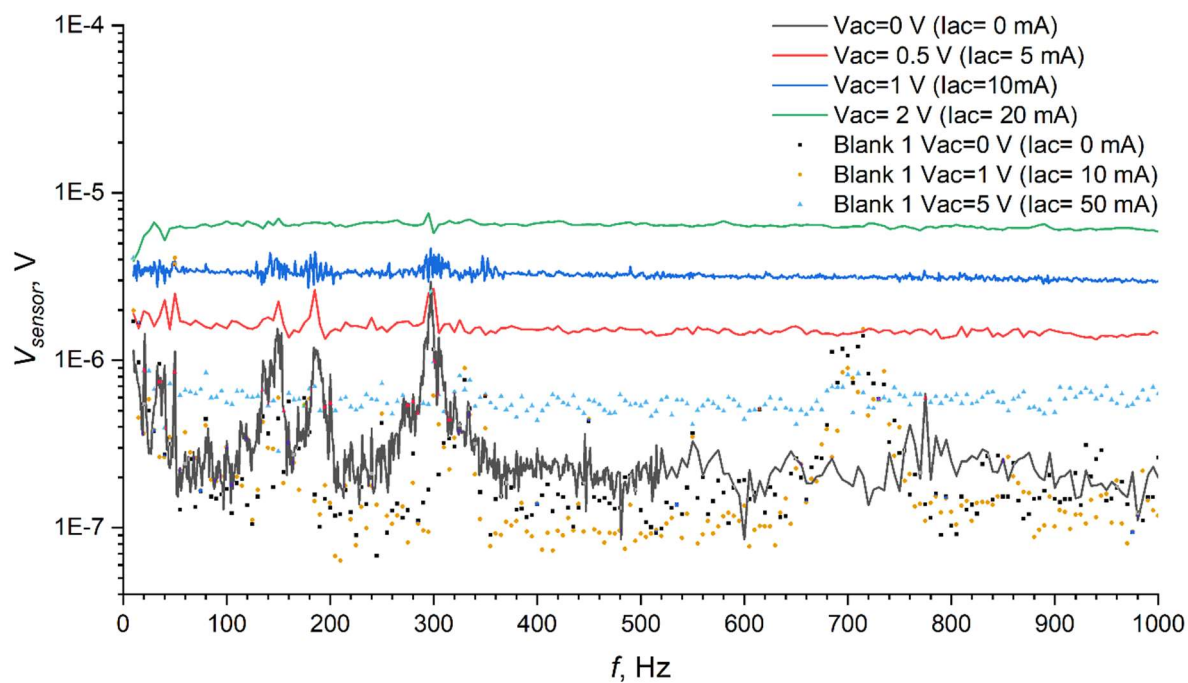
В первом положении МЭ композита частотная зависимость выходного сигнала имеет нелинейный вид, амплитуда сигнала увеличивается с повышением частоты тока в проводе. При этом неоптимальность расположения МЭ структуры относительно провода в сравнении с другими вариантами выражается в меньшем на (1 – 2) порядка выходном сигнале. Однако стоит отметить, что МЭ сигнал при подаче тока 50 мА уверенно детектируется на всем исследуемом частотном диапазоне, в то время как при меньших амплитудах тока полноценная регистрация выходного сигнала происходит на частотах, превышающих 400 Гц.

В других положениях МЭ структуры относительно единичного провода полученные зависимости имеют одинаковый вид за исключением значений выходных сигналов с МЭ композита: в случае, когда центр МЭ образца расположен на оси Z, детектируемый МЭ сигнал имеет большие амплитуды. Уровни шума, детектируемые «болванкой», а также МЭ структурой без подачи тока по проводу, много меньше МЭ сигнала при подаче наименьшей амплитуды тока в 5 мА. Стоит отметить, что при увеличении тока возрастает общий уровень шума за счет электромагнитной индукции Фарадея и токов Фуко, наведенных на измерительную плату и образец [72]. Однако при измерениях МЭ сигнала полученные зависимости флуктуируют возле одного значения на выбранном

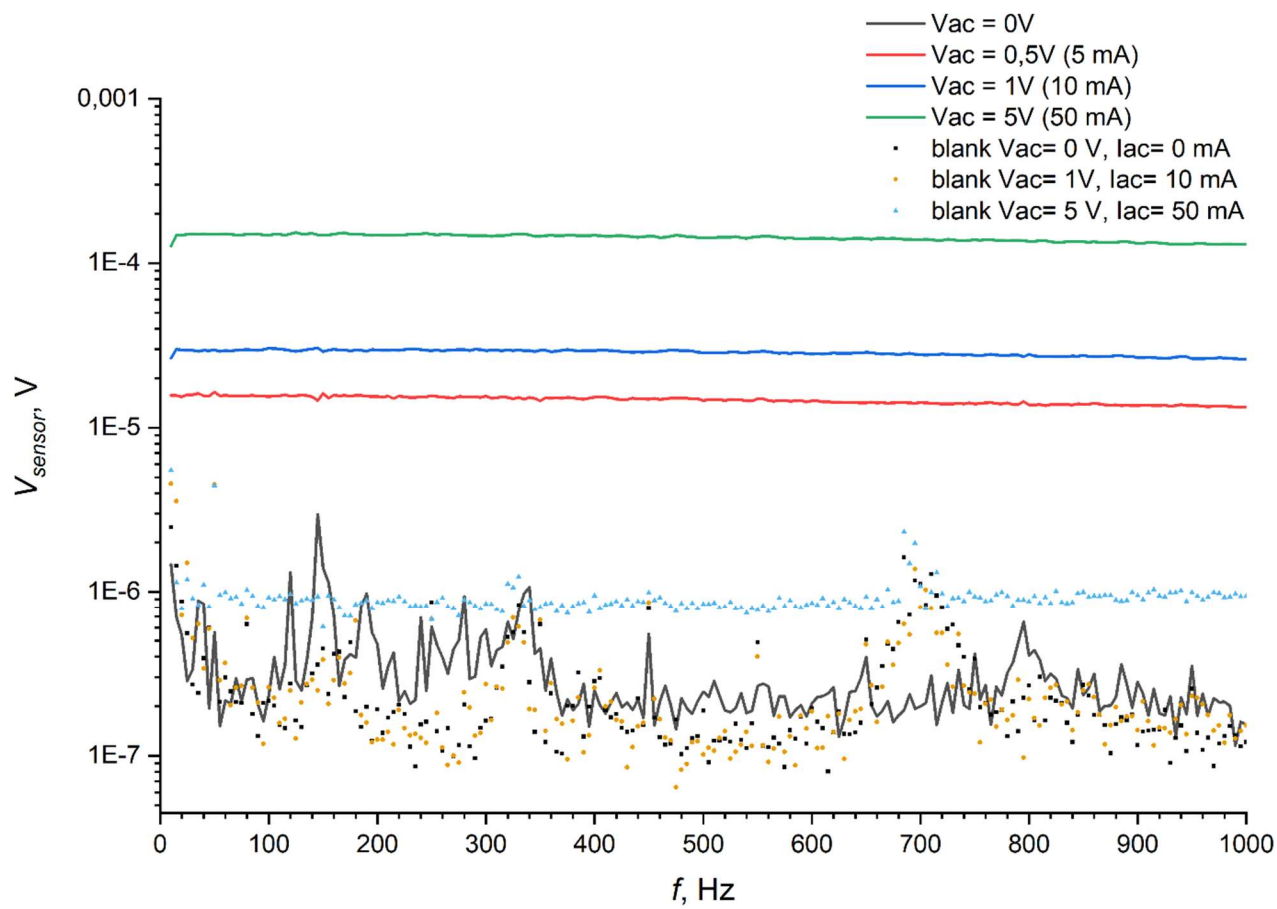
частотном диапазоне и стабильно превышают уровень шума на (1 – 2) порядка, что дает возможность пренебрегать паразитными явлениями при расчетах.



(a)



(6)

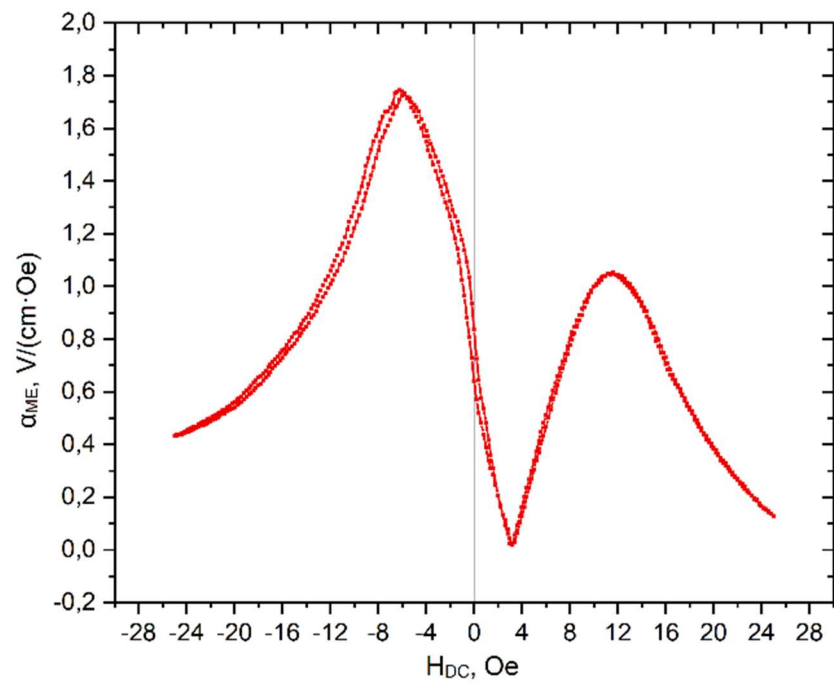


(в)

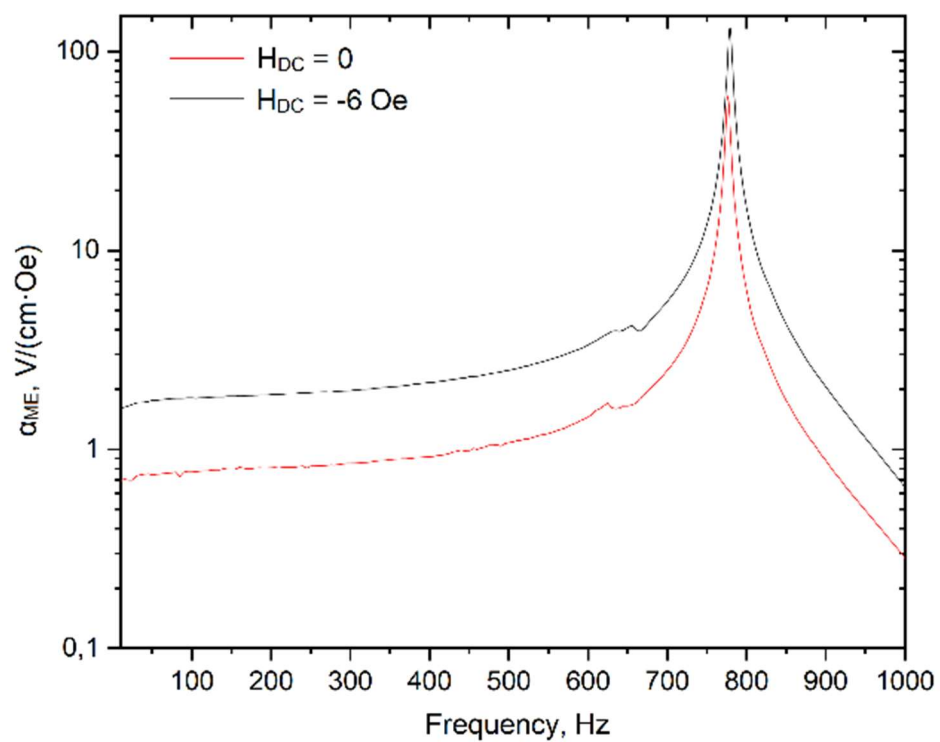
а-в – Различные расположения МЭ структуры относительно провода.

Рисунок 34 – Экспериментальные зависимости выходного МЭ сигнала и уровни шума на частотном диапазоне от 10 Гц до 1 кГц [71]

После определения оптимального расположения МЭ структуры относительно единичного провода проведено картирование распределения МП в нижней полуплоскости ZX с помощью другого градиентного МЭ композита. Квазистатическая и динамическая МЭ характеристики используемого образца представлены на рисунке 35 (а, б). Ненулевой МЭ коэффициент флуктуирует вокруг значения 0,83 В/(см·Э) на частотном диапазоне от 100 Гц до 400 Гц с разбросом не более 10 %, что объясняет выбор частоты переменного тока в проводе в 232 Гц.



(а)



(б)

а – Квазистатическая; б – динамическая.

Рисунок 35 – МЭ характеристики композита, используемого при картировании НМП [68]

При картировании прецизионное позиционирование МЭ структуры относительно модельных источников НМП выполняется при помощи позиционеров: для горизонтальной оси X использован микропозиционер с шаговым двигателем (GCD-202050 M, Daheng Optics), для вертикальной оси Z – ручной микропозиционер (GCM-V25M, Daheng Optics). Автоматизированное управление системой позиционирования реализовано на основе запрограммированной плате-контроллера на базе Arduino. Для уменьшения влияния внешних вибраций вся экспериментальная установка размещена на лазерном столе. Экспериментальная величина МЭ сигнала со структуры рассчитана как среднеарифметическое значение сохраненных значений в течение 2 мин, а погрешность – как среднеквадратичная ошибка. Перед детектированием в каждой координате после перемещения МЭ композита выдерживалась пауза в течение 5 секунд для удаления нежелательного воздействия на результаты измерений.

На первоначальном этапе проведено картирование МП от единичного провода при разных расположениях МЭ структуры вдоль оси X на одном Z-уровне для двух вариантов прохода. Основной целью измерения является определение влияния начальной позиции МЭ композита относительно провода на детектируемый МЭ сигнал. Как было указано выше, наибольшая величина МЭ сигнала ожидается при симметричном вдоль оси X расположении МЭ структуры относительно провода (0 мм на оси X) ввиду максимального интегрального значения магнитной индукции в объеме МС материала.

Во время измерений МЭ структура была расположена на расстоянии 7 мм от провода вдоль оси Z. Координата по оси X варьировалась в диапазоне от – 10 мм до 10 мм, при этом шаг измерений выбран 1 мм. По проводу протекал ток амплитудой 100 мА и частотой 232 Гц. В обоих случаях свободный конец МЭ композита в начальном положении был направлен в сторону провода. Стоит отметить, что для нивелирования влияния постоянного МП Земли на

эксперимент длина провода сонаправлена с направлением «Север-Юг». Результаты измерений представлены на рисунке 36.

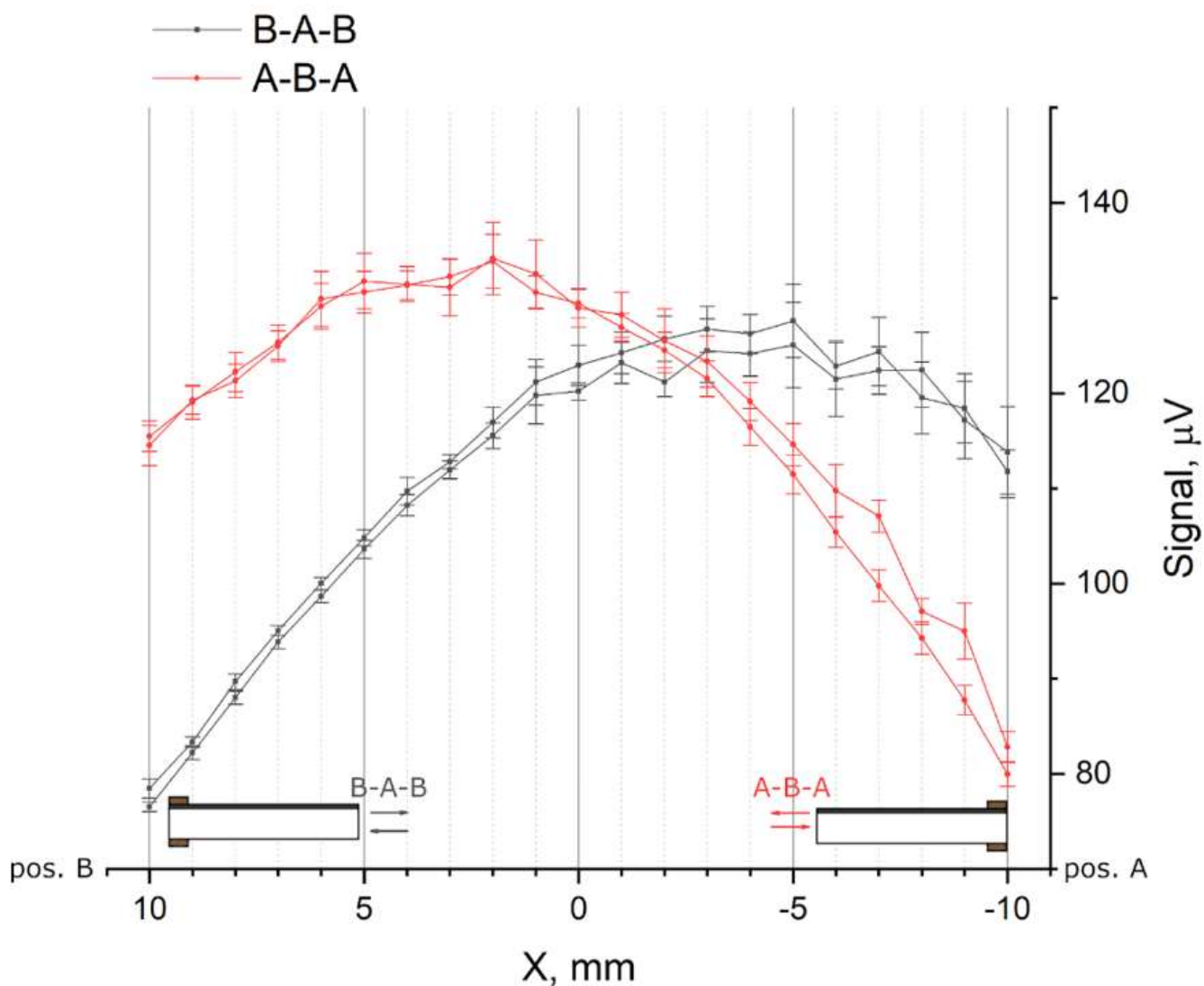


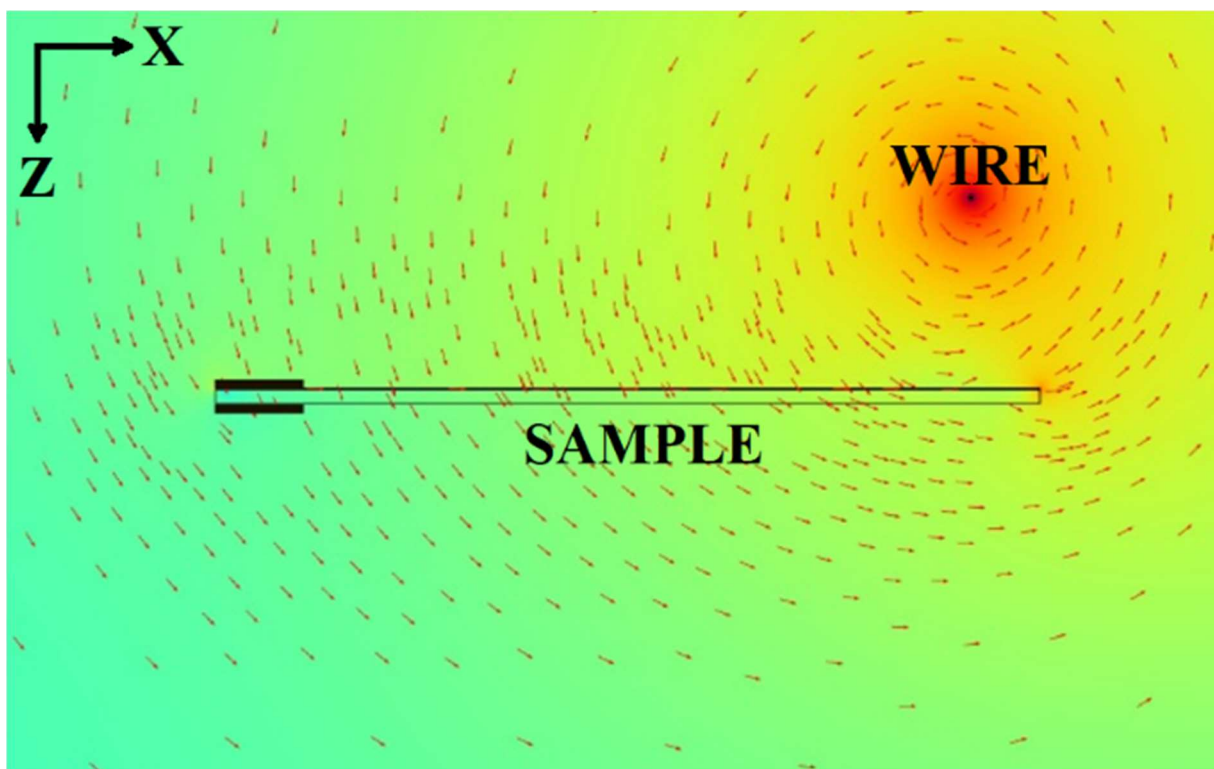
Рисунок 36 – Зависимость выходного сигнала с МЭ композита под воздействием МП единичного провода от расположения и варианта прохода [68]

В обоих случаях амплитуда МЭ сигнала варьируется в диапазоне от 80 мкВ до 140 мкВ, при этом различие выходных сигналов для сопоставимых координат укладывается в доверительный диапазон. Более того, вид зависимостей при

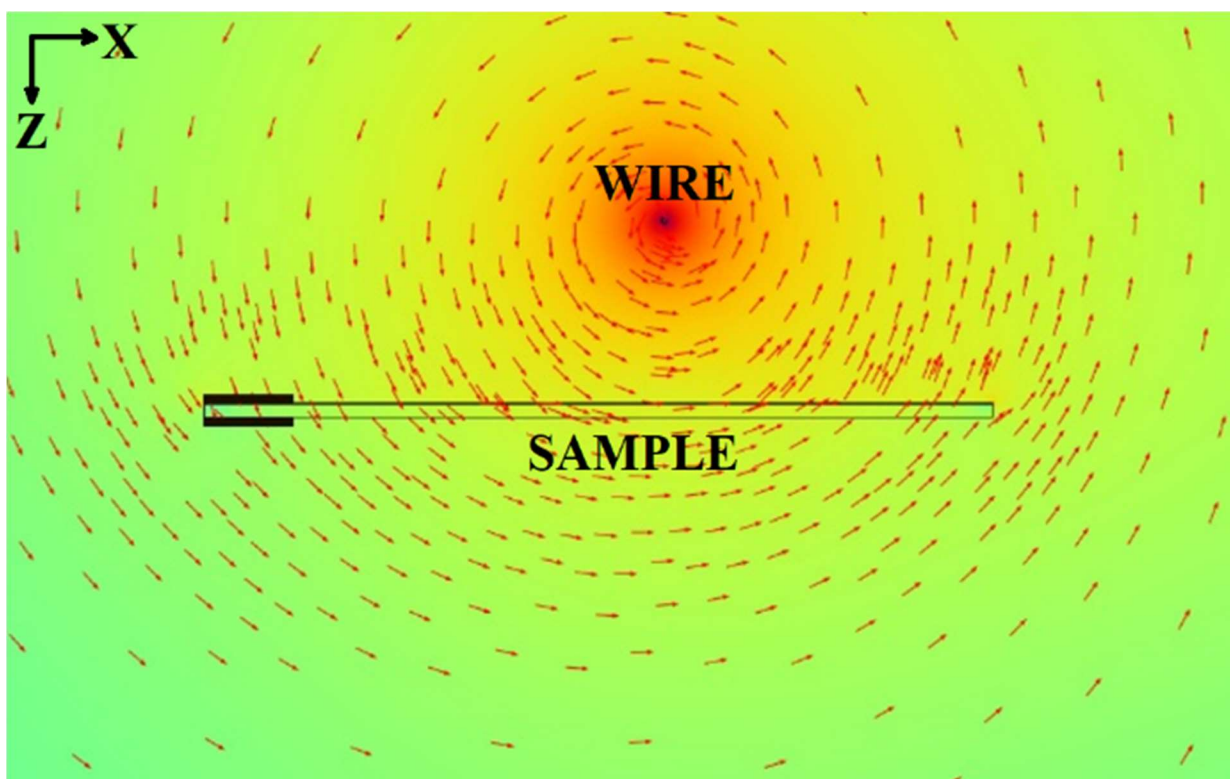
прямом и обратном прохождении совпадают. Значимой особенностью полученных результатов является наличие смещения координаты максимального МЭ сигнала вдоль оси X на 2 мм в одном случае и на 5 мм в другом. Такие смещения могут быть объяснены наличием зажима МЭ структуры с одной стороны, что приводит к изменению крутящего момента деформации МС и ПЭ слоев и, следовательно, выходного сигнала. Другой причиной является присутствие «shear-lag» эффекта как следствие неравномерной передачи механических напряжений при деформации МС, ПЭ и эпоксидных слоев.

Для подтверждения полученных результатов проведенный эксперимент реализован в качестве двумерной модели в стационарном приближении для упрощения расчетов. Для описания взаимодействия МЭ структуры с НМП от единичного провода слой Metglas рассмотрен как нелинейный изотропный МС слой. Вариации распределения магнитной индукции вокруг провода в присутствии МЭ композита при координатах -10 мм, 0 мм и 10 мм по оси X представлены на рисунке 37 (а-в). Очевидно наличие перераспределения магнитной индукции вблизи и на поверхности МЭ образца, связанное с магнитными свойствами слоя Metglas, что косвенно влияет на появление смещения координаты максимального значения выходного МЭ сигнала со структуры относительно провода.

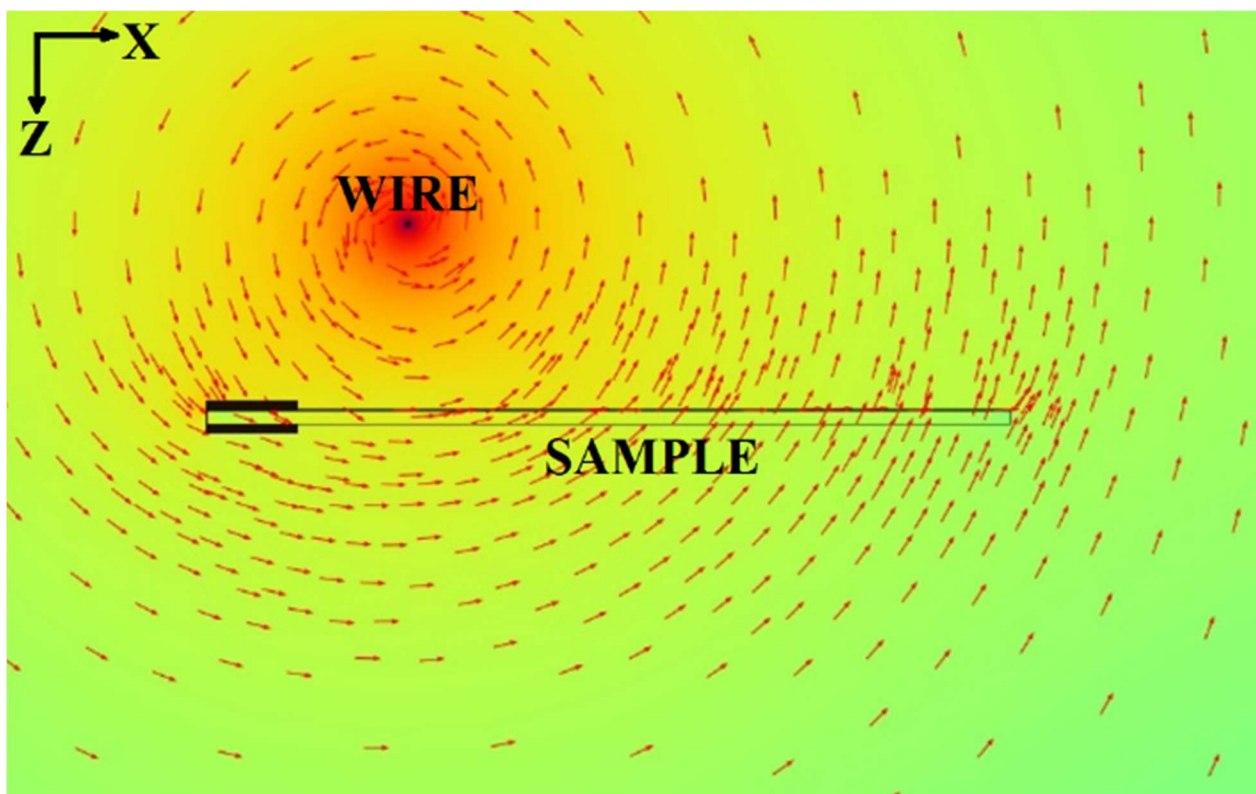
Для возможности численного описания модельных данных выбрана зависимость величины отклонения свободного края σ МЭ структуры под воздействием НМП от единичного провода в зависимости от координаты вдоль оси X (от -10 мм до 10 мм с шагом 1 мм). Зависимости экспериментальных ($V/V_{\max}$) и теоретических ($\sigma/\sigma_{\max}$) данных нормированы на максимальные в них значения. Отнормированные зависимости представлены на рисунке 38.



(a)



(6)



(в)

а – Координата X равна –10 мм; б – Координата X равна 0 мм; в – Координата X равна 10 мм.

Рисунок 37 – Распределение магнитной индукции поля от единичного провода при различных расположениях МЭ композита вдоль оси X [68]

По аналогии с экспериментальными данными в теоретической зависимости также присутствует смещение максимального значения вдоль оси X на 6 мм.

Для наглядного представления измерения представлены в виде отношения величин полезного сигнала и уровня шума D_U в исследуемой области, рассчитываемого по формуле:

$$D_U = 20 \log_{10} \frac{V_{signal}}{V_{noise}}, \quad (41)$$

где V_{signal} – величина полезного сигнала;

V_{noise} – среднеарифметическое значение шума во всех точках исследуемой области.

Распределение величины шума в каждом положении МЭ структуры представлено на рисунке 39. По всей исследуемой области уровень шума не превышает 5 мкВ.

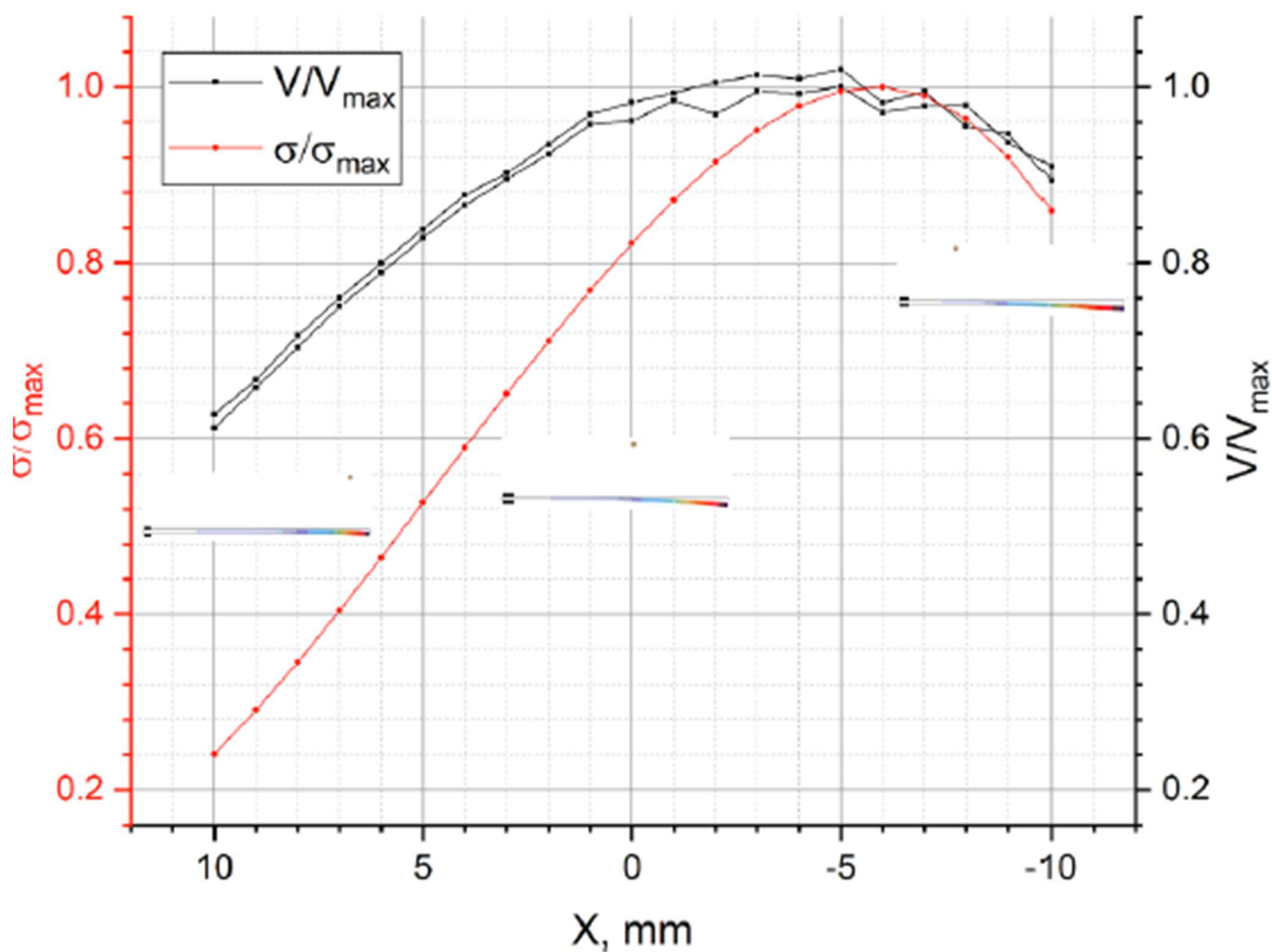


Рисунок 38 – Зависимости $\sigma/\sigma_{\max}$ и $V/V_{\max}$ от расположения МЭ структуры вдоль оси X [68]

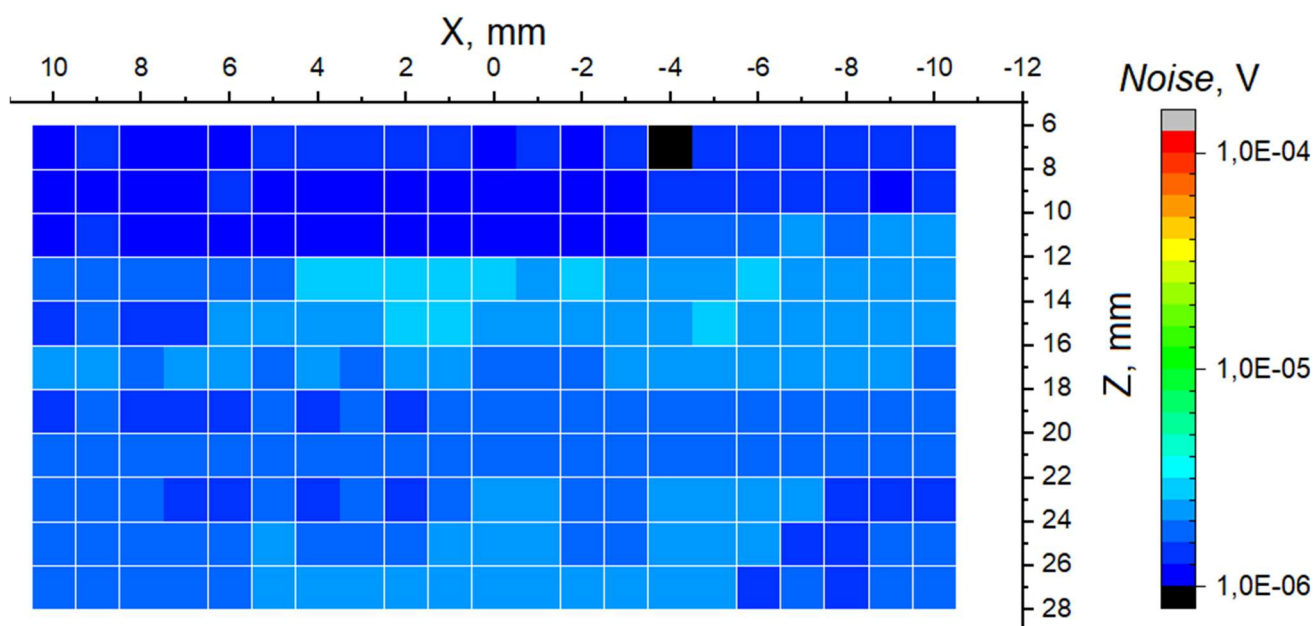


Рисунок 39 – Распределение величины шума в исследуемой области [68]

При картировании НМП от единичного провода, по которому протекал ток амплитудой 100 мА и частотой 232 Гц, первоначальное расположение МЭ структуры соответствует координатам -10 мм по оси X и 7 мм по оси Z , шаг перемещения вдоль оси X составляет 1 мм, вдоль оси Z – 2 мм. Изменение координаты вдоль оси Z производилось после прохождения всех возможных расположений МЭ композита на одном Z -уровне. Результаты картирования представлены на рисунке 40.

Полученный результат коррелирует с теоретическим представлением распределения НМП от единичного провода. Наличие смещения координаты максимального значения выходного сигнала МЭ структуры относительно положения провода сохраняется на всех рассмотренных Z -уровнях.

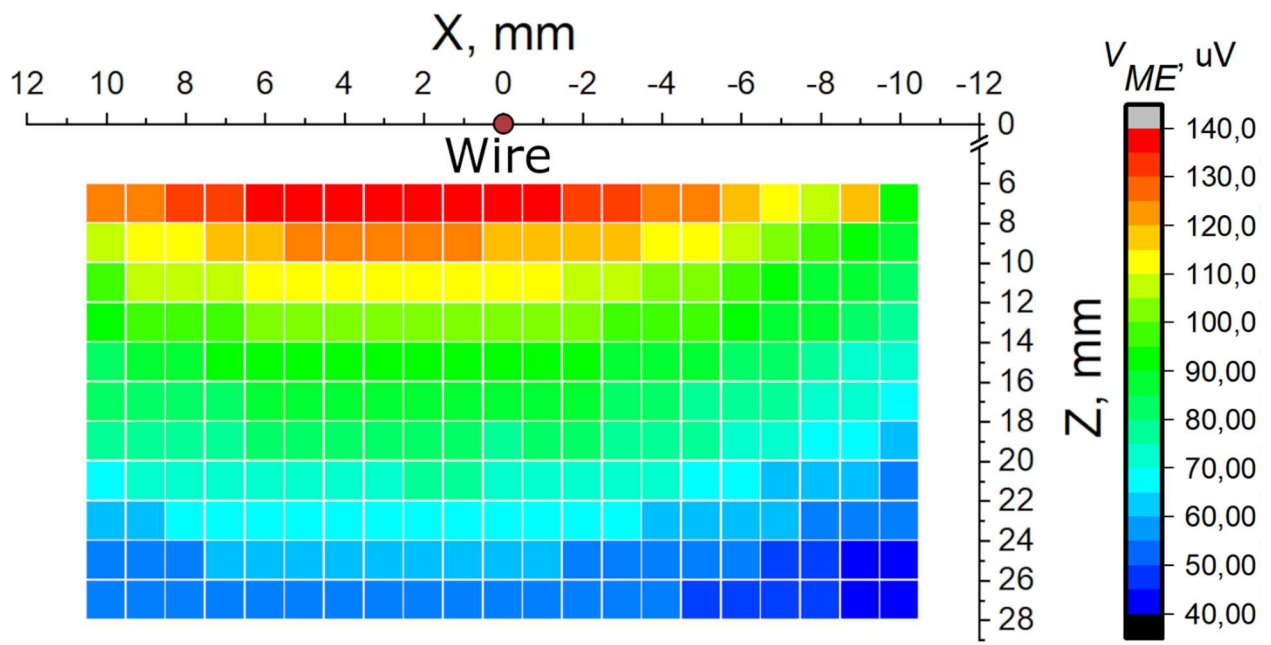
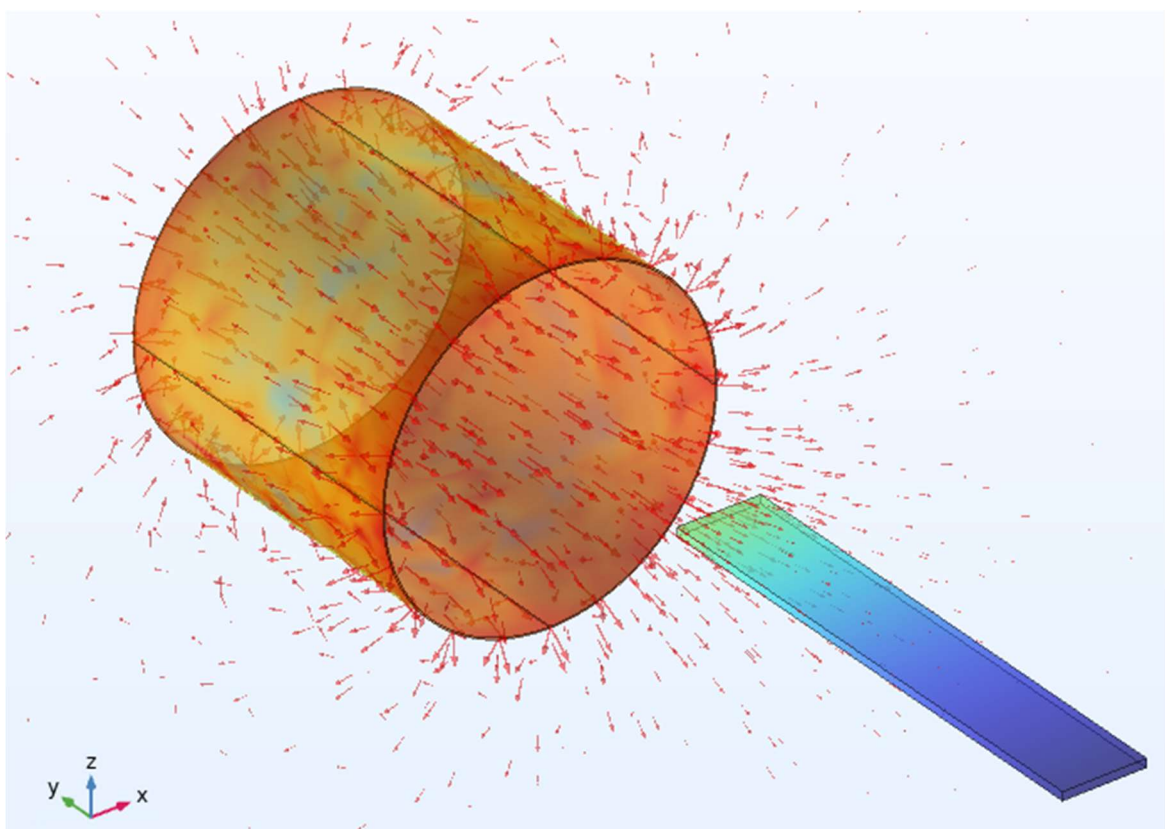


Рисунок 40 – Распределение НМП от единичного провода [68]

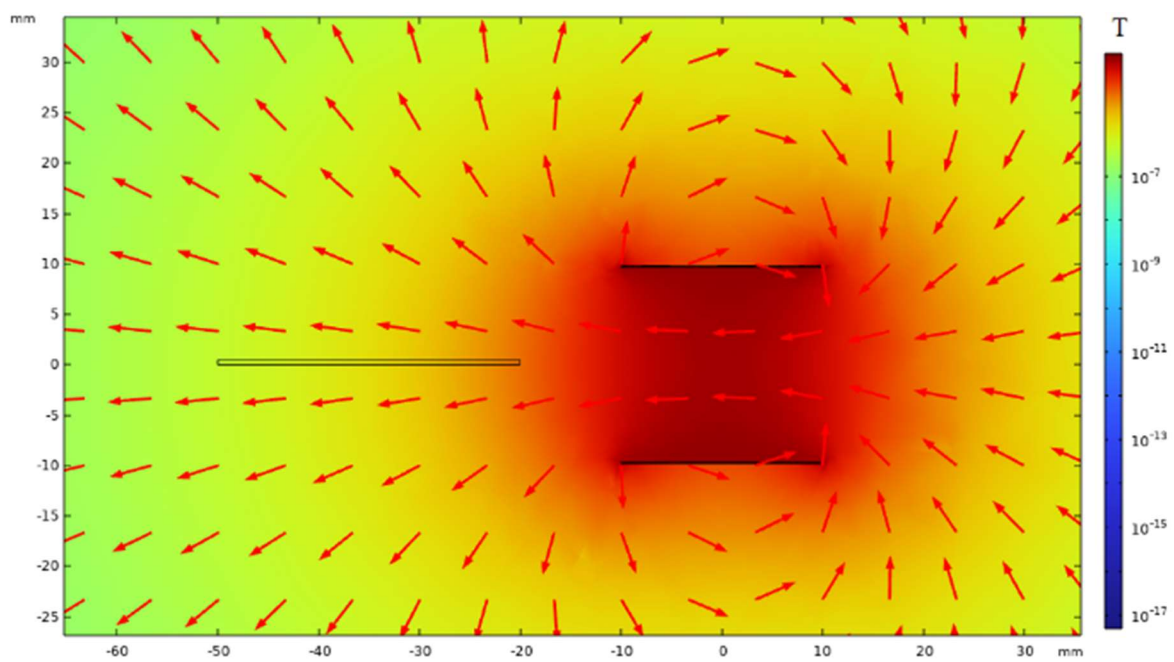
4.2 Взаимодействие градиентной МЭ структуры и НМП от соленоида

Для моделирования распределения магнитной индукции в объеме вокруг и внутри соленоида выбраны следующие характеристики: внешний диаметр – 22 мм, высота – 22 мм, витки выполнены из медных проводов с диаметром 0,1 мм, количество витков – 110, величина протекающего тока – 50 мА.

Исследуемая область, в которой производилось картирование НМП и перемещение МЭ структуры, находится в плоскости симметрии и вне объема цилиндрического соленоида. В качестве осей перемещения выбраны направления вдоль оси симметрии (ось X) и вертикального диаметра (ось Z) цилиндрического соленоида. Визуализация распределения магнитной индукции от соленоида в объеме и плоскости симметрии, в которой произведено картирование НМП, представлены на рисунке 41 (а, б).



(а)



(б)

а – В объеме; б – в плоскости симметрии.

Рисунок 41 – Распределение магнитной индукции от соленоида

Методика картирования НМП осталась неизменной за исключением первоначальной позиции МЭ сенсора, пути прохода и значений координат: величины по оси X и по оси Z являются длинами проекций расстояния между свободным краем МЭ структуры и верхней точки ближайшего витка цилиндрического соленоида. Детектирование МЭ сигнала проводилось во всех расположениях МЭ структуры по горизонтальной оси на одном Z -уровне, после чего МЭ датчик возвращался в нулевую позицию, изменялась координата по оси Z , и проводился идентичный цикл.

Результаты измерений представлены на рисунке 42. Полученное распределение коррелирует с теоретическим. Стоит отметить, что в данном случае симметрия распределения не нарушена, и максимальные значения МЭ сигнала соответствуют уровню Z с координатой 12 мм, на котором среди рассмотренных достигается максимальная величина проекции вектора магнитной индукции на длинную сторону МЭ композита.

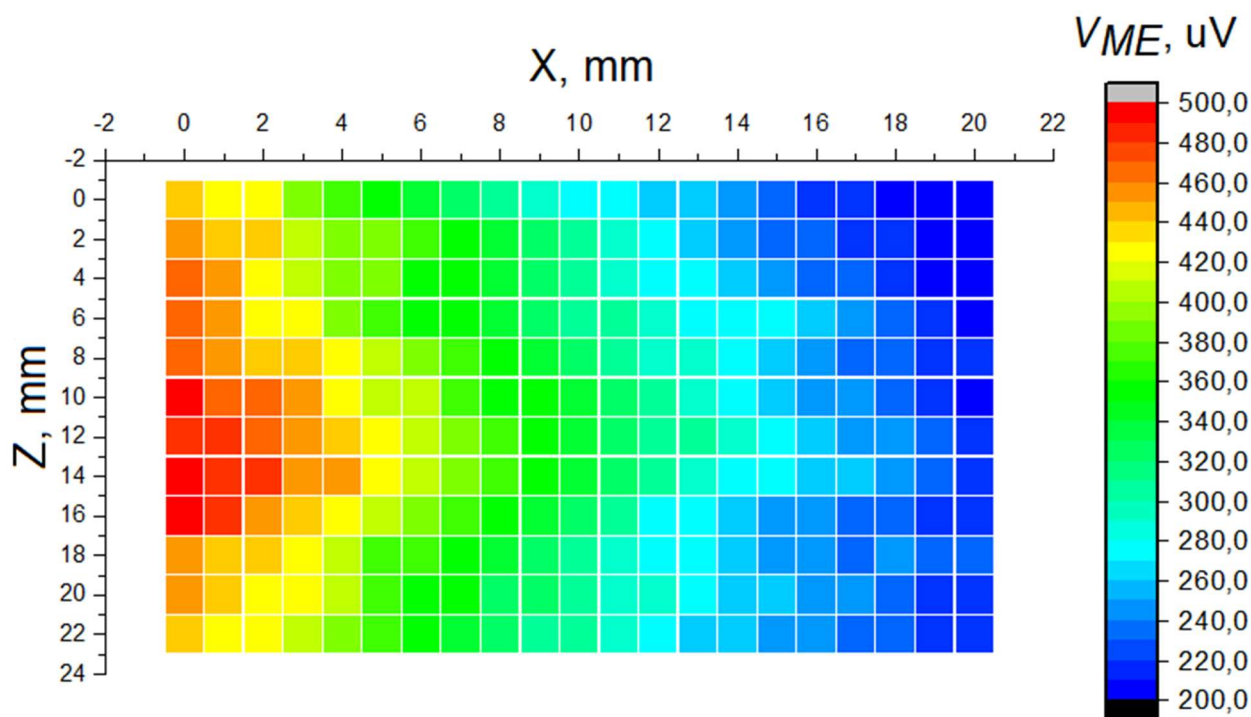
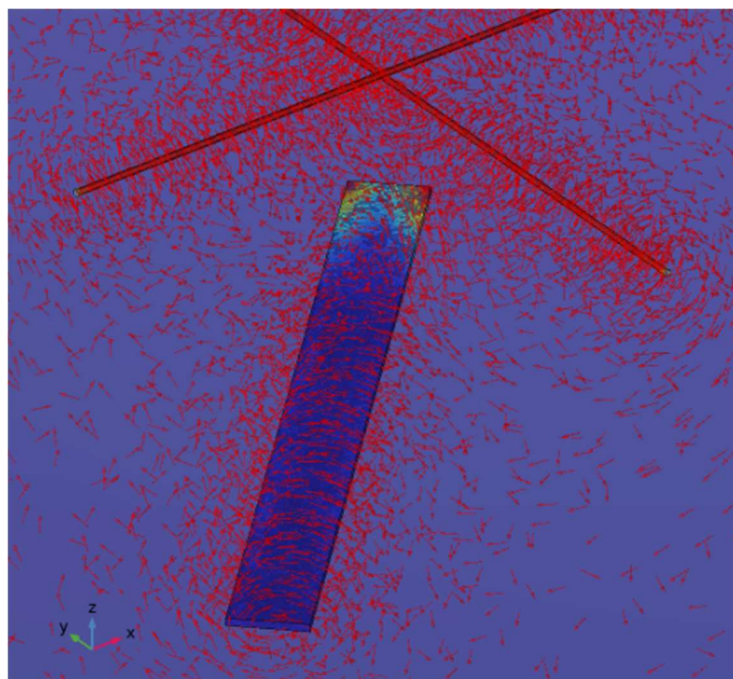


Рисунок 42 – Распределение НМП от цилиндрического соленоида

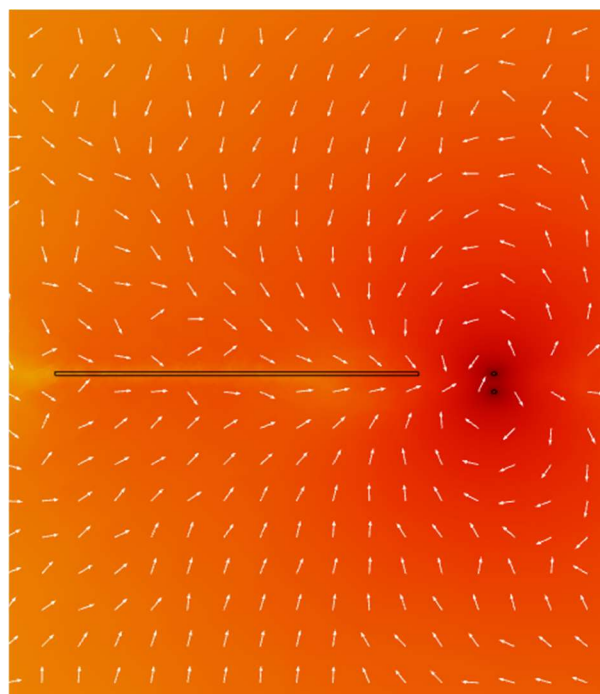
4.3 Взаимодействие градиентной МЭ структуры и НМП от двух взаимноперпендикулярных проводов

Для моделирования распределения МП от двух взаимноперпендикулярных проводов выбраны следующие параметры: диаметр медных проводов – 0,1 мм, длина – 50 мм, амплитуда тока в проводах – 50 мА. Предполагалось, что максимальный МЭ сигнал будет получен при таком расположении МЭ структуры, что ее длина образует с каждым из проводов угол 45° и проекция результирующей магнитной индукции в плоскости XY будет максимальной. Объемное распределение магнитной индукции МП от двух взаимноперпендикулярных проводов представлено на рисунке 43 (а). Распределение магнитной индукции в плоскости, образованной вертикальной осью Z и биссектрисой угла между проводами, представлено на рисунке 43 (б).

Результаты измерений картирования распределения НМП от двух взаимноперпендикулярных проводов МЭ структурой в диагональной плоскости представлены на рисунке 44. В данном эксперименте координаты на оси X и оси Z равны длинам проекций расстояния между точкой пересечения двух проводов и центром МЭ композита на соответствующие оси. Как и в случае измерений НМП от единичного провода, на экспериментальном распределении присутствует сдвиг координаты максимума МЭ сигнала вдоль оси X на 5 мм на всех Z-уровнях.



(a)



(б)

а – В объеме; б – в плоскости, образованной вертикальной осью Z и биссектрисой угла между проводами.

Рисунок 43 – Распределение магнитной индукции поля от взаимноперпендикулярных проводов

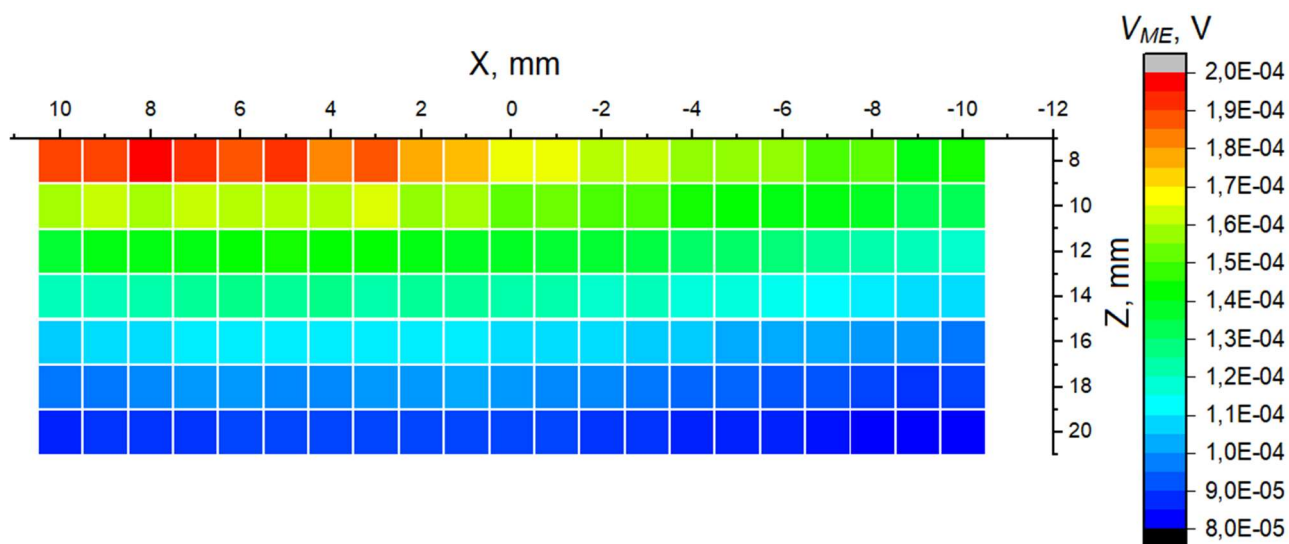


Рисунок 44 – Распределение НМП от двух взаимоперпендикулярных проводов

4.4 Детектирование импульсных магнитных сигналов, имитирующих форму магнитных проявлений сердечной активности, градиентной МЭ структурой

Предыдущие измерения с модельными источниками МП рассмотрены при использовании синусоидального сигнала. В то же время в практических ситуациях вид подаваемого сигнала может быть произвольным. Одним из нестандартных вариантов – трехпиковый сигнал, детектируемый во время мышечных сокращений сердца во время ЭКГ (ЭКГ-сигнал).

Схематичное изображение экспериментальной установки для детектирования импульсных магнитных сигналов, имитирующих форму магнитных проявлений сердечной активности, генерируемого единичным проводом, представлено на рисунке 45. Выбор модельного объекта обусловлен схожестью распределений магнитной индукции полей от провода и от нейрона в человеческом организме [73]. Для подачи, контроля формы и записи временного спектра детектируемого сигнала использован осциллограф (RIGOL MSO8204).

МЭ композит установлен таким образом, что расстояние между плоскостью верхней рабочей грани и проводом было 10 мм.

Детектирование импульсных магнитных сигналов, имитирующих форму магнитных проявлений сердечной активности с использованием градиентной МЭ структуры состоит из трех этапов: определение частотной зависимости выходного МЭ сигнала под воздействием подаваемого на провод сигнала, определение частотной зависимости чувствительности МЭ сенсора к исследуемому НМП и математическая обработка полученных данных.

На первом этапе детектирование выходного сигнала МЭ структуры проведено в частотном диапазоне от 10 Гц до 1000 Гц с шагом 1 Гц. Особенностью полученной зависимости является наличие набора пиков на частотах ниже 450 Гц, при этом расстояние между соседними пиками составило 25 Гц, а амплитуда наибольшего пика – 2,5 В.

На втором этапе определения частотной зависимости чувствительности МЭ структуры к НМП от единичного провода подавался синусоидальный сигнал амплитудой 2 В, а изменение частоты производилось в том же частотном диапазоне. Результаты измерений двух первоначальных этапов представлены на рисунке 46.

Последний этап математической обработки включает: нормирование частотной зависимости детектируемого МЭ сигнала при подаче импульсного сигнала на провод на частотную характеристику чувствительности МЭ композита к НМП от исследуемого источника, использование обратного преобразования Фурье для представления отнормированной частотной зависимости во временной развертке и сопоставление временных зависимостей импульсного магнитного проявления и преобразованного МЭ сигнала. Результат нормировки частотной зависимости детектируемого МЭ сигнала на чувствительность МЭ структуры к НМП от провода представлен на рисунке 47. Полученные временные зависимости представлены на рисунке 48.

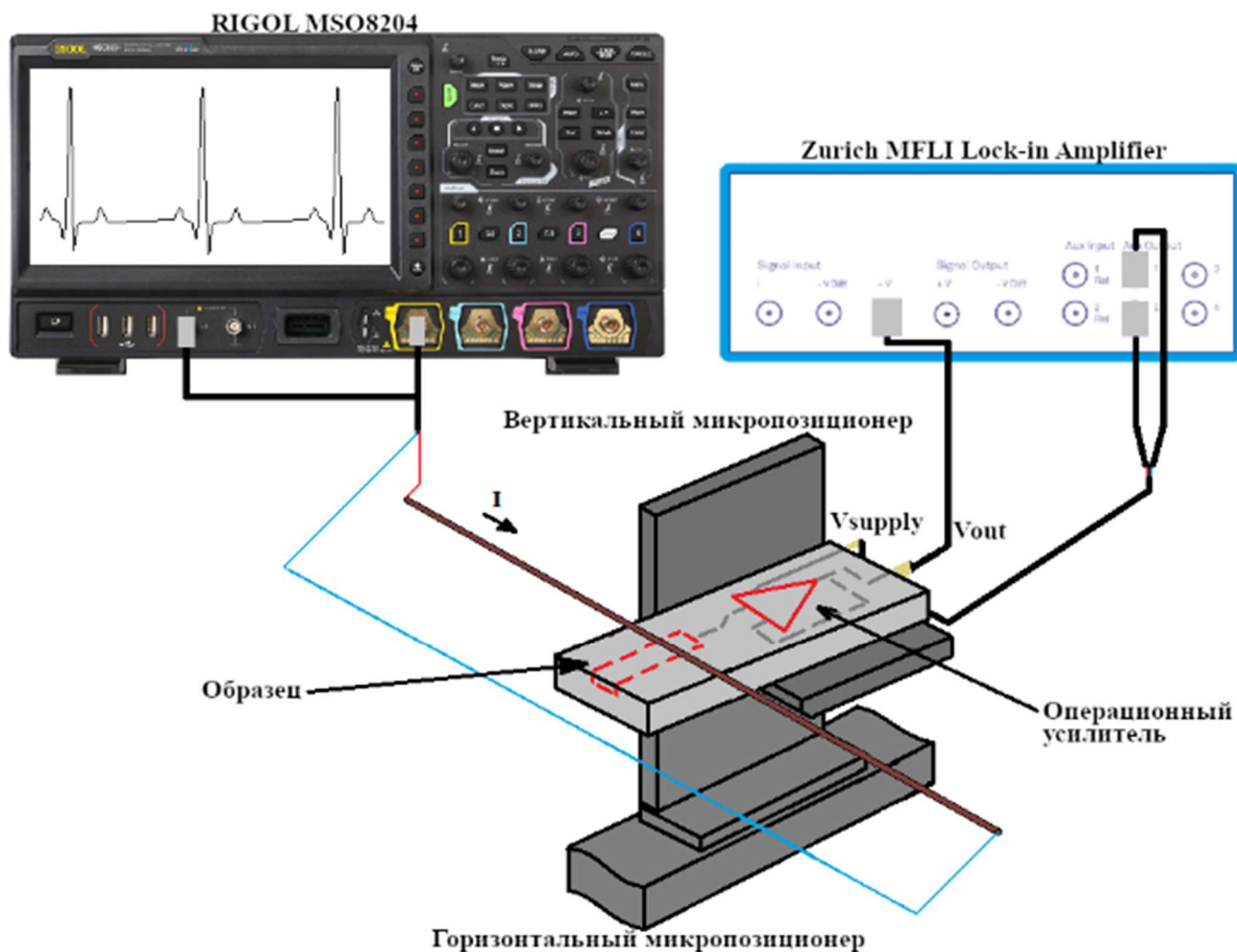


Рисунок 45 – Схематичное изображение экспериментальной установки для детектирования импульсных магнитных сигналов, имитирующих форму магнитных проявлений сердечной активности

Пики на временной зависимости преобразованного МЭ сигнала соответствуют «R»-пику ЭКГ-сигнала. Разница во времени между пиками мала, тем самым отклик МЭ структуры на резкое увеличение НМП является практически мгновенным.

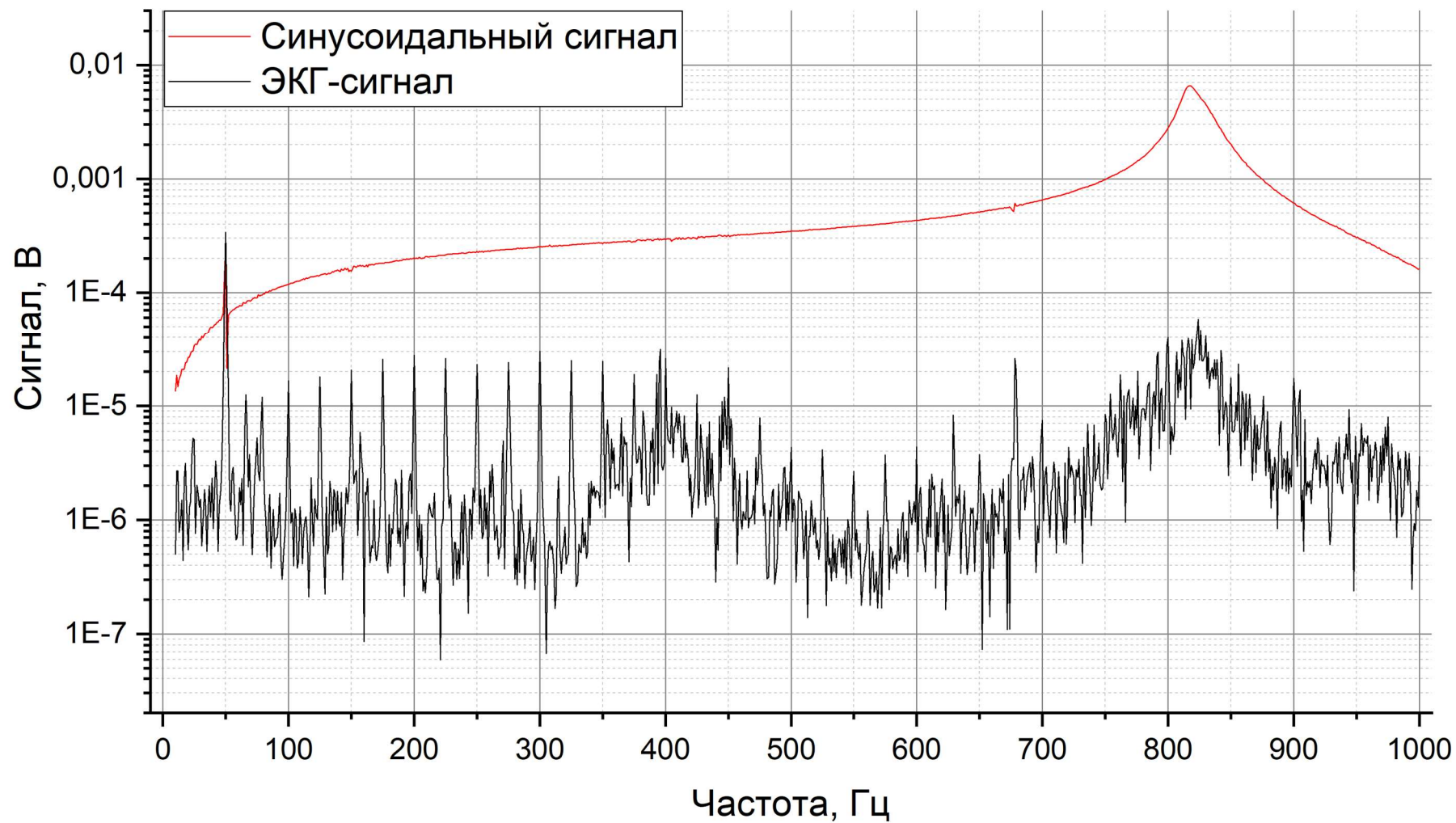


Рисунок 46 – Частотные зависимости детектируемого МЭ сигнала со структуры под воздействием НМП и чувствительности МЭ структуры к НМП от провода с импульсным сигналом

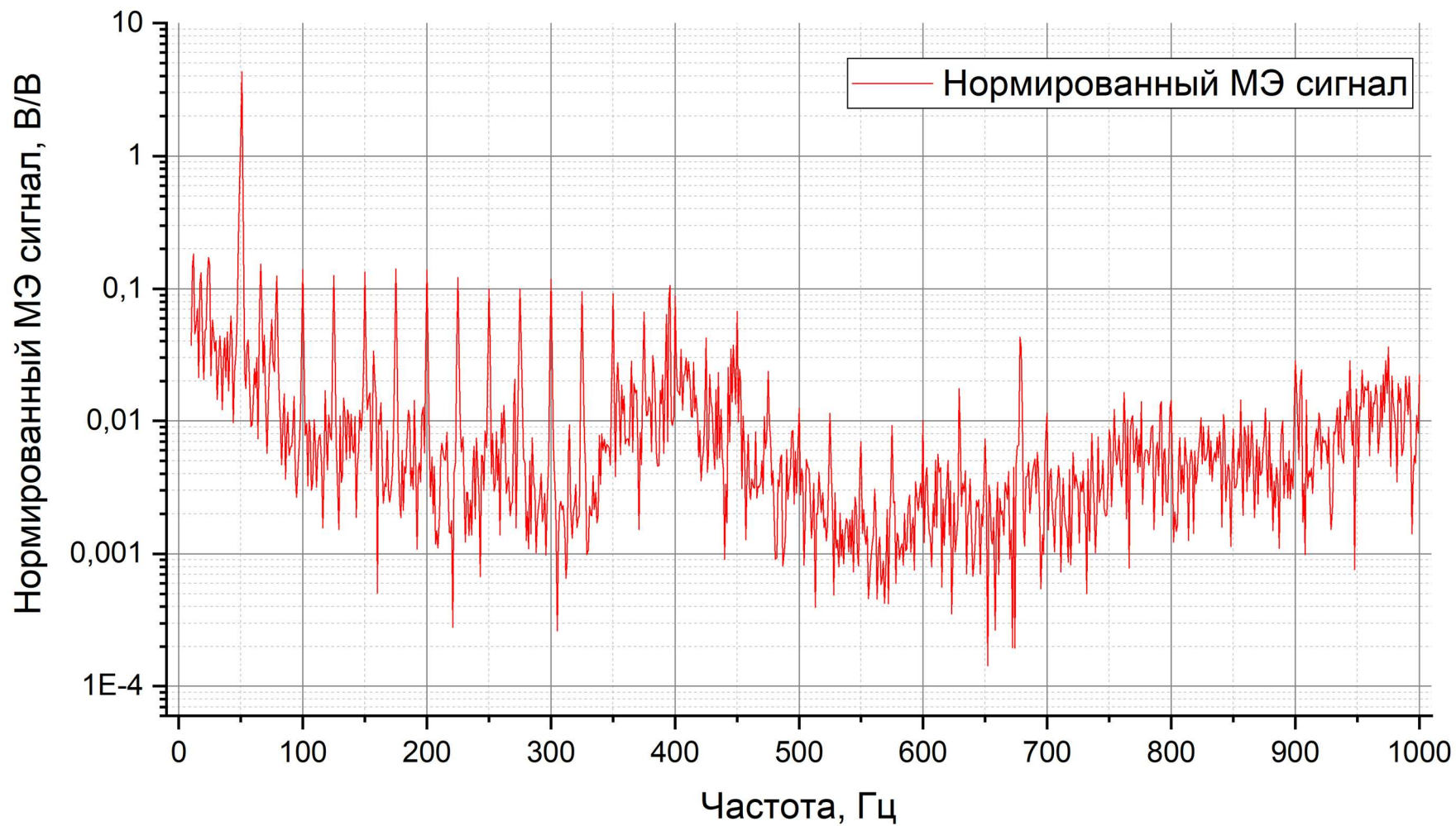


Рисунок 47 – Нормированная на чувствительность МЭ структуры к НМП частотная зависимость детектируемого МЭ сигнала

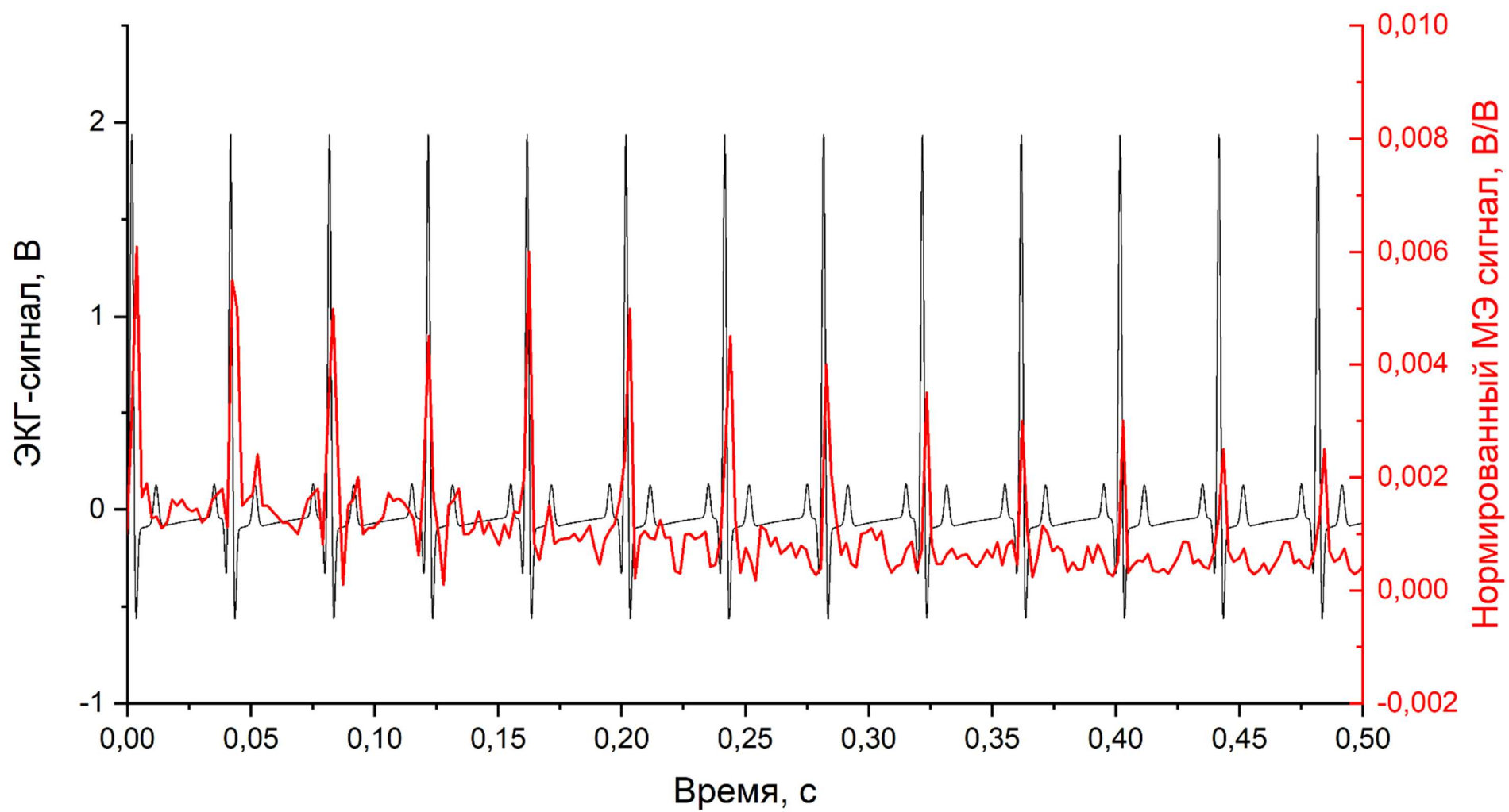


Рисунок 48 – Временные зависимости модулирующего импульсного и преобразованного МЭ сигналов

4.5 Выводы к главе IV

В главе IV рассмотрено взаимодействие градиентного МЭ композита с НМП при вариации типа источника НМП и формы подаваемого сигнала.

При измерениях НМП от единичного провода оптимальной позицией МЭ структуры достигается при расположении МЭ композита таким образом, что его длина перпендикулярна направлению провода, а координата его центра вдоль горизонтального направления совпадает с координатой провода.

При картировании НМП от соленоида полученное распределение МП совпадает с теоретическим. В случаях измерений НМП от единичного провода и от взаимноперпендикулярных проводов в экспериментальных зависимостях присутствуют смещения координаты относительно провода и точки пересечения проводов соответственно максимальных значений МЭ сигнала на всех исследованных горизонтальных уровнях.

При подаче импульсных магнитных сигналов, имитирующих форму магнитных проявлений сердечной активности, на единичный провод градиентной МЭ структурой зарегистрированы «R»-пики с использованием дополнительной математической обработки.

Основные результаты и выводы

Результаты представленной работы соответствуют цели диссертации – созданию градиентных МЭ композитных структур «бидоменный кристалл LiNbO_3 / Ni / Metglas» с ненулевым МЭ откликом в отсутствие внешнего постоянного МП и исследованию их МЭ характеристик.

В экспериментальной части работы получены следующие результаты:

- Разработана установка для получения никельсодержащих подмагничивающих слоев методом электрохимического осаждения. Средняя скорость электрохимического осаждения Ni – 0,3 мкм/мин. При осаждении получен текстурированный поликристаллический Ni с преимущественной ориентацией зерен Ni (100);

- Создана установка, программа для исследования МЭ характеристик градиентных композитных МЭ структур и измерительная плата на основе ОУ TL071CP. Катушки Гельмгольца с переводным коэффициентом 7,596 Э/А создают однородное МП в объеме цилиндра с высотой 100 мм и диаметром 80 мм.;

- Реализована установка для проведения термической обработки структур «бидоменный кристалл LiNbO_3 / Ni» в постоянном МП. С помощью МСМ показано упорядочение магнитной структуры Ni вдоль направления приложенного внешнего МП после проведения отжига;

- Предложена теоретическая модель взаимодействия магнитотвердого слоя Ni и магнитомягкого Metglas, использование которой позволяет определить смещения полевой зависимости при известных соотношении толщин слоев и остаточной намагниченности слоя Ni. Представлено использование градиентной структуры «бидоменный кристалл LiNbO_3 / Ni / Metglas» в качестве сенсорной части датчика тока с переводным коэффициентом 0,9 В/А. Оптимальная толщина

слоя N_i , необходимая для вывода зависимости в начало линейного участка, для использования в датчике тока составила 9 мкм;

– Полученные с помощью градиентной структуры распределения НМП от различных модельных источников схожи с теоретическими распределениями. Разработан и запатентован способ картирования распределения НМП;

– Представлена и оценена возможность регистрации с использованием градиентной МЭ структуры импульсных сигналов, имитирующих форму магнитных проявлений сердечной активности, и математической постобработки для выделения информативных компонентов.

Список сокращений и условных обозначений

МЭ	Магнитоэлектрический
ФМ	Ферромагнитный
АФМ	Антиферромагнитный
МП	Магнитное поле
ЭП	Электрическое поле
ПЭ	Пьезоэлектрический
МС	Магнитострикционный
МЭМС	Микроэлектромеханическая система
ОМП	Однородное магнитное поле
НМП	Неоднородные магнитное поле
ПМ	Пьезомагнитный
ЭМР	Электромеханический резонанс
ЭКГ	Электрокардиография

Список использованных источников

1. Ландау, Л.Д.; Лифшиц, Е.М. *Теоретическая Физика: Электродинамика Сплошных Сред*; 4th ed.; ФИЗМАТЛИТ: Москва, 2005; Vol. 8; ISBN 5-9221-0123-4.
2. Folen, V.J.; Rado, G.T.; Stalder, E.W. Anisotropy of the Magnetoelectric Effect in Cr₂O₃. *Phys. Rev. Lett.* **1961**, *6*, 607–608, doi:10.1103/PhysRevLett.6.607.
3. Astrov, D.N. Magnetoelectric Effect in Chromium Oxide. *Soviet Physics Letp* **1961**, *14*, 729–733.
4. Yang, X.; Gao, Y.; Wu, J.; Beguhn, S.; Nan, T.; Zhou, Z.; Liu, M.; Sun, N.X. Dual H- and E-Field Tunable Multiferroic Bandpass Filter at Ku-Band Using Partially Magnetized Spinel Ferrites. *IEEE Trans. Magn.* **2013**, *49*, 5485–5488, doi:10.1109/TMAG.2013.2266897.
5. Wu, R.; MacManus-Driscoll, J.L. Recent Developments and the Future Perspectives in Magnetoelectric Nanocomposites for Memory Applications. *APL Mater.* **2022**, *10*, 010901, doi:10.1063/5.0076106.
6. Shen, J.; Cong, J.; Shang, D.; Chai, Y.; Shen, S.; Zhai, K.; Sun, Y. A Multilevel Nonvolatile Magnetoelectric Memory. *Sci. Rep.* **2016**, *6*, 34473, doi:10.1038/srep34473.
7. Li, X.; Lee, A.; Razavi, S.A.; Wu, H.; Wang, K.L. Voltage-Controlled Magnetoelectric Memory and Logic Devices. *MRS Bull.* **2018**, *43*, 970–977, doi:10.1557/mrs.2018.298.
8. Филиппов, Д.А.; Галкина, Т.А.; Маничева, И.Н.; Zhang, J. Магнитоэлектрический гиратор на основе трехслойных симметричных структур: теория и эксперимент. *Журнал Технической Физики* **2023**, *93*, 1347, doi:10.21883/JTF.2023.09.56222.50-23.

9. Xin, B.; Zhang, Q.; Hu, L.; Gao, A.; Duan, C.; Gong, Z.; Song, E.; Sun, L.; Jiao, J. Wide-Temperature-Range Tachometer Based on a Magnetoelectric Composite. *Sensors* **2025**, *25*, 829, doi:10.3390/s25030829.
10. Chu, Z.; Cui, J.; Wang, Y.; Du, Z.; PourhosseiniAsl, M.; Li, N.; Dan, W.; Gao, X.; Liang, X. Multilayered Magnetoelectric Composites for Precise and Wide-Range Current Sensing. *Appl. Phys. Lett.* **2024**, *124*, 252907, doi:10.1063/5.0217772.
11. Huang, T.; Becerra, L.; Gensbittel, A.; Zheng, Y.; Talleb, H.; Salas, U.A.; Ren, Z.; Marangolo, M. Self-Biased Magnetoelectric Ni / Li Nb O 3 / Ni Trilayers for Body-Embedded Electronic Energy Harvesters. *Phys. Rev. Appl.* **2023**, *20*, 034059, doi:10.1103/PhysRevApplied.20.034059.
12. Zhai, J.; Xing, Z.; Dong, S.; Li, J.; Viehland, D. Magnetoelectric Laminate Composites: An Overview. *J. Am. Ceram. Soc.* **2008**, *91*, 351–358, doi:10.1111/j.1551-2916.2008.02259.x.
13. Hu, J.-M.; Nan, C.-W. Opportunities and Challenges for Magnetoelectric Devices. *APL Mater.* **2019**, *7*, 080905, doi:10.1063/1.5112089.
14. Priya, S.; Islam, R.; Dong, S.; Viehland, D. Recent Advancements in Magnetoelectric Particulate and Laminate Composites. *J. Electroceramics* **2007**, *19*, 149–166, doi:10.1007/s10832-007-9042-5.
15. Srinivasan, G. Magnetoelectric Composites. *Annu. Rev. Mater. Res.* **2010**, *40*, 153–178, doi:10.1146/annurev-matsci-070909-104459.
16. Zhou, Y.; Maurya, D.; Yan, Y.; Srinivasan, G.; Quandt, E.; Priya, S. Self-Biased Magnetoelectric Composites: An Overview and Future Perspectives. *Energy Harvest. Syst.* **2016**, *3*, 1–42, doi:10.1515/ehs-2015-0003.
17. Eerenstein, W.; Mathur, N.D.; Scott, J.F. Multiferroic and Magnetoelectric Materials. *Nature* **2006**, *442*, 759–765, doi:10.1038/nature05023.
18. Chu, Z.; PourhosseiniAsl, M.; Dong, S. Review of Multi-Layered Magnetoelectric Composite Materials and Devices Applications. *J. Phys. Appl. Phys.* **2018**, *51*, 243001, doi:10.1088/1361-6463/aac29b.

19. Wang, Y.; Li, J.; Viehland, D. Magnetoelectrics for Magnetic Sensor Applications: Status, Challenges and Perspectives. *Mater. Today* **2014**, *17*, 269–275, doi:10.1016/j.mattod.2014.05.004.
20. Gao, J.; Jiang, Z.; Zhang, S.; Mao, Z.; Shen, Y.; Chu, Z. Review of Magnetoelectric Sensors. *Actuators* **2021**, *10*, 109, doi:10.3390/act10060109.
21. Turutin, A.V.; Vidal, J.V.; Kubasov, I.V.; Kislyuk, A.M.; Malinkovich, M.D.; Parkhomenko, Y.N.; Kobeleva, S.P.; Pakhomov, O.V.; Kholkin, A.L.; Sobolev, N.A. Magnetoelectric Metglas/Bidomain $y + 140^\circ$ -Cut Lithium Niobate Composite for Sensing fT Magnetic Fields. *Appl. Phys. Lett.* **2018**, *112*, 262906, doi:10.1063/1.5038014.
22. *The SQUID Handbook*; Clarke, J., Braginski, A.I., Eds.; Wiley-VCH: Weinheim, 2004; ISBN 978-3-527-40411-7.
23. Gerginov, V.; Krzyzewski, S.; Knappe, S. Pulsed Operation of a Miniature Scalar Optically Pumped Magnetometer. *J. Opt. Soc. Am. B* **2017**, *34*, 1429, doi:10.1364/JOSAB.34.001429.
24. Freitas, P.P.; Ferreira, R.; Cardoso, S.; Cardoso, F. Magnetoresistive Sensors. *J. Phys. Condens. Matter* **2007**, *19*, 165221, doi:10.1088/0953-8984/19/16/165221.
25. Wouters, C.; Vranković, V.; Rössler, C.; Sidorov, S.; Ensslin, K.; Wegscheider, W.; Hierold, C. Design and Fabrication of an Innovative Three-Axis Hall Sensor. *Sens. Actuators Phys.* **2016**, *237*, 62–71, doi:10.1016/j.sna.2015.11.022.
26. Marauska, S.; Jahns, R.; Greve, H.; Quandt, E.; Knöchel, R.; Wagner, B. MEMS Magnetic Field Sensor Based on Magnetoelectric Composites. *J. Micromechanics Microengineering* **2012**, *22*, 065024, doi:10.1088/0960-1317/22/6/065024.
27. Marauska, S.; Jahns, R.; Kirchhof, C.; Claus, M.; Quandt, E.; Knöchel, R.; Wagner, B. Highly Sensitive Wafer-Level Packaged MEMS Magnetic Field Sensor

Based on Magnetoelectric Composites. *Sens. Actuators Phys.* **2013**, *189*, 321–327, doi:10.1016/j.sna.2012.10.015.

28. Mandal, S.K.; Sreenivasulu, G.; Petrov, V.M.; Srinivasan, G. Magnetization-Graded Multiferroic Composite and Magnetoelectric Effects at Zero Bias. *Phys. Rev. B* **2011**, *84*, 014432, doi:10.1103/PhysRevB.84.014432.

29. Friedrich, R.-M.; Faupel, F. Adaptive Model for Magnetic Particle Mapping Using Magnetoelectric Sensors. *Sensors* **2022**, *22*, 894, doi:10.3390/s22030894.

30. Friedrich, R.-M.; Sadeghi, M.; Faupel, F. Numerical and Experimental Study of Colored Magnetic Particle Mapping via Magnetoelectric Sensors. *Nanomaterials* **2023**, *13*, 347, doi:10.3390/nano13020347.

31. Lukat, N.; Friedrich, R.-M.; Spetzler, B.; Kirchhof, C.; Arndt, C.; Thormählen, L.; Faupel, F.; Selhuber-Unkel, C. Mapping of Magnetic Nanoparticles and Cells Using Thin Film Magnetoelectric Sensors Based on the Delta-E Effect. *Sens. Actuators Phys.* **2020**, *309*, 112023, doi:10.1016/j.sna.2020.112023.

32. Friedrich, R.-M.; Zabel, S.; Galka, A.; Lukat, N.; Wagner, J.-M.; Kirchhof, C.; Quandt, E.; McCord, J.; Selhuber-Unkel, C.; Siniatchkin, M.; et al. Magnetic Particle Mapping Using Magnetoelectric Sensors as an Imaging Modality. *Sci. Rep.* **2019**, *9*, 2086, doi:10.1038/s41598-018-38451-0.

33. Huong Giang, D.T.; Dang, D.X.; Toan, N.X.; Tuan, N.V.; Phung, A.T.; Duc, N.H. Distance Magnetic Nanoparticle Detection Using a Magnetoelectric Sensor for Clinical Interventions. *Rev. Sci. Instrum.* **2017**, *88*, 015004, doi:10.1063/1.4973729.

34. Özden, M.-Ö.; Teplyuk, A.; Gümüş, Ö.; Meyners, D.; Höft, M.; Gerken, M. Magnetoelectric Cantilever Sensors under Inhomogeneous Magnetic Field Excitation. *AIP Adv.* **2020**, *10*, 025132, doi:10.1063/1.5136239.

35. Lu, C.; Zhou, H.; Li, L.; Yang, A.; Xu, C.; Ou, Z.; Wang, J.; Wang, X.; Tian, F. Split-Core Magnetoelectric Current Sensor and Wireless Current Measurement

Application. *Measurement* **2022**, *188*, 110527, doi:10.1016/j.measurement.2021.110527.

36. Castro, N.; Reis, S.; Silva, M.P.; Correia, V.; Lanceros-Mendez, S.; Martins, P. Development of a Contactless DC Current Sensor with High Linearity and Sensitivity Based on the Magnetoelectric Effect. *Smart Mater. Struct.* **2018**, *27*, 065012, doi:10.1088/1361-665X/aab969.

37. Zhang, M.; Or, S. Magnetoelectric Transverse Gradient Sensor with High Detection Sensitivity and Low Gradient Noise. *Sensors* **2017**, *17*, 2446, doi:10.3390/s17112446.

38. Lu, C.; Li, P.; Wen, Y.; Yang, A.; Yang, C.; Wang, D.; He, W.; Zhang, J. Magnetoelectric Composite Metglas/PZT-Based Current Sensor. *IEEE Trans. Magn.* **2014**, *50*, 1–4, doi:10.1109/TMAG.2014.2326193.

39. Qiu, Y.; Shi, L.; Chen, L.; Yu, Y.; Yu, G.; Zhu, M.; Zhou, H. A Wide-Band Magnetoelectric Sensor Based on a Negative-Feedback Compensated Readout Circuit. *Sensors* **2024**, *24*, 423, doi:10.3390/s24020423.

40. Annapureddy, V.; Park, S.H.; Song, H.; Ryu, J. Tunable Self-Biased Magnetoelectric Effect in Magnetization-Graded Magnetoelectric Composites. *J. Alloys Compd.* **2023**, *957*, 170121, doi:10.1016/j.jallcom.2023.170121.

41. Shi, Y.; Lei, B.; Wang, Y.; Ye, J. An Analytical Model for the Self-Bias Magnetoelectric Effect of Magnetization-Graded Magnetoelectric Composites. *Compos. Struct.* **2022**, *300*, 116164, doi:10.1016/j.compstruct.2022.116164.

42. Ma, J.N.; Xin, C.Z.; Ma, J.; Lin, Y.H.; Nan, C.W. A Cost-Effective Self-Biased Magnetoelectric Effect in $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ /Metglas/Pb(Zr,Ti)O₃ Laminates. *J. Phys. Appl. Phys.* **2016**, *49*, 405002, doi:10.1088/0022-3727/49/40/405002.

43. Ma, J.N.; Xin, C.Z.; Ma, J.; Lin, Y.H.; Nan, C.W. Design and Analysis of a Self-Biased Broadband Magnetoelectric Cantilever Operated at Multi-Frequency Windows. *AIP Adv.* **2017**, *7*, 035013, doi:10.1063/1.4978872.

44. Li, M.; Wang, Z.; Wang, Y.; Li, J.; Viehland, D. Giant Magnetoelectric Effect in Self-Biased Laminates under Zero Magnetic Field. *Appl. Phys. Lett.* **2013**, *102*, 082404, doi:10.1063/1.4794056.
45. PourhosseiniAsl, M.; Yu, Z.; Chu, Z.; Yang, J.; Xu, J.; Hou, Y.; Dong, S. Enhanced Self-Bias Magnetoelectric Effect in Locally Heat-Treated ME Laminated Composite. *Appl. Phys. Lett.* **2019**, *115*, 112901, doi:10.1063/1.5116625.
46. Lee, Y.-W.; Deka, B.; Yoo, I.-R.; Gwak, D.-W.; Cho, J.; Song, H.-C.; Choi, J.-J.; Hahn, B.-D.; Ahn, C.-W.; Cho, K.-H. Giant Self-Biased Magnetoelectric Effect in Pre-Biased Magnetostrictive–Piezoelectric Laminate Composites. *Electron. Mater. Lett.* **2020**, *16*, 123–130, doi:10.1007/s13391-019-00192-1.
47. Lage, E.; Kirchhof, C.; Hrkac, V.; Kienle, L.; Jahns, R.; Knöchel, R.; Quandt, E.; Meyners, D. Exchange Biasing of Magnetoelectric Composites. *Nat. Mater.* **2012**, *11*, 523–529, doi:10.1038/nmat3306.
48. Meiklejohn, W.H.; Bean, C.P. New Magnetic Anisotropy. *Phys. Rev.* **1956**, *102*, 1413–1414, doi:10.1103/PhysRev.102.1413.
49. Cain, W.C.; Kryder, M.H. Investigation of the Exchange Mechanism in NiFe-TbCo Bilayers. *J. Appl. Phys.* **1990**, *67*, 5722–5724, doi:10.1063/1.346107.
50. Tokunaga, T.; Taguchi, M.; Fukami, T.; Nakaki, Y.; Tsutsumi, K. Study of Interface Wall Energy in Exchange-Coupled Double-Layer Film. *J. Appl. Phys.* **1990**, *67*, 4417–4419, doi:10.1063/1.344917.
51. Zhang, J.; Li, P.; Wen, Y.; He, W.; Yang, A.; Lu, C. Giant Self-Biased Magnetoelectric Response with Obvious Hysteresis in Layered Homogeneous Composites of Negative Magnetostrictive Material Samfenol and Piezoelectric Ceramics. *Appl. Phys. Lett.* **2013**, *103*, 202902, doi:10.1063/1.4829634.
52. Kumar, A.; Arockiarajan, A. Temperature Dependent Magnetoelectric (ME) Response in Press-Fit FeNi/PZT/Ni Self-Biased Ring Composite. *J. Appl. Phys.* **2019**, *126*, 094102, doi:10.1063/1.5108708.

53. Kumar, A.; Arockiarajan, A. Improved Magnetoelectric Response of Distributed Disc Structured Composite in Aggravated Thermal Environment. In Proceedings of the Behavior and Mechanics of Multifunctional Materials XVI; Harne, R.L., Wissa, A., Gutierrez Soto, M., Eds.; SPIE: Long Beach, United States, April 20 2022; p. 15.
54. Yang, S.; Xu, J.; Zhang, X.; Fan, S.; Zhang, C.; Huang, Y.; Li, Q.; Wang, X.; Cao, D.; Xu, J.; et al. Self-Biased Metglas/PVDF/Ni Magnetoelectric Laminate for AC Magnetic Sensors with a Wide Frequency Range. *J. Phys. Appl. Phys.* **2022**, *55*, 175002, doi:10.1088/1361-6463/ac4cf5.
55. Yan, Y.; Zhou, Y.; Priya, S. Enhanced Magnetoelectric Effect in Longitudinal-Longitudinal Mode Laminate with Cofired Interdigitated Electrodes. *Appl. Phys. Lett.* **2014**, *104*, 032911, doi:10.1063/1.4862183.
56. Yang, S.-C.; Park, C.-S.; Cho, K.-H.; Priya, S. Self-Biased Magnetoelectric Response in Three-Phase Laminates. *J. Appl. Phys.* **2010**, *108*, 093706, doi:10.1063/1.3493154.
57. Zhang, H.; Lu, C.; Sun, Z. Large Self-Biased Magnetoelectric Response in Four-Phase Heterostructure with Multiple Low-Frequency Peaks. *Appl. Phys. Lett.* **2015**, *106*, 033505, doi:10.1063/1.4906414.
58. Huang, D.; Lu, C.; Han, B.; Wang, X.; Li, C.; Xu, C.; Gui, J.; Lin, C. Giant Self-Biased Magnetoelectric Coupling Characteristics of Three-Phase Composite with End-Bonding Structure. *Appl. Phys. Lett.* **2014**, *105*, 263502, doi:10.1063/1.4904799.
59. Дорогиницкий, М.М. Расчет Катушки Гельмгольца. *Казанский Федеральный Университет* **2007**, 23.
60. Хоровиц, П.; Хилл, У. *Искусство Схемотехники: Перевод с Англ.*; 2nd ed.; БИНОМ, 2014;
61. Serridge, M.; Torben, R.L. *Piezoelectric Acceletometer and Vibration Preamplifier: Theory and Application Handbook*; K. Larsen and Son A/S: Denmark, 1987;

62. Зайдель, А.Н. *Ошибки Измерений Физических Величин: Учебное Пособие*; 3rd ed.; Лань: Санкт-Петербург, 2009;
63. Aharoni, A. Demagnetizing Factors for Rectangular Ferromagnetic Prisms. *J. Appl. Phys.* **1998**, *83*, 3432–3434, doi:10.1063/1.367113.
64. Liverts, E.; Grosz, A.; Zadov, B.; Bichurin, M.I.; Pukinskiy, Y.J.; Priya, S.; Viehland, D.; Paperno, E. Demagnetizing Factors for Two Parallel Ferromagnetic Plates and Their Applications to Magnetoelectric Laminated Sensors. *J. Appl. Phys.* **2011**, *109*, 07D703, doi:10.1063/1.3536518.
65. Furlani, E.P. Permanent Magnet Applications. In *Permanent Magnet and Electromechanical Devices*; Elsevier, 2001; pp. 207–333 ISBN 978-0-12-269951-1.
66. Sablik, M.J.; Jiles, D.C. Coupled Magnetoelastic Theory of Magnetic and Magnetostrictive Hysteresis. *IEEE Trans. Magn.* **1993**, *29*, 2113–2123, doi:10.1109/20.221036.
67. Jiles, D.C. Theory of the Magnetomechanical Effect. *J. Phys. Appl. Phys.* **1995**, *28*, 1537–1546, doi:10.1088/0022-3727/28/8/001.
68. Kuts, V.V.; Turutin, A.V.; Kubasov, I.V.; Temirov, A.A.; Kislyuk, A.M.; Maksumova, E.E.; Fedulov, F.A.; Fetisov, Y.K.; Malinkovich, M.D.; Parkhomenko, Y.N. Features of 2D Mapping Technique of Non-Uniform Magnetic Fields Using Self-Biased Magnetoelectric Composites Based on “Bidomain LiNbO₃/Ni/Metglas” Structures. *Measurement* **2025**, *242*, 115932, doi:10.1016/j.measurement.2024.115932.
69. Clauss, R.J.; Brown, H. Electrodeposition of Nickel.
70. Hagen, J.; Burmeister, F.; Fromm, A.; Manns, P.; Kleer, G. Iridium Coatings with Titanium Sub-Layer Deposited by RF Magnetron Sputtering: Mechanical Properties and Contact Behavior with RoHS-Compliant Glass Melt. *Plasma Process. Polym.* **2009**, *6*, doi:10.1002/ppap.200931701.
71. Kuts, V.V.; Turutin, A.V.; Kubasov, I.V.; Kislyuk, A.M.; Maksumova, E.E.; Temirov, A.A.; Sobolev, N.A.; Malinkovich, M.D.; Parkhomenko, Yu.N.

Detection of Inhomogeneous Magnetic Fields by Magnetoelectric Composite. *Izv. Vysshikh Uchebnykh Zaved. Mater. Elektronnoi Tekhniki Mater. Electron. Eng.* **2023**, doi:10.17073/1609-3577j.met202309.554.

72. More-Chevalier, J.; Cibert, C.; Bouregba, R.; Poullain, G. Eddy Currents: A Misleading Contribution When Measuring Magnetoelectric Voltage Coefficients of Thin Film Devices. *J. Appl. Phys.* **2015**, *117*, 154104, doi:10.1063/1.4917534.

73. Isakovic, J.; Dobbs-Dixon, I.; Chaudhury, D.; Mitrecic, D. Modeling of Inhomogeneous Electromagnetic Fields in the Nervous System: A Novel Paradigm in Understanding Cell Interactions, Disease Etiology and Therapy. *Sci. Rep.* **2018**, *8*, 12909, doi:10.1038/s41598-018-31054-9.

Приложение А. Полный вывод выражения для N_{12} с использованием квадратурной формулы Гаусса-Лежандра.

$$\begin{aligned}
N_{12} &= \frac{1}{4\pi V_{Metglas}} \int_0^{l_{Ni}} \int_0^{w_{Ni}} \int_{t_{Ni}+Gap}^{t_{Ni}+Gap+Met} \Omega(r) dx dy dz = \\
&= \left| \begin{array}{l} \frac{l_{Ni}}{2} a + l_{Ni} = x \\ \frac{w_{Ni}}{2} b + w_{Ni} = y \\ \frac{t_{Met}}{2} p + \left(t_{Ni} + Gap + \frac{t_{Met}}{2} \right) = z \end{array} \right| = \frac{1}{4\pi V_{Metglas}} \frac{l_{Ni}}{2} \frac{w_{Ni}}{2} \frac{t_{Met}}{2} \\
&\cdot \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \Omega \left(\frac{l_{Ni}}{2} a + l_{Ni}; \frac{w_{Ni}}{2} b + w_{Ni}; \frac{t_{Met}}{2} p + \left(t_{Ni} + Gap + \frac{t_{Met}}{2} \right) \right) da db dp = \\
&= \frac{1}{32\pi} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 [c_1 \Omega \left(\frac{l_{Ni}}{2} a_1 + l_{Ni}; \frac{w_{Ni}}{2} b + w_{Ni}; \frac{t_{Met}}{2} p + \left(t_{Ni} + Gap + \frac{t_{Met}}{2} \right) \right) + \\
&\quad + c_2 \Omega \left(\frac{l_{Ni}}{2} a_2 + l_{Ni}; \frac{w_{Ni}}{2} b + w_{Ni}; \frac{t_{Met}}{2} p + \left(t_{Ni} + Gap + \frac{t_{Met}}{2} \right) \right)] db dp = \\
&= \frac{1}{32\pi} \int_{-1}^1 c_1^2 \Omega \left(\frac{l_{Ni}}{2} a_1 + l_{Ni}; \frac{w_{Ni}}{2} b_1 + w_{Ni}; \frac{t_{Met}}{2} p + \left(t_{Ni} + Gap + \frac{t_{Met}}{2} \right) \right) dp + \\
&\quad + \frac{1}{32\pi} \int_{-1}^1 c_2^2 \Omega \left(\frac{l_{Ni}}{2} a_2 + l_{Ni}; \frac{w_{Ni}}{2} b_2 + w_{Ni}; \frac{t_{Met}}{2} p + \left(t_{Ni} + Gap + \frac{t_{Met}}{2} \right) \right) dp + \\
&\quad + \frac{1}{32\pi} \int_{-1}^1 c_1 c_2 \Omega \left(\frac{l_{Ni}}{2} a_1 + l_{Ni}; \frac{w_{Ni}}{2} b_2 + w_{Ni}; \frac{t_{Met}}{2} p + \left(t_{Ni} + Gap + \frac{t_{Met}}{2} \right) \right) dp + \\
&\quad + \frac{1}{32\pi} \int_{-1}^1 c_2 c_1 \Omega \left(\frac{l_{Ni}}{2} a_2 + l_{Ni}; \frac{w_{Ni}}{2} b_1 + w_{Ni}; \frac{t_{Met}}{2} p + \left(t_{Ni} + Gap + \frac{t_{Met}}{2} \right) \right) dp \approx \\
&\approx \frac{1}{32\pi} \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 \sum_{k=1}^2 c_i c_j c_k \Omega \left(\frac{l_{Ni}}{2} a_i + l_{Ni}; \frac{w_{Ni}}{2} b_j + w_{Ni}; \frac{t_{Met}}{2} p_k + t_{Ni} + Gap + \frac{t_{Met}}{2} \right).
\end{aligned}$$

Приложение Б. Скрипт в среде программирования Matlab для расчета параметра N_{12} с разбиением слоя Metglas на элементарные объемы.

```
%Ноль системы координат - Левый Нижний Ближний Угол слоя Metglas
%Задание необходимых характеристик структуры
w_Ni = input('Enter value of Ni width, mm: ');
l_Ni = input('Enter value of Ni length, mm: ');
t_Ni = input('Enter value of Ni thickness, mm: ');
t_Met = input('Enter value of Metglas thickness, mm: ');
Gap = input('Enter value of nonmagnetic gap, mm: ');

%Задание размеров шагов вдоль основных осей для разбиения слоя
Metglas на элементарные объемы
step_x = input('Enter value X step, mm: ');
step_y = input('Enter value Y step, mm: ');
step_z = input('Enter value Z step, mm: ');

%Задание коэффициентов квадратуры Гаусса-Лежандра
h = [-0.577350269 0.577350269];
N12_sum = 0;

%Задание координат вершин слоя никеля
Points_of_Ni = [0 0 -Gap-t_Ni;
                0 w_Ni -Gap-t_Ni;
                0 w_Ni -Gap;
                0 0 -Gap;
                l_Ni 0 -Gap;
                l_Ni w_Ni -Gap;
                l_Ni w_Ni -Gap-t_Ni;
                l_Ni 0 -Gap-t_Ni];

for i = 0:step_x:(l_Ni-step_x)
    fprintf('Расчитываю на координате x = %d;\n',i);
    for j = 0:step_y:(w_Ni-step_y)
        for k = 0:step_z:(t_Met-step_z)
```

```

        Omega = 0;
        Per      =      [      (i+step_x+i)/2+(step_x)*h(1,1)/2
(j+step_y+j)/2+(step_y)*h(1,1)/2  (k+step_z+k)/2+(step_z)*h(1,1)/2;
                                (i+step_x+i)/2+(step_x)*h(1,2)/2
(j+step_y+j)/2+(step_y)*h(1,1)/2  (k+step_z+k)/2+(step_z)*h(1,1)/2;
                                (i+step_x+i)/2+(step_x)*h(1,1)/2
(j+step_y+j)/2+(step_y)*h(1,2)/2  (k+step_z+k)/2+(step_z)*h(1,1)/2;
                                (i+step_x+i)/2+(step_x)*h(1,2)/2
(j+step_y+j)/2+(step_y)*h(1,2)/2  (k+step_z+k)/2+(step_z)*h(1,1)/2;
                                (i+step_x+i)/2+(step_x)*h(1,1)/2
(j+step_y+j)/2+(step_y)*h(1,1)/2  (k+step_z+k)/2+(step_z)*h(1,2)/2;
                                (i+step_x+i)/2+(step_x)*h(1,2)/2
(j+step_y+j)/2+(step_y)*h(1,1)/2  (k+step_z+k)/2+(step_z)*h(1,2)/2;
                                (i+step_x+i)/2+(step_x)*h(1,1)/2
(j+step_y+j)/2+(step_y)*h(1,2)/2  (k+step_z+k)/2+(step_z)*h(1,2)/2;
                                (i+step_x+i)/2+(step_x)*h(1,2)/2
(j+step_y+j)/2+(step_y)*h(1,2)/2  (k+step_z+k)/2+(step_z)*h(1,2)/2];
        for iper = 1:8
            for a = 1:8
                Omega=Omega+(-
1)^(a+1)*atan((Points_of_Ni(a,2)-Per(iper,2))*(Points_of_Ni(a,3)-
Per(iper,3))/((Per(iper,1)-
Points_of_Ni(a,1))*sqrt((Points_of_Ni(a,1)-
Per(iper,1))^2+(Points_of_Ni(a,2)-
Per(iper,2))^2+(Points_of_Ni(a,3)-Per(iper,3))^2)));
            end
        end
        N12_sum = N12_sum + Omega/(32*pi);
    end
end
end
N12 = (N12_sum*step_x*step_y*step_z)/(l_Ni*w_Ni*t_Met);
disp(N12);

```

Приложение В. Скрипт в среде программирования Matlab для расчета значения параметра N_{12} с разбиением слоя Metglas на элементарные объемы с логарифмическим шагом вдоль оси X.

```
%Ноль координат - Центр Нижнего Ближнего Ребра слоя Metglas,
лежащего вдоль его длины

%Задание необходимых характеристик структуры
w_Ni = input('Enter value of Ni width, mm: ');
l_Ni = input('Enter value of Ni length, mm: ');
t_Ni = input('Enter value of Ni thickness, mm: ');
t_Met = input('Enter value of Metglas thickness, mm: ');
Gap = input('Enter value of nonmagnetic gap, mm: ');
%Задание коэффициентов квадратуры Гаусса-Лежандра
h = [-0.577350269 0.577350269];

%Задание размеров шагов вдоль осей Y и Z для разбиения слоя
Metglas на элементарные объемы
step_y = input('Enter value Y step, mm: ');
step_z = input('Enter value Z step, mm: ');

%Задание логарифмического шага вдоль оси X для разбиения слоя
Metglas на элементарные объемы
Points_x = input('Enter number of points for one half of X axle:
');

dx = logspace(0,-2,Points_x);
dxx = (l_Ni/2) *dx/sum(dx);
dxxx = [0,cumsum(dxx)];
dx_edge = [-flip(dxxx(2:end)), dxxx];
N12_sum = 0;

%Задание координат вершин слоя никеля
Points_of_Ni = [-l_Ni/2 0 -Gap-t_Ni;
               -l_Ni/2 w_Ni -Gap-t_Ni;
               -l_Ni/2 w_Ni -Gap;
               -l_Ni/2 0 -Gap;
```

```

        l_Ni/2 0 -Gap;
        l_Ni/2 w_Ni -Gap;
        l_Ni/2 w_Ni -Gap-t_Ni;
        l_Ni/2 0 -Gap-t_Ni];
    for i = 1:(Points_x*2)
        fprintf('Расчитываю на координате x = %d;\n',dx_edge(i));
        for j = 0:step_y:(w_Ni-step_y)
            for k = 0:step_z:(t_Met-step_z)
                Omega = 0;
                Per = [ (dx_edge(i)+dx_edge(i+1))/2+(dx_edge(i+1)-
dx_edge(i))*h(1,1)/2                    (j+step_y+j)/2+(step_y)*h(1,1)/2
(k+step_z+k)/2+(step_z)*h(1,1)/2;
                    (dx_edge(i)+dx_edge(i+1))/2+(dx_edge(i+1)-
dx_edge(i))*h(1,2)/2                    (j+step_y+j)/2+(step_y)*h(1,1)/2
(k+step_z+k)/2+(step_z)*h(1,1)/2;
                    (dx_edge(i)+dx_edge(i+1))/2+(dx_edge(i+1)-
dx_edge(i))*h(1,1)/2                    (j+step_y+j)/2+(step_y)*h(1,2)/2
(k+step_z+k)/2+(step_z)*h(1,1)/2;
                    (dx_edge(i)+dx_edge(i+1))/2+(dx_edge(i+1)-
dx_edge(i))*h(1,2)/2                    (j+step_y+j)/2+(step_y)*h(1,2)/2
(k+step_z+k)/2+(step_z)*h(1,1)/2;
                    (dx_edge(i)+dx_edge(i+1))/2+(dx_edge(i+1)-
dx_edge(i))*h(1,1)/2                    (j+step_y+j)/2+(step_y)*h(1,1)/2
(k+step_z+k)/2+(step_z)*h(1,2)/2;
                    (dx_edge(i)+dx_edge(i+1))/2+(dx_edge(i+1)-
dx_edge(i))*h(1,2)/2                    (j+step_y+j)/2+(step_y)*h(1,1)/2
(k+step_z+k)/2+(step_z)*h(1,2)/2;
                    (dx_edge(i)+dx_edge(i+1))/2+(dx_edge(i+1)-
dx_edge(i))*h(1,1)/2                    (j+step_y+j)/2+(step_y)*h(1,2)/2
(k+step_z+k)/2+(step_z)*h(1,2)/2;
                    (dx_edge(i)+dx_edge(i+1))/2+(dx_edge(i+1)-
dx_edge(i))*h(1,2)/2                    (j+step_y+j)/2+(step_y)*h(1,2)/2
(k+step_z+k)/2+(step_z)*h(1,2)/2];

```

```

        for iper = 1:8
            for a = 1:8
                Omega=Omega+(-
1)^(a+1)*atan((Points_of_Ni(a,2)-Per(iper,2))*(Points_of_Ni(a,3)-
Per(iper,3))/((Per(iper,1)-
Points_of_Ni(a,1))*sqrt((Points_of_Ni(a,1)-
Per(iper,1))^2+(Points_of_Ni(a,2)-
Per(iper,2))^2+(Points_of_Ni(a,3)-Per(iper,3))^2)));
            end
        end
        N12_sum = N12_sum +
Omega*step_y*step_z*(dx_edge(i+1)-dx_edge(i))/(32*pi);
    end
end
end

N12 = N12_sum/(l_Ni*w_Ni*t_Met);
fprintf('%.12d',N12);

```