

**НОВГОРОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени ЯРОСЛАВА МУДРОГО**

На правах рукописи



**ПЕТРОВ РОМАН ВАЛЕРЬЕВИЧ**

**МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МАГНИТОСТРИКЦИОННО  
- ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОМПОЗИТАХ В ШИРОКОМ  
ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ**

Специальность: 01.04.07 – Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание учёной степени  
доктора физико-математических наук

Научный консультант:  
доктор физико-математических наук,  
профессор, заслуженный деятель  
науки РФ Бичурин Мирза Имамович

Великий Новгород, 2015

# СОДЕРЖАНИЕ

|                                                                                                              |     |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Введение.....                                                                                                | 4   |
| 1 МЭ МАТЕРИАЛЫ (ОБЗОР).....                                                                                  | 16  |
| 1.1 Монокристаллические магнитоэлектрики.....                                                                | 17  |
| 1.2 Свойства композиционных структур.....                                                                    | 19  |
| 1.3 МЭ композиционные структуры.....                                                                         | 20  |
| 1.4 Оценки МЭ параметров композитов.....                                                                     | 23  |
| 1.5 МЭ устройства.....                                                                                       | 29  |
| 1.6 Выводы. Постановка задачи исследований.....                                                              | 34  |
| 2 СВОЙСТВА ДВУХСЛОЙНЫХ СТРУКТУР МАГНЕТИК – ПЬЕЗО-<br>ЭЛЕКТРИК В ОБЛАСТИ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА ..... | 37  |
| 2.1 Тонкая прямоугольная слоистая структура.....                                                             | 38  |
| 2.2 Дискообразная слоистая структура.....                                                                    | 43  |
| 2.3 Влияние изгибных деформаций на МЭ структуры.....                                                         | 49  |
| 2.3.1 Свойства МЭ структур в области низких частот.....                                                      | 51  |
| 2.3.2 Свойства МЭ структур в области изгибной моды.....                                                      | 52  |
| 2.3.3 Свойства МЭ структур в области толщинно-сдвиговой моды .....                                           | 55  |
| 2.4 Частотные свойства МЭ структур.....                                                                      | 61  |
| 2.5 Эффект зажатия МЭ структуры со стороны подложки.....                                                     | 64  |
| 2.6 МЭ эффект в нанотрубках.....                                                                             | 70  |
| 2.7 МЭ эффект в нанопроволоке.....                                                                           | 76  |
| 2.8 Выводы.....                                                                                              | 77  |
| 3 СВОЙСТВА МЭ СТРУКТУР В ОБЛАСТИ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА.....                                                   | 79  |
| 3.1 Моделирование структуры.....                                                                             | 79  |
| 3.2 Моделирование МЭ свойств.....                                                                            | 84  |
| 3.2.1 Двухслойная структура.....                                                                             | 84  |
| 3.2.2 Макроскопическая однородная модель.....                                                                | 87  |
| 3.3 Вклад изгибных деформаций и влияния зажатия со стороны подложки.....                                     | 94  |
| 3.4 Выводы.....                                                                                              | 98  |
| 4 СВОЙСТВА МЭ СТРУКТУР В ДИАПАЗОНЕ ВЫСОКИХ ЧАСТОТ.....                                                       | 100 |
| 4.1 Нормально намагниченная слоистая структура.....                                                          | 103 |
| 4.2 Тангенциально намагниченная пленка.....                                                                  | 107 |

|       |                                                                                                                                                                    |     |
|-------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 4.3   | Моделирование МЭ эффекта в феррит-пьезоэлектрических наноструктурах с учётом неоднородного обменного взаимодействия в области магнитоакустического резонанса ..... | 110 |
| 4.3.1 | Модель и основные уравнения .....                                                                                                                                  | 111 |
| 4.3.2 | Частотная зависимость МЭ эффекта.....                                                                                                                              | 114 |
| 4.4   | Влияние электрического поля на магнитные свойства композиционных материалов.....                                                                                   | 120 |
| 4.4.1 | МЭ восприимчивость в двухслойной феррит-пьезоэлектрической структуре .....                                                                                         | 121 |
| 4.4.2 | МЭ восприимчивость трехслойной феррит-пьезоэлектрической структуры .....                                                                                           | 126 |
| 4.4.3 | МЭ эффект в композиционной структуре на подложке из диэлектрика.....                                                                                               | 128 |
| 4.5   | Выводы .....                                                                                                                                                       | 131 |
| 5     | ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ МЭ МАТЕРИАЛОВ .....                                                                                                                        | 133 |
| 5.1   | МЭ СВЧ устройства .....                                                                                                                                            | 133 |
| 5.2   | МЭ СВЧ фазовращатель .....                                                                                                                                         | 135 |
| 5.3   | МЭ фильтр с управляемой характеристикой.....                                                                                                                       | 142 |
| 5.4   | МЭ сенсоры.....                                                                                                                                                    | 150 |
| 5.5   | МЭ датчики тока.....                                                                                                                                               | 160 |
| 5.5.1 | МЭ датчик постоянного тока в нерезонансном режиме .....                                                                                                            | 162 |
| 5.5.2 | МЭ датчик постоянного тока в резонансном режиме .....                                                                                                              | 166 |
| 5.6   | Система сбора энергии с МЭ преобразователем .....                                                                                                                  | 168 |
| 5.7   | Выводы .....                                                                                                                                                       | 175 |
|       | ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....                                                                                                                                                   | 178 |

## **Введение**

### **Актуальность темы.**

Теоретическое и экспериментальное исследование физических свойств новых искусственных материалов пригодных для создания физических основ современной промышленной технологии является актуальной задачей физики конденсированного состояния. Магнитоэлектрические (МЭ) материалы, использующие МЭ эффект, который заключается в индуцировании электрической поляризации при воздействии на материал внешнего магнитного поля, или индуцировании намагниченности при воздействии на материал внешнего электрического поля, много лет являются объектом исследований, направленных на практическое приложение их свойств.

Разработка математических моделей и прогнозирование изменения физических свойств МЭ веществ в зависимости от внешних условий их нахождения – ключевой фактор, влияющий на качественные характеристики и эффективность разрабатываемой технологии. Значительное внимание в передовых разработках уделяется изучению именно материаловедческой составляющей, что обеспечивает лучшие параметры приборов за счёт более глубокого знания природы используемого явления. Поиск и исследование новых МЭ материалов, создание физических основ промышленной технологии магнитоэлектроники является актуальной задачей, особенно в связи с перспективами их практической реализации. Идеальными с точки зрения качества и повторяемости параметров приборов могут быть монокристаллические МЭ материалы. Известно и изучено на сегодняшний день большое количество монокристаллических МЭ материалов, имеется хорошо разработанная теория. Однако, практическому использованию этих материалов в технике препятствует то, что МЭ эффект наблюдается в большинстве из них при температурах, значительно ниже комнатной. Это связано с низкими температурами Нееля или Кюри для этих материалов. МЭ коэффициенты обращаются в нуль, как только температура приближается к точке перехода в

неупорядоченное состояние. Кроме того, монокристаллические материалы характеризуются малыми значениями МЭ коэффициентов, величина которых недостаточна для практического использования этих материалов. В связи с этим актуальной задачей является исследование МЭ композиционных материалов на основе пьезоэлектрических и магнитострикционных материалов.

Исследования магнитострикционно-пьезоэлектрических композиционных материалов, проведённые к настоящему времени, убедительно показывают, что уровень МЭ эффекта в них достигает достаточной величины, необходимой для реализации промышленной технологии МЭ устройств. Значительные преимущества приборов на МЭ материалах, такие как высокая чувствительность датчиков, низкий уровень собственных шумов, потенциальное управление характеристикой, радиационная стойкость, низкая стоимость и пр., позволяют совершенствовать хорошо известные и уже широко внедрённые системы, что в свою очередь делает чрезвычайно востребованными исследования МЭ материалов и устройств на их основе. Главной особенностью разработки МЭ устройств является необходимость глубокого изучения природы МЭ материалов. В настоящее время ведутся интенсивные исследования МЭ явлений в многослойных структурах, содержащих ферромагнитные и пьезоэлектрические слои. Известно, что величина МЭ эффекта в таких структурах может на несколько порядков превосходить величину эффекта в однофазных материалах, что открывает широкие возможности для использования МЭ устройств в различных областях техники и технологии.

Развитие технологии композиционных материалов способствует созданию различных типов МЭ структур. В композиционных материалах МЭ эффект обусловлен механическим взаимодействием магнитной и пьезоэлектрической подсистем, поэтому на частоте электромеханического резонанса наблюдается увеличение МЭ эффекта. Дальнейшее усиление МЭ эффекта имеет место при совпадении электромеханического и магнитного резонансов. Поскольку для практических применений существенное значение

имеет величина эффекта, то исследование резонансных явлений в МЭ материалах будет иметь большое значение для создания новых приборов на МЭ материалах, а развитие данного направления обеспечит значительные конкурентные преимущества систем, использующих МЭ устройства перед прочими системами.

В последнее время новыми научными проблемами в области исследований МЭ слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических сред являются следующие: изучение низкочастотного МЭ эффекта с учётом изгибных колебаний, исследование эффекта несоответствия кристаллических решёток в слоистых МЭ материалах, исследования свойств МЭ структур в области изгибной и сдвиговой мод электромеханического резонанса, исследование МЭ материалов при взаимодействии сдвиговой моды электромеханического резонанса и основной моды ферромагнитного резонанса, изучение влияния подложки на характеристики МЭ элементов на низкой частоте и в области СВЧ, влияние изгибных деформаций на характеристики МЭ элементов в СВЧ диапазоне. Кроме того, есть проблема разработки физических принципов проектирования новых МЭ устройств в широком диапазоне частот. Весь этот широкий круг актуальных научных вопросов является предметом данного диссертационного исследования.

Большой вклад в исследование МЭ эффекта и МЭ материалов внесли: Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, И.Е. Дзялошинский, Д.Н. Астров, В.Г. Барьяхтар, И.Е. Чупис, В.Г. Шавров, М.И. Бичурин, А.К. Звездин, В.М. Петров, Ю.К. Фетисов и другие отечественные ученые и специалисты. Среди зарубежных исследователей следует отметить Schmid H., Rado G.T., O'Dell T.H., Asher E., Van Wood E., Austin A.E., Suchtelen J.V., Van den Boomgaard, Harshe G., Srinivasan G., Nan C.-W., Viehland D., Priya S. и многих других учёных.

Теоретическое и экспериментальное изучение физической природы свойств МЭ материалов и исследование изменения их физических свойств при различных внешних воздействиях, разработка математических моделей и прогнозирование изменения физических свойств МЭ веществ, разработка

экспериментальных методов изучения физических свойств и создание физических основ промышленной технологии получения МЭ материалов с определенными свойствами, позволит заложить основы технологии магнитоэлектроники и в дальнейшем перейти к интегральным технологиям, сочетающим в себе широкий класс функциональных материалов.

**Целью настоящей работы** является теоретическое и экспериментальное исследование магнитоэлектрических свойств композиционных магнитострикционно-пьезоэлектрических структур на низких и высоких частотах, в области электромеханического и магнитного резонансов, а также в области совпадения электромеханического и магнитного резонансов.

Для достижения указанной цели поставлены **следующие задачи:**

1. Изучить свойства МЭ слоистых композиционных магнитострикционно-пьезоэлектрических структур в режимах электромеханического, магнитного и магнитоакустического резонанса.

2. Разработать математические модели МЭ эффекта в диапазонах низких частот и в областях электромеханического, магнитного и магнитоакустического резонанса.

3. Предложить слоистые композиционные магнитострикционно-пьезоэлектрические структуры с высоким МЭ коэффициентом, разработать рекомендации по созданию новых материалов с заданной величиной МЭ взаимодействия.

4. Разработать на основе предложенных МЭ слоистых композиционных магнитострикционно-пьезоэлектрические структур рекомендации по практическому использованию МЭ эффекта, в том числе в областях электромеханического, магнитного и магнитоакустического резонанса.

**Объектами исследований** слоистые композиционные магнитострикционно-пьезоэлектрические материалы на основе

поликристаллических цирконата-титаната свинца (ЦТС),  
монокристаллического сегнетоэлектрического твердого раствора  
 $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3 - \text{PbTiO}_3$  (PMN-PT), феррита никеля, монокристаллического  
иттрий-железистого граната (ИЖГ), железо-кобальтового сплава пермендюр,  
аморфного магнитомягкого сплава метглас; плёнки состава NFO-PZT на  
подложке из  $\text{SrTiO}_3$ .

**Методы проведенных исследований.** При математическом моделировании МЭ слоистых композиционных магнитострикционно-пьезоэлектрических структур использовались уравнения эластостатики, эластодинамики, электростатики, магнитостатики, электродинамики, термодинамики, уравнение движения вектора намагниченности, термодинамическая теория Ландау-Гинзбурга. При математическом моделировании макетов МЭ устройств применялись методы эквивалентных схем, декомпозиции, синтеза, компьютерного моделирования. Использовались методы компьютерного проектирования и натурного моделирования. Для измерения параметров МЭ слоистых композиционных магнитострикционно-пьезоэлектрических структур применялся метод регистрации э.д.с., возникающей на образце при приложении постоянного и переменного магнитных полей. Для измерений высокочастотных характеристик макетов МЭ устройств применялся метод ферромагнитного резонанса и метод панорамных СВЧ измерений. Для измерений низкочастотных характеристик материалов и макетов устройств использовался осциллографический метод.

**Научная новизна** работы заключается в следующем:

1. Проведено моделирование слоистого композиционного магнитострикционно-пьезоэлектрического материала, позволяющее определять МЭ параметры материала. Получены выражения для МЭ коэффициента по напряжению в области продольной моды электромеханического резонанса через материальные параметры исходных компонент. Использование

предложенной модели позволило адекватно описать МЭ эффект в слоистых композитах составов феррит никеля – ЦТС, пермендюр – ЦТС.

2. Разработана модель МЭ эффекта в слоистом композиционном магнитострикционно-пьезоэлектрическом материале в области изгибной моды электромеханического резонанса. Использование предложенной модели позволило адекватно описать МЭ эффект в слоистых композитах составов феррит никеля – ЦТС, пермендюр – ЦТС в области изгибной моды, предназначенных для разработки МЭ устройств. Для нанопленок состава NFO-PZT на подложке из SrTiO<sub>3</sub> МЭ взаимодействие ослабляется по сравнению со свободной слоистой структурой из-за влияния зажатия со стороны подложки. Показано, что при увеличении толщины подложки слоистой структуры МЭ коэффициент экспоненциально убывает, а частота ЭМР увеличивается. Показано, что изменение МЭ взаимодействия в феррит-пьезоэлектрических слоистых наноструктурах, наблюдаемое при уменьшении толщины пленок, обусловлено изменением физических параметров исходных компонент вследствие несоответствия параметров кристаллических решеток компонент структуры и подложки.

3. Проведено моделирование, описывающее изменение спектра магнитного резонанса феррит-пьезоэлектрического композита во внешнем электрическом поле с учётом влияния подложки, а также изгибных деформаций структуры. Показано, что сильный МЭ эффект в диапазоне СВЧ наблюдается в композитах на основе магнитной фазы, которая имеет большую магнитострикцию и малую намагниченность насыщения. Для композита состава монокристаллический ИЖГ – монокристаллический PMN-PT обнаружен сдвиг частоты однородной прецессии намагниченности во внешнем постоянном электрическом поле, приблизительно на порядок превышающий ширину линии магнитного резонанса.

4. Разработана модель, позволяющая определить МЭ коэффициент по напряжению композиционных феррит-пьезоэлектрических структур в области магнитоакустического резонанса. Обнаружена резонансная зависимость МЭ

коэффициента по напряжению композиционного слоистого феррит-пьезоэлектрического материала в области перекрытия линий механического и магнитного резонансов.

5. Создана модель слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры, позволяющей получить выражение для электрически индуцированной СВЧ-намагниченности. Показано, что прецессия индуцированной намагниченности в подмагничивающем поле обуславливает поглощение энергии переменного электрического поля в области магнитоакустического резонанса (МАР).

### **Практическая ценность работы.**

1. Полученные выражения для МЭ коэффициентов через параметры ферритовой и пьезоэлектрической фаз в области электромеханического, магнитного и магнитоакустического резонансов, позволяют определить оптимальный состав структур, а также геометрические размеры образца для достижения максимальных значений МЭ коэффициентов.

2. Полученные величины МЭ коэффициентов для слоистых композиционных магнестрикционно-пьезоэлектрических материалов на основе ЦТС, PMN-PT, феррита никеля, ИЖГ, сплава пермендюр, сплава метглас позволяют рекомендовать исследованные материалы для разработки физических принципов проектирования новых МЭ устройств.

3. Полученные выражения для МЭ коэффициентов были использованы для подтверждения научных положений, для выбора материалов, а также режимов работы МЭ структур в лабораторных макетах в широком диапазоне частот.

### **Научные положения, выносимые на защиту.**

1. МЭ эффект в области продольной моды ЭМР в слоистых структурах на подложке уменьшается, что связано с эффектом зажатия со стороны подложки. Смещение частоты ЭМР обусловлено изменением вклада подложки в среднюю жёсткость подложки.

2. Частота резонанса МЭ коэффициента на изгибной моде в магнитострикционно - пьезоэлектрических композитах лежит много ниже частоты аксиальной моды ЭМР. При уменьшении толщины слоя пьезоэлектрика имеет место увеличение резонансного МЭ коэффициента вследствие увеличения аксиальных напряжений в пьезоэлектрическом слое.

3. В области толщинно-сдвиговой моды ЭМР двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры наблюдается увеличение МЭ эффекта, при этом величина эффекта определяется сдвиговыми пьезомагнитным и пьезоэлектрическим модулями исходных компонентов.

4. Учёт изгибных деформаций образца ведёт к ослаблению МЭ эффекта в области магнитного резонанса, что связано с уменьшением аксиальных напряжений в ферритовом слое, при этом влияние изгибных деформаций уменьшается при уменьшении толщины ферритового слоя. При увеличении толщины подложки слоистой структуры МЭ коэффициент убывает вследствие эффекта зажатия со стороны подложки.

5. Увеличение МЭ эффекта в области совпадения частот ЭМР и ФМР магнитоэлектрической структуры связано с энергетическим обменом между сдвиговой модой ЭМР и основной модой магнитного резонанса.

### **Реализация результатов работы.**

Теоретические и практические результаты работы, полученные в диссертации, являются частью:

НИР в рамках аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы» (2004-2007 и 2008-2011 г.г.).

НИР по Гос. контракту № П1658 от 15 сентября 2009 г. по проекту: «Исследование и разработка магнитоэлектрических источников энергии» федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг., в рамках реализации мероприятия № 1.2.2 Проведение научных исследований научными группами под руководством кандидатов наук.

НИР РФФИ. Разработка магнитоэлектрических гираторов в широком диапазоне частот. Грант 08-02-13608-офи\_ц. 2008 – 2009.

НИР РФФИ-ГФН (Россия – Китай). Моделирование и экспериментальные исследования магнитоэлектрического взаимодействия в феррит-пьезоэлектрических наноструктурах. 2010-2011 гг.

НИР РФФИ-ННФ (Россия – США). Наноструктурные свойства безсвинцовых пьезоэлектриков с морфотропной фазовой границей. 2008-2010 гг.

НИР РФФИ. Магнитострикционно-пьезоэлектрические композиты для датчиков магнитного поля в широком диапазоне частот. 2011 г.

НИР РФФИ. Резонансные магнитоэлектрические эффекты в композитах для датчиков тока. 2012 г.

НИР по гранту ФЦП Минобрнауки. Магнитоэлектрический магнитометр. Соглашение 14.B37.21.1862. 2012-2013.

НИР по гранту ФЦП Минобрнауки. Исследование магнитоэлектрических свойств композиционных мультиферроиков. Соглашение 14.B37.21.0744. 2012-2013.

НИР по гранту ФЦП Минобрнауки. Исследование и разработка магнитоэлектрического СВЧ модуля фазированной антенной решётки. Соглашение 14.B37.21.0463. 2012-2013.

НИР РФФИ. Разработка физических основ создания перестраиваемых монолитных керамических фильтров СВЧ диапазона. 2014 г.

НИР РФФИ. Моделирование и разработка СВЧ антенны, основанной на мультиферроиковых слоистых структурах. 2015 г.

### **Апробация работы.**

Основные результаты работы докладывались и обсуждались на:

- 7 Всероссийской научно-технической конференции "Датчики и преобразователи информации систем измерения, контроля и управления" / М.: МГИЭМ, 1995;

- 1 Объединенной конференции по магнитоэлектронике / ИРЭ РАН, Москва, 1995;
- 8 Всероссийской научно-технической конференции "Датчики и преобразователи информации систем измерения, контроля и управления" / М.: МГИЭМ, 1996;
- Молодёжной научной конференции "XXI Гагаринские чтения" / МГАТУ, Москва, 1996;
- The 2nd International Conference and Exhibition on Satellite Communications - ICSC'96 / Moscow, 1996;
- Magnetoelectric Interaction Phenomena In Crystals / III International conferences, Novgorod, 1996);
- Научно-технической конференции "Оптико-электронные и микроволновые приборы и системы для исследования Земли из космоса и наземных измерений" / Москва, 1996;
- 2 Всероссийской научно-технической конференции "Методы и средства измерений физических величин" / НГТУ, Нижний Новгород, 1997 г;
- Международном Форуме по проблемам науки, техники и образования МИИГАИК, Москва, 1997;
- Sterowanie w Energoelektronice i Napedzie Elektrycznym / SENE'97 Lodz-Arturowek, 1997
- Микроволновая электроника больших мощностей: измерения, идентификация, применение / ИИЭР-НГТУ ИИП-МЭ'97, Новосибирск, 1997;
- Magnetoelectric Interaction Phenomena In Crystals / IV International conference, Novgorod, 2001.
- Научно-техническая конференция ФГУП "Исток", Фрязино, 2003.
- First Michigan Alliance in Nano Science & Engineering (MANSE) Annual Symposium, OU, MI, USA, 2007.
- APS March Meeting, New Orleans, LA, USA, March 10-14, 2008.
- 1 Annual Conference on Nanotechnology, Oakland University, Rochester, Michigan, USA, August 18, 2008.

- MRS Spring Meeting. Engineered Multiferroics Magnetoelectric Interactions, Sensors, and Devices, San-Francisco, USA, April 13 - 16, 2009.
- Приоритетные направления развития науки, технологий и техники, научная международная конференция, Египет, 15-22 августа 2010г.
- 1-ая Научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ- электроники «МОКЕРОВСКИЕ ЧТЕНИЯ», 12-13 мая 2011 года, г. Москва.
- Moscow International Symposium on Magnetism (MISM-2011, August 21-25, 2011, Moscow).
- 7-я Международная научная конференция «Современные достижения физики и фундаментальное физическое образование» Казахстан, Алматы, 3-5 октября 2011 г.
- XII Международная научно-практическая конференция "Фундаментальные и прикладные исследования, разработка и применение высоких технологий в промышленности" Санкт-Петербург 8–10 декабря 2011 г.
- Всероссийская научно-техническая конференция «Микроэлектроника СВЧ», Санкт-Петербург 4-7 июня 2012 г.
- Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS), Moscow, Russia, August 19-23, 2012.
- Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS), Stockholm, Sweden, Aug. 12-15, 2013.
- 11th International Conference on Applied Electromagnetics - ПЕЭ 2013 September 01 – 04, 2013, Niš, Serbia.
- 23rd Int. Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology” (CriMiCo’2013). 9—13 September 2013, Sevastopol, Crimea, Ukraine.
- XVIII-th International Symposium on Electrical Apparatus and Technologies SIELA 2014, 29-31 May 2014, Bourgas, Bulgaria.
- Moscow International Symposium on Magnetism (MISM-2014, 29 June - 3 July, 2014, Moscow).

- Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS), Prague, Czech Republic, 6-9 July, 2015.
- 12th International Conference on Applied Electromagnetics - ПЕС 2015 Aug. 31 – Sep. 2, 2015, Niš, Serbia.
- Ежегодные научно-технические конференции преподавателей и студентов Новгородского государственного университета имени Ярослава Мудрого, Великий Новгород.

По теме диссертации опубликовано 98 работ, из них в ведущих отечественных и зарубежных изданиях 42.

# 1 МЭ МАТЕРИАЛЫ (ОБЗОР)

Создание физических основ любой новой промышленной технологии становится возможным с применением инновационных, перспективных для использования в промышленности материалов. Такие материалы позволяют разработать усовершенствованные принципы построения и применить современные технические решения для проектирования приборов используемых в радиоэлектронных системах. Объективным фактором к пониманию работы таких систем является, таким образом, знание механизмов работы важнейших элементов системы, их физики, схемотехники, конструкции, технологии, применение моделирования, измерение характеристик, испытания, практики применения указанных приборов, компонентов, изделий, а также, что не маловажно, и материалов из которых они сделаны. В свою очередь материалы могут обладать как полезными, так и второстепенными эффектами, и исследовательская задача здесь состоит в том, чтобы усилить свойства полезного эффекта и ослабить прочие паразитные свойства, как с помощью создания искусственных материалов, так и изучая эти свойства на предмет физической природы. МЭ устройства могут быть изготовлены с использованием соответственно МЭ материалов, основным эффектом в которых является МЭ эффект. МЭ материалы делятся на монокристаллические и композиционные, последние в свою очередь подразделяют на слоистые и керамические. МЭ материалы могут отличаться по некоторым свойствам, даже механизм получения МЭ эффекта может быть различен, но в целом их объединяет общий эффект. Итак, зная и понимая возможности и способы получения МЭ эффекта возможно построение сложных радиоэлектронных систем. К настоящему времени МЭ эффект и МЭ материалы продолжают усиленно изучаться мировой научной общественностью, хотя данных о разработанных устройствах мало. Это говорит о большой перспективности темы с одной стороны и о большой сложности её с другой. Для полного

понимания предмета исследований, проведём обзор состояния работ в области МЭ эффекта и материалов.

## 1.1 Монокристаллические магнитоэлектрики

Возникновение в материале электрической поляризации под действием внешнего магнитного поля или намагниченности во внешнем электрическом поле называется МЭ эффектом. В первом случае говорят о прямом МЭ эффекте, во втором случае – об обратном МЭ эффекте. Аналитически это записывается в виде:

$$P_i = \alpha_{ij} H_j, \quad (1.1)$$

$$M_i = \alpha_{ji} E_j, \quad (1.2)$$

где  $P_i$  – электрическая поляризация,

$M_i$  – намагниченность,

$E_j$  и  $H_j$  – электрическое и магнитное поля,

$\alpha_{ij}$  – МЭ восприимчивость.

Существование МЭ эффекта в твердом теле предсказали Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц в 1957 г. [1]. Изменение свободной энергии  $dF$  в материале, помещенном в однородные магнитное и электрическое поля, может быть записано следующим образом:

$$dW = -P_i dE_i - M_i dH_i, \quad (1.3)$$

где под  $W$  подразумевается не сам термодинамический потенциал, а его объемная плотность.

Из (1.3) следуют выражения для поляризации и намагниченности материала:

$$P_i = - \left( \frac{\partial W}{\partial E_i} \right)_{H, T}, \quad (1.4)$$

$$M_i = - \left( \frac{\partial W}{\partial H_i} \right)_{E, T}, \quad (1.5)$$

где  $T$  – температура.

Пусть электрическая  $\chi^E$  и магнитная  $\chi^M$  восприимчивости не зависят от  $E$  и  $H$ , тогда с учетом МЭ эффекта получаем:

$$W = -\frac{1}{2}\chi_{ij}^E E_i E_j - \alpha_{ij} E_i H_j - \frac{1}{2}\chi_{ij}^M H_i H_j. \quad (1.6)$$

Из (1.4) – (1.6) получаются следующие материальные соотношения:

$$P_i = \chi_{ij}^E E_j + \alpha_{ij} H_j, \quad (1.7)$$

$$M_i = \chi_{ij}^M H_j + \alpha_{ji} E_j. \quad (1.8)$$

Наличие МЭ эффекта по крайней мере в оксиде хрома было теоретически предсказано И.Е. Дзялошинским [2], а в 1960 г. Д.Н. Астров обнаружил МЭ эффект экспериментально в оксиде хрома [3] и измерил продольную и поперечную МЭ восприимчивости. В измерительной установке Астрова регистрировался переменный магнитный момент, возникающий в образце под действием приложенного электрического поля. Измерения проводились на частоте  $10^4$  Гц.

Folen et al. измерили прямой МЭ эффект [4]. Эти измерения были проведены также на оксиде хрома довольно простым способом: монокристаллический образец помещался между полюсами электромагнита, а электроды, нанесенные методом осаждения на обе стороны образца, подсоединялись к вакуумному электрометру. При включении электромагнита электрометром измеряли напряжение, возникающее в образце.

В работе [4] была рассмотрена связь МЭ эффекта с симметрией кристаллической структуры, в частности, установлено, что произведение  $\alpha_{ij} E_i H_j$  отлично от нуля только в магнитоупорядоченных материалах. Rado [5, 6] обнаружил линейный МЭ эффект в феррите  $\text{Ga}_{2-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$ . Эффект был объяснён наличием пьезоэлектрических и пьезомагнитных свойств материала. Борат железа  $\text{FeBO}_3$  является примером материала, обладающего квадратичным МЭ эффектом [7].

На текущий момент изучено множество монокристаллических МЭ материалов. Наиболее подробно свойства МЭ материалов рассмотрены в [8 - 14]. Для этих материалов характерно то, что в большинстве из них МЭ эффект наблюдается при температурах, значительно ниже комнатной. Это связано с низкими температурами Нееля или Кюри для этих материалов. МЭ коэффициенты обращаются в нуль, как только температура приближается к точке перехода в неупорядоченное состояние. Кроме того, монокристаллические материалы характеризуются малыми значениями МЭ коэффициентов, величина которых недостаточна для практического использования этих материалов. В значительной степени от указанных недостатков свободны композиционные слоистые структуры на основе ферритов и пьезоэлектриков.

## **1.2 Свойства композиционных структур**

Композиционные структуры могут обладать как свойствами, имеющимися у исходных компонент, так и свойствами, которые у них отсутствуют. Механизм возникновения новых свойств композиционной структуры (product properties, [15, 16]) можно пояснить следующим образом. Если одна из компонент композита осуществляет преобразование физической величины  $A$  в физическую величину  $B$ , то связь между  $A$  и  $B$  характеризуется параметром  $X = \partial B / \partial A$ , который, вообще говоря, зависит от  $A$  и  $B$ . Аналогично, если вторая компонента преобразует величину  $B$  в величину  $C$ , то связь между  $B$  и  $C$  можно характеризовать с помощью параметра  $Y = \partial C / \partial B$ . При этом композит в целом будет обладать новым свойством преобразования  $A$  в  $C$ , отсутствующим в обеих исходных компонентах. Преобразование  $A$  в  $C$  можно характеризовать параметром, являющимся произведением характеристик компонент  $\partial C / \partial A = (\partial C / \partial B) \cdot (\partial B / \partial A) = Y \cdot X$ . Основываясь на этом принципе, можно получить различные свойства композита, полностью отсутствующие в исходных компонентах.

Таким образом, перед нами открываются широкие возможности для получения композиционных структур с заданными физическими свойствами, а значит и оптимизации характеристик устройств на их основе.

### **1.3 МЭ композиционные структуры**

В композиционных слоистых структурах МЭ эффект можно рассматривать как результат взаимодействия пьезоэлектрических и пьезомагнитных свойств.

Механизм прямого МЭ эффекта состоит в следующем: пьезомагнитный материал деформируется при приложении внешнего магнитного поля. Эта деформация приводит к возникновению механических напряжений в пьезоэлектрической компоненте, а, следовательно, и к электрической поляризации, появляющейся вследствие пьезоэлектрического эффекта. Очевидно, возможен и обратный эффект. Внешнее электрическое поле вызывает деформацию пьезоэлектрической компоненты, приводящую к возникновению механических напряжений в пьезомагнитной компоненте. Пьезомагнитная компонента намагничивается благодаря пьезомагнитному эффекту. Таким образом, композиционный материал характеризуется новым свойством – магнитоэлектрическим эффектом, заключающимся в возникновении электрической поляризации во внешнем магнитном поле и в намагничивании во внешнем электрическом поле.

Большинство известных магнитоупорядоченных материалов обладают магнитострикцией, но не обнаруживают пьезомагнитного эффекта; это означает, что деформация материала, обусловленная внешним магнитным полем, зависит от величины поля не линейно, а квадратично. По этой причине МЭ эффект в композиционных материалах является нелинейным эффектом, в то время как МЭ эффект в монокристаллических материалах линеен в широком диапазоне значений электрического и магнитного полей. Это затрудняет использование композитов в линейных устройствах. Линеаризовать МЭ

свойства композиционных материалов можно приложением к материалу подмагничивающего поля. В этом случае в интервале магнитных полей, малых по сравнению с подмагничивающим полем, МЭ эффект будет близок к линейному.

Впервые МЭ композиты были получены van den Boomgaard et al. методом направленной кристаллизации эвтектической композиции Fe – Co – Ti – Ba – O [17,18]. Направленная кристаллизация способствует образованию чередующихся слоев магнитной шпинели и пьезоэлектрического перовскита. Процесс направленной кристаллизации требует тщательного контроля состава, особенно, когда один из компонентов (кислород) – газ. Исследование полученных таким образом композитов показало, что избыток TiO<sub>2</sub> (1,5% по весу) позволяет получить большое значение МЭ коэффициента по напряжению  $\alpha_E = dE/dH = 62,8$  мВ/А. Однако, другие составы показывали более низкий МЭ коэффициент по напряжению (1,26 – 5,03 мВ/А). В последующей работе авторы сообщили об измеренном МЭ коэффициенте по напряжению  $\alpha_E = 163,4$  мВ/А в эвтектической композиции BaTiO<sub>3</sub> – CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>, полученной методом направленной кристаллизации [19]. Это значение почти на порядок выше, чем МЭ коэффициент по напряжению для монокристаллического Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, для которого  $\alpha_E = 25$  мВ/А. По известным значениям МЭ коэффициента по напряжению и диэлектрической проницаемости можно найти более релевантный параметр – МЭ восприимчивость  $\alpha = dP/dH = \alpha_E \cdot \epsilon$ . Используя величину относительной диэлектрической проницаемости 500 для композиционной структуры и 11,9 для Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, получаем значение  $\alpha = 7,22 \cdot 10^{-10}$  с/м для композиционной структуры, которое приблизительно в 270 раз больше, чем  $\alpha = 2,67 \cdot 10^{-12}$  с/м для Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

В работе [20] приведены результаты измерений МЭ эффекта в керамических композиционных структурах состава BaTiO<sub>3</sub> – NiFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>, легированных кобальтом и марганцем. Максимальная величина МЭ коэффициента по напряжению составила 31,4 мВ/А. Авторы привели описание особого метода поляризации образцов, в котором изменялась полярность поля

при температуре Кюри [21]. Использование поля, создаваемого пространственными зарядами в композите, позволило повысить степень поляризации образца. В работе [22] сообщено об исследовании керамических МЭ композитов той же системы с избытком  $\text{TiO}_2$ , влиянии размера частиц, скорости охлаждения и молярной концентрации обеих фаз композита. Для керамических композитов состава  $\text{BaTiO}_3 - \text{Ni}(\text{Co}, \text{Mn})\text{Fe}_2\text{O}_4$  удалось получить МЭ коэффициент по напряжению 100 мВ/А.

Bunget и Raetchi сообщили о наблюдении МЭ эффекта в композитах состава Ni-Zn феррит – ЦТС и его зависимости от величины приложенного магнитного поля [23, 24]. В работе [25] приведено описание широкополосного датчика на основе композита состава  $\text{BaTiO}_3 - \text{NiFe}_2\text{O}_4$ , работающего на частотах до 650 кГц. При этом величина МЭ коэффициента по напряжению составила 3,8 мВ/А.

Исследование физических свойств композитов состава магний-марганцевый феррит – титанат бария показали, что они проявляют как сегнетоэлектрические, так и ферромагнитные свойства [26]. При этом образцы с составами 30:70, 50:50, 70:30 и 90:10 весовых процентов феррита и титаната бария обладают как сегнетоэлектрическим, так и ферромагнитным гистерезисом. Измерения пьезоэлектрических свойств МЭ композитов показали, что частота пьезоэлектрического резонанса зависит от приложенного магнитного поля [27]. При этом максимальное изменение резонансной частоты составило 0,2% в магнитном поле 875 кА/м.

Исследование МЭ эффекта в слоистых структурах феррит – пьезоэлектрик проведено в [28]. При воздействии на пьезоэлектрическую компоненту внешнего электрического поля наблюдался сдвиг линии ФМР ферритовой компоненты. Аналогичный эффект впервые наблюдался в объемном феррит-пьезоэлектрическом композиционном материале [29]. Детальный анализ резонансных МЭ эффектов в парамагнитных и магнитоупорядоченных средах проведен Бичуриным М.И. [30]. Магнитоэлектрические свойства композиционных феррит-пьезоэлектрических

материалов подробно рассмотрены Петровым В.М. [31]. Проведено исследование МЭ эффекта в слоистых структурах феррит–пьезоэлектрик в области MAP [32-34].

#### 1.4 Оценки МЭ параметров композитов

Оценка МЭ коэффициента по напряжения в композитах, основанная на приближенной модели, приведена в [19]. В предположении, что диэлектрическая проницаемость титаната бария значительно превышает диэлектрическую проницаемость феррита, модули Юнга обеих фаз равны, а механическая связь фаз идеальна, было получено соотношение

$$\alpha_E = (dE/dH)_{\text{композит}} = (dx/dH)_{\text{композит}} (dE/dx)_{\text{композит}} = {}^m\nu (dx/dH)_{\text{феррит}} (dE/dx)_{\text{BaTiO}_3},$$

где  $dx/dH$  характеризует изменение размеров материала в магнитном поле,  $dE/dx$  – величина, характеризующая зависимость размеров образца в электрическом поле,  ${}^m\nu$  – объемная доля феррита.

Используя максимальные, оптимистические значения параметров  $(dx/x)/dH \approx 6.28 \cdot 10^{-9}$  м/А,  $dE/(dx/x) \approx 2 \cdot 10^9$  В/м и  ${}^m\nu = 0.5$ , было получено максимальное значение МЭ коэффициента по напряжению 6.28 В/А. В работе [28] выражение было изменено следующим образом:

$$\alpha_E = (dE/dH)_{\text{композит}} = {}^m\nu (dS/dH)_{\text{феррит}} (1 - {}^m\nu) (dE/dS)_{\text{пьезоэлектрик}}.$$

Учитывая, что  $dE = dE_3 = g_{33} dT_3$  и  $dS = (dT_3)/C_{33}$ , где  $g_{33}$  и  $C_{33}$  – пьезоэлектрический коэффициент и жесткость пьезоэлектрической фазы,  $T$  – механическое напряжение, и  $S$  – деформация, выражение можно преобразовать к виду:

$$\alpha_E = {}^m\nu (dS/dH)_{\text{феррит}} (1 - {}^m\nu) (g_{33} C_{33})_{\text{пьезоэлектрик}}.$$

Оценка МЭ коэффициента по напряжению 1.15 В/А была получена при использовании приведенной формулы.

Для наблюдения МЭ эффекта в композитах, необходимо приложить к образцу постоянное подмагничивающее поле, совпадающее по направлению с переменным магнитным полем. Подмагничивающее поле может быть создано

постоянным магнитом или электромагнитом. Bunget и Raetchi предложили другой метод измерений [23,24]. Поскольку в МЭ композитах электрическая поляризация есть функция электрического и магнитного полей, можно приложить их одновременно и измерять поляризацию. Авторы измерили поляризацию, поддерживая электрическое поле постоянным и изменяя магнитное поле. Таким образом, отношение изменения поляризации к приращению магнитного поля дает МЭ восприимчивость.

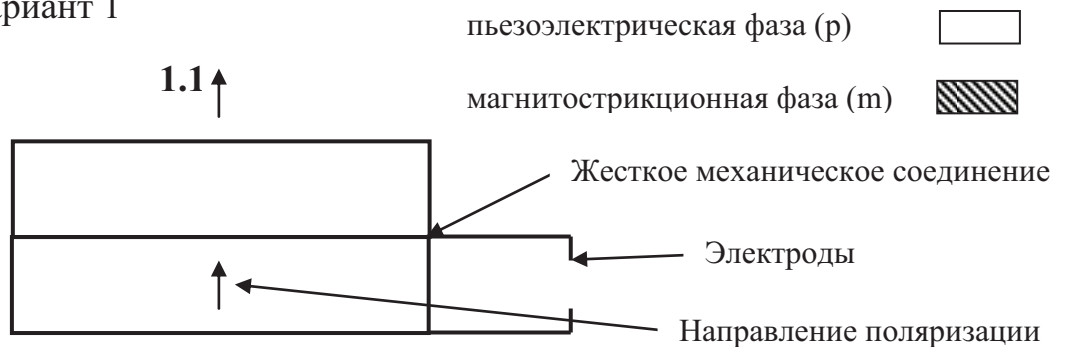
Newnham et al. предложили классификацию композитов по типам связности [35]. Композит, одна фаза которого имеет связность во всех трех направлениях (обозначается индексом 3) и изолированной второй фазой, не имеющей связности ни в одном направлении (обозначается индексом 0), называется композитом со связностью типа 3-0. В МЭ композитах магнитострикционная фаза, обычно феррит, имеет значительно меньшее сопротивление, чем пьезоэлектрическая фаза. Это ведет к сильной зависимости сопротивления композита от связности фаз, причем самое высокое сопротивление имеет место при последовательном включении компонент композита, самое низкое - при параллельном соединении. Некоторые из ферритов - полупроводники, в которых сопротивление сильно снижается при повышении температуры. Для наблюдения МЭ эффекта в композите необходимо его поляризовать, чтобы пьезоэлектрический эффект в пьезоэлектрической компоненте был максимально возможным. Однако, электрическая поляризация этих материалов затруднена уже при комнатной температуре, тем более при более высокой температуре из-за высокой проводимости феррита. Использование композита с типом связности 3-0 позволяет повысить сопротивление и облегчает поляризацию.

В композитах с типом связности 2-2 слои составляющих фаз чередуются, так что каждая фаза имеет связность в двух направлениях в плоскости слоев, но не связана с другим слоем той-же самой фазы. Механически это – последовательное расположение слоев, однако, электрически это может быть последовательное или параллельное соединение, так как электроды могут быть

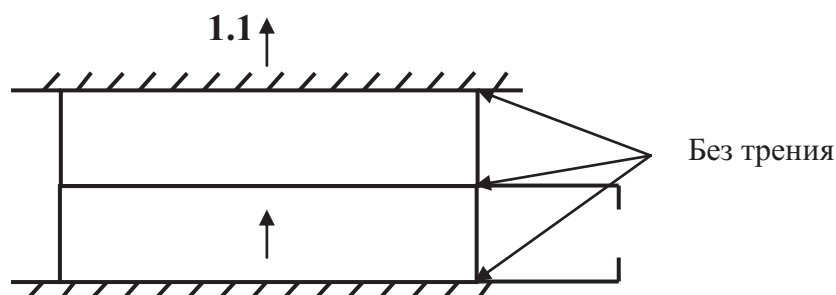
расположены различными способами. В работе [36] приведены результаты расчета МЭ коэффициента по напряжению для композитов с типом связности 2-2. При этом МЭ коэффициент по напряжению вычислялся как отношение индуцированного электрического поля в пьезоэлектрической компоненте к магнитному полю, прикладываемому к магнитной компоненте  $\alpha_E = {}^p E / {}^m H$ . На рис. 1.1 показываны варианты моделей двухслойного МЭ материала с различными граничными условиями.

Первому варианту граничных условий соответствует слоистый композит с идеальной механической связью между слоями. Для второго варианта граничных условий композит представляет собой слои магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз, зажатых с верхней и нижней сторон с использованием тонких слоев смазочного материала между всеми поверхностями, а также, в месте контакта фаз друг с другом, чтобы минимизировать трение по осям 1 и 2. Для третьего варианта граничных условий слои магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз скреплены вместе и твердо зажаты с верхней и нижней сторон. Для четвертого варианта граничных условий слои композита зажаты с верхней и нижней сторон с тонкими слоями смазочного материала, чтобы минимизировать трение. Обе фазы твердо скреплены между собой.

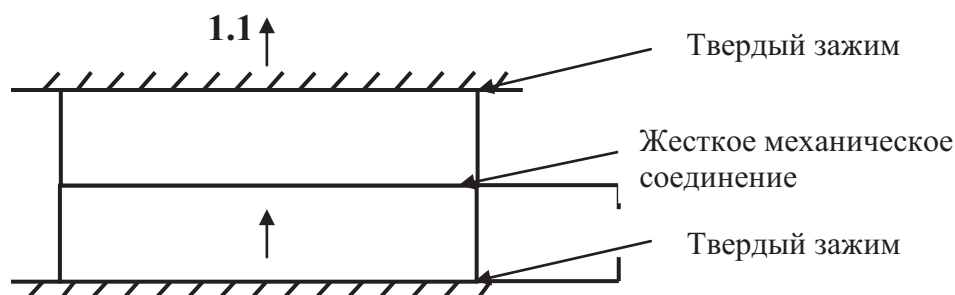
(a) Вариант 1



(б) Вариант 2



(в) Вариант 3



(г) Вариант 4

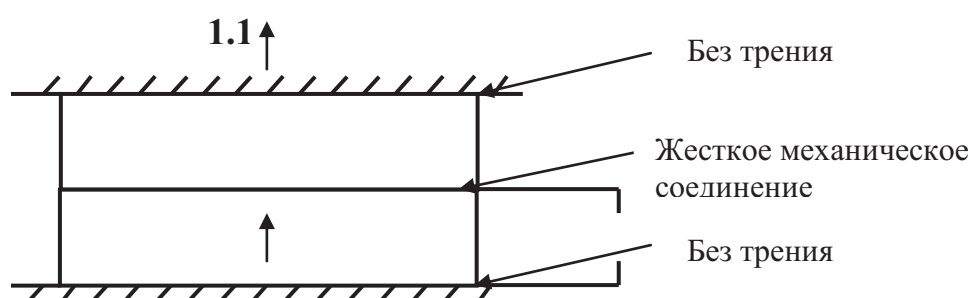


Рисунок 1.1 - Различные варианты моделей слоистого МЭ композита

Максимальный пьезоэлектрический эффект может быть достигнут в многослойной структуре, где ферритовые слои шунтируются вспомогательными электродами. В этом случае получается смешанный композит, в котором тип механической связности есть 2-2, но так как ферритовые слои закорочены электродами вследствие параллельного соединения пьезоэлектрических слоев, электрически этот композит имеет связность типа 3-0. Следовательно, это – композит со смешанным типом связности.

Пьезоэлектрические слои композита могут быть электрически соединены последовательно или параллельно. Для использования пьезоэлектрических

коэффициентов  $d_{33}$  или  $d_{31}$  и констант магнитострикции  $\lambda_{//}$  или  $\lambda_{\perp}$  могут быть созданы различные типы многослойных МЭ композитов [36].

Для характеристики физических свойств, имеющиеся у исходных компонент, можно использовать эффективные параметры композита. При этом расчет эффективных параметров может проводиться при использовании формулы Максвелла – Гарнетта [37]. Например, для матричной смеси, в которой некоторый сплошной диэлектрик с проницаемостью  $\varepsilon_1$  содержит «взвешенные» частицы примеси с  $\varepsilon_2$ , эффективная диэлектрическая проницаемость имеет вид

$$\varepsilon_{эфф} = \varepsilon_1 [2\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + 2y(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)] / [2\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - y(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)], \quad (1.9)$$

где  $y$  – относительная объемная доля примесного компонента.

Известны результаты измерений МЭ эффекта в объемных композитах состава  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$  или  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  и  $\text{BaTiO}_3$ , полученных спеканием порошка ферритов и титаната бария [38]. Образцы в форме тонких дисков поляризованы электрическим полем перпендикулярно их плоскости. МЭ коэффициент измерен для двух случаев: (i) поперечных полей, когда постоянное и переменное магнитные поля параллельны друг другу, а также плоскости диска (1,2) и перпендикулярны переменному электрическому полю (направление 3); (ii) продольных полей, когда все три поля параллельны друг другу и перпендикулярны к плоскости образца. Керамические объемные композиты, вообще говоря, обнаруживают МЭ связь более слабую, чем расчетные значения [38]. Одна из причин такого положения – низкое удельное сопротивление ферритов, что (i) ограничивает электрическое поле при поляризации образцов, ведя к недостаточной степени поляризации и (ii) ведет к появлению тока утечки в образце, который приводит к уменьшению зарядов, индуцированных посредством пьезоэлектрического эффекта.

Существенным достоинством объемных композиционных материалов является то, что они позволяют посредством выбора компонентов материала с

необходимыми значениями электрической и магнитной проницаемостей и путем варьирования процентного содержания компонентов достичь требуемых значений заданного комплекса параметров. Кубические модели феррит-сегнетоэлектрического материала со связностью 3-0 и 0-3 рассмотрены в [38]. В указанной работе произведен численный расчет МЭ коэффициента, равного отношению электрического поля, возникающего в композите, к магнитному полю. Однако, построить адекватную теоретическую модель не удалось: экспериментально наблюдаемое значение МЭ коэффициента по напряжению ( $9.5 \times 10^{-3}$  В/А) оказалось более чем на два порядка меньше теоретического (4.5 В/А). В работах Nan et al. развит метод расчета МЭ эффекта в объемных композитах на основе функций Грина и теории возмущений [39,40]. Авторами предложен перспективный трехфазный композиционный материал, обладающий высокими механическими и МЭ свойствами. В работе [41] сообщается об экспериментально измеренном значении МЭ коэффициента по напряжению 38 мВ/А для композита состава 0.8 ЦТС - 0.2 феррит кобальта.

МЭ эффект в материалах может найти широкое применение. Однако, этому препятствует плохая воспроизводимость МЭ параметров композитов. Кроме того, фазы композита не должны вступать в химическую реакцию, а для достижения максимального МЭ эффекта необходимо хорошее механическое сцепление. Для получения композитов на основе пьезоэлектрической керамики и ферритов путем спекания или методом направленной кристаллизации используется очень высокая температура обработки, при этом сложно избежать химической реакции фаз. Вид связности компонент имеет большое значение для физических параметров, таких как диэлектрическая проницаемость, пьезомодули и, следовательно, МЭ коэффициенты.

Возможные применения МЭ материалов были рассмотрены ранее [9,10, 14,42,43,44]. Фазовращатели СВЧ диапазона, построенные на основе МЭ материала, рассмотрены в [45]. Разработке МЭ датчиков магнитного поля и СВЧ мощности посвящена работа [46]. Для таких применений МЭ композиционные материалы являются наиболее подходящими, благодаря

широкому рабочему температурному диапазону, а также благодаря более высоким значениям МЭ коэффициентов по сравнению с монокристаллическими МЭ материалами.

### **1.5 МЭ устройства**

Первый полноценный обзор МЭ устройств был приведён в передовых работах Van Wood E. и Austin A.E. [47,48]. Имеющиеся к тому времени теоретические и экспериментальные исследования они попытались использовать для прогнозирования разработки реальных устройств. В их работах было предложено классифицировать МЭ устройства в зависимости от:

- 1) Функций,
- 2) Диапазона,
- 3) Используемого МЭ эффекта,
- 4) Любых других требуемых характеристик.

Были рассмотрены основные типы МЭ материалов и перечислены критические параметры для разработки потенциальных устройств. В состав предложенных устройств вошли: МЭ гиратор (вентиль, фазовращатель, усилитель), МЭ память (побитная память типа чтение-запись), оптический преобразователь-детектор (чувствительный широкополосный детектор в проблемных диапазонах), ферромагнитные резонансные устройства управляемые электрическим полем (ключ или вентиль, скорее всего - вероятно температурно-стабилизированное ФМР устройство), антиферромагнитные резонансные устройства управляемые электрическим полем (ключ, вентиль, фазовращатель), магнитно-переключаемые электрооптические устройства (оптический ключ, вентиль, амплитудный модулятор), улучшенный СВЧ фазовращатель или поляризатор (фазовращатель, фарадеевский фазовращатель), устройство памяти с несколькими состояниями (элемент для небиарной памяти), электрическим полем модулированный оптический поляризатор Фарадея (амплитудный модулятор), магнитно-(пьезо-)

модулированные пьезоэлектрические (пьезомагнитные) устройства (различные преобразователи), невзаимные светопропускающие устройства (датчик, оптический вентиль), МЭ нелинейные оптические устройства (удвоитель частоты, параметрический генератор), магнетопьезоэлектрические полупроводниковые спин-волновые генераторы (генератор спиновых волн), МЭ спин-волновой усилитель с накачкой электрическим полем (усилитель спиновых волн), устройства на связанных волнах (генерация новых типов гибридных волн). В обзоре даны рекомендации по проведению дальнейших исследований и разработке возможных приложений. Обзор оказался ценен тем, что задал направление для исследований на целое поколение вперёд. Многие предложенные устройства из этого обзора ещё только ждут своих изобретателей, какие-то уже реализованы.

Manfred Fiebig в своём обзоре [49] кратко останавливается на истории открытия МЭ эффекта, упомянув, в том числе как передовую, работу [47]. Затем описывает структурный МЭ эффект в композиционных материалах. Далее идёт обзор мультиферроиков и обзор прочих подходов, в том числе оптических свойств в МЭ, гиганский МЭ эффект в магниторезистивных манганитах, МЭ в сверхпроводниках, необычные магнитные фазы в фосфатах, тороидальный момент, МЭ фотонные кристаллы. В заключении автор делает вывод о том, что после века преобладания теоретических исследований, сейчас происходит переход к преобладанию практических работ над теоретическими.

В работе [50] Shashank Priya et al. оценивают значительное увеличение количества публикаций по МЭ за последние десять лет. Проводится сравнительный анализ свойств монокристаллических и композиционных МЭ. Рассматриваются свойства МЭ, а также технологические режимы и их влияние. Дается краткий обзор подходов к разработке МЭ устройств, в том числе для устройств сбора энергии, высокочувствительных сенсоров магнитного поля, датчиков тока, МЭ трансформаторов, МЭ фильтров, МЭ фазовращателей.

M.I. Bichurin et al. в работе [51] оценивают величину низкочастотного и резонансного МЭ эффекта в магнитно-пьезоэлектрических слоистых

структурах. Среди рассмотренных МЭ устройств МЭ сенсор магнитного поля, МЭ гиратор, МЭ фильтр, МЭ фазовращатель. Делается вывод о большой перспективности слоистых феррит-пьезоэлектрических МЭ, а также, то, что управление электрическим полем в приведённых устройствах даёт такие преимущества, как высокая скорость управления, миниатюризация, возможность использования интегральных технологий.

В обзоре Se-Wen Nan et al. [44] приводит детальный обзор и теорию для объёмных МЭ композитов, двухфазных композитов, состоящих из сплавов и пьезоэлектрических материалов, трёхфазных композитов, наноструктурированных композитов тонких плёнок. Далее в работе приводится описание МЭ устройств: датчика переменного магнитного поля, датчика постоянного магнитного поля, датчика тока, трансформаторов, гираторов, СВЧ устройств (управляемые устройства, резонаторы, фильтры, фазовращатели, линии задержки). Приводятся перспективные направления дальнейших исследований.

В статье [52] M.I. Vichurin et al. приводят глубокий теоретический подход для описания материалов и эффектов, которые могут быть использованы для создания МЭ устройств. Описывается низкочастотный продольный и поперечный МЭ эффект в магнитострикционно-пьезоэлектрических двуслойных структурах, в области продольной моды и изгибной моды электромеханического резонанса. Приводятся формулы для разных случаев обратного МЭ эффекта. Приводится теория МЭ связи области магнитоакустического резонанса. Описываются свойства бессвинцовой керамики для перспективных разработок. Значительная часть работы посвящена устройствам, основанным на МЭ взаимодействии. Приводится описание таких МЭ устройств, как датчик постоянного магнитного поля, гиратор, СВЧ устройств. Прогнозируется, что важнейшей задачей на будущее, будет разработка широкого класса эффективных широкополосных устройств с малыми потерями с электрическим управлением на магнитных плёнках для военных радаров, сигнальных процессоров, охранных систем и

экспериментальной характеристики свойств материалов.

Обзор Yao Wang et al. [53] посвящён мультиферроиковым магнитоэлектрическим композиционным наноструктурам. Обзор описывает возможные варианты реализации новых перспективных моделей наноструктур. Упоминаются различные МЭ устройства, например, такие как датчики магнитного поля, преобразователи, фильтры, генераторы, фазовращатели устройства памяти, в частности MERAM (МЭ оперативные запоминающие устройства). Обсуждаются перспективы дальнейших исследований.

G. Srinivasan в своём обзоре [54] анализирует успехи в создании МЭ материалов и результаты сложившейся в мировой практике теории МЭ явлений. Даются сведения по измерению МЭ эффекта в магнитострикционно-пьезоэлектрических композитах. Обсуждаются резонансные явления в МЭ композитах. Упоминаются, кроме устройств, предложенных в [48], такие устройства как беспроводные энергетические системы, устройства сбора энергии, управляемые индуктивности, датчики магнитного поля, гираторы и трансформаторы, устройства СВЧ и миллиметрового диапазона управляемые одновременно магнитным и электрическим полем, миниатюрные антенны, сверхчувствительные датчики переменного и постоянного поля, резонаторы, фильтры, фазовращатели, линии задержки, аттенюаторы. Указывается, что критически важно разработать технологический процесс эпитаксиального роста ферритовой плёнки на подложке пьезоэлектрика. Описываются перспективные функционально градуированные МЭ композиты.

Работа Mirza Bichurin et al. [55] это труд, посвящённый новейшим достижениям в области моделирования МЭ материалов с использованием свинцовых и бессвинцовых пьезокерамик. В работе содержатся детальные рекомендации к созданию новейших МЭ наноструктур с улучшенными свойствами и подходы к созданию устройств на их основе.

В работе Jing Ma et al. [56] содержится описание объёмных МЭ композитов, МЭ композитов выращенных на основе тонких плёнок. Обсуждается управляемая магнитным полем электрическая поляризация в МЭ

тонких плёнках и управление электрическим полем намагниченностью в МЭ тонких плёнках. Упоминаются такие устройства, как датчики постоянного и переменного магнитного поля, датчики тока, преобразователи, гираторы, управляемые устройства, резонаторы, фильтры, генераторы, фазовращатели, устройства сбора энергии, удвоители частоты, ключи, микросенсоры, MERAM, МЭ логические элементы, электрически управляемые СВЧ устройства. В заключении ставятся вопросы для дальнейшего изучения.

G. Lawes и G. Srinivasan в своём обзоре [57] поводят анализ развития исследований МЭ эффекта. Сделан подробный анализ используемых в исследованиях МЭ эффекта материалов, приведено сравнение по МЭ эффекту. Упоминаются такие МЭ устройства как сверхчувствительные датчики магнитного поля, аккумуляторы энергии, устройства сбора энергии, устройства магнитной записи, гираторы, двойного регулирования магнитным и электрическим полем устройства СВЧ и мм- диапазона для обработки сигнала, управляемые индуктивности, миниатюрные антенны.

В своём обзоре Пятаков А.П. и Звездин А.К. [58], прежде всего, останавливаются на МЭ явлениях в магнитоупорядоченных средах. Обсуждаются высокотемпературные мультиферроики и МЭ материалы, перспективные для приложений. Возможными практическими применениями МЭ материалов указываются сенсоры магнитного поля, электрически переключаемые постоянные магниты, устройства магнитной памяти и спиновой электроники, устройства СВЧ техники, магноники и магнитофотоники, беспроводная передача энергии и энергосберегающие технологии. Сделан отличный обзор работ по теме исследований МЭ эффекта.

Наряду с рассмотренными обзорами работ по МЭ устройствам публикуется значительное число работ собственно по созданию самих устройств. Тем не менее, хорошее представление о принципах работы устройств и их области применения можно получить из представленных обзоров. Большинство исследований на сегодняшний день, согласно проведённому исследованию, сосредоточено вокруг, во-первых, сенсоров

магнитного поля и тока, во-вторых, СВЧ устройств, фазовращателей, фильтров и пр., в-третьих, устройств сбора энергии и в-четвёртых, устройств памяти и логики. По-видимому, первой практической реализацией МЭ устройства следует признать передовую работу авторов М.И. Вичурин и R.V. Petrov [59], в которой была предложена конструкция МЭ СВЧ фазовращателя, конструкция была практически реализована и получены конкурентоспособные характеристики, сравнимые с промышленными образцами. Все исследованные МЭ материалы, элементы и приборы, так или иначе, могут найти применение в целях создания новых электронных устройств, необходимо лишь добиваться конкурентных преимуществ перед аналогами, конечно, где это возможно.

## **1.6 Выводы. Постановка задачи исследований**

На основании проведенного обзора можно сделать следующие основные выводы:

1. В некоторых твердых телах возможен МЭ эффект, заключающийся в возникновении электрической поляризации под действием внешнего магнитного поля или намагниченности во внешнем электрическом поле. Этот эффект характеризуется МЭ коэффициентом  $\partial E/\partial H$ ,  $\partial H/\partial E$  либо МЭ восприимчивостью  $\partial P/\partial H$ ,  $\partial M/\partial E$ .

2. Монокристаллические МЭ вещества обладают недостаточным МЭ эффектом для использования в устройствах электроники; кроме того, МЭ эффект наблюдается в них при температурах существенно ниже комнатной. В значительной степени от указанных недостатков свободны композиционные слоистые структуры на основе ферритов и пьезоэлектриков.

3. В композиционных слоистых структурах МЭ эффект можно рассматривать как результат взаимодействия пьезоэлектрических и пьезомагнитных свойств. В таких структурах значение МЭ коэффициента на один-два порядка превышает аналогичный показатель для оксида хрома.

4. Дальнейшее увеличение МЭ эффекта происходит в области

электрохимического резонанса (ЭМР). В области совпадения частот ЭМР и ФМР ожидается гигантский МЭ эффект.

5. Разработка физических принципов проектирования новых МЭ устройств в широком диапазоне частот представляет актуальную научную проблему. Предложен и разработан ряд прототипов устройств магнитоэлектроники которые могут служить основой для дальнейшей разработки новых электронных устройств с применением МЭ эффекта.

Данная работа будет представлять интерес для дальнейшего технического и технологического приложения физики конденсированного состояния: разработки и анализа электрически регулируемых высокочастотных устройств, а также низкочастотных устройств, предназначенных для использования в радиоэлектронных системах. СВЧ устройства магнитного типа с электрическим управлением имеют уникальные преимущества над традиционными ферритовыми и полупроводниковыми аналогами.

К настоящему времени большое количество опубликованных работ по магнитоэлектрическим (МЭ) композитам были направлены на теоретическое моделирование и экспериментальное исследование МЭ эффекта на низких частотах (10 Гц - 10 кГц). Было установлено, что слоистые феррит-сегнетоэлектрические структуры являются потенциально полезными для исследований, направленных на изучение МЭ эффекта на сверхвысоких частотах путем измерения электрического поля, способствующему сдвигу линий ФМР. Слоистые композиты можно применять для изготовления электрически управляемых микроволновых фазовращателей, устройств ферромагнитного резонанса, магнитоуправляемой электрооптики, пьезоэлектрических устройств, широкого диапазона датчиков магнитного поля, умных датчиков, исполнительных механизмов и магнитоэлектрических устройств памяти [44].

В этой работе разработано несколько теоретических моделей для многослойных МЭ композитов в СВЧ диапазоне. Представлена общая теория высокочастотной чувствительности композита. Теоретическими задачами этого

исследования являются: 1) оценка влияния постоянного электрического поля на магнитную восприимчивость композита, содержащего ферромагнитную составляющую; 2) получение общего вида МЭ тензора восприимчивости и определение выражений компонент; 3) оценка компонентов МЭ тензора восприимчивости на основе экспериментальных данных; 4) теоретическое моделирование МЭ связи при совпадении ферромагнитного и электромеханического резонансов (ЭМР). Практическими задачами исследования являются: разработка математических моделей и прогнозирование изменения физических свойств МЭ материалов, использование экспериментальных данных и данных моделирования для разработки МЭ устройств с целью создание физических основ промышленной технологии магнитоэлектроники. Исследование имеет важное значение для развития отечественной физики конденсированного состояния, в частности физики магнитоэлектриков.

## **2 СВОЙСТВА ДВУХСЛОЙНЫХ СТРУКТУР МАГНЕТИК – ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК В ОБЛАСТИ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА**

Свойства двухслойных структур магнетик – пьезоэлектрик в области электромеханического резонанса могут быть использованы для построения таких МЭ приборов как датчики магнитного поля, датчики тока, магнитометры, устройства сбора энергии и прочие приборы, в которых основным будет являться свойство преобразования магнитного поля в электрическое.

МЭ эффект в композитах наблюдается в механически связанных магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз, но не наблюдается ни в одной из фаз отдельно. Благодаря магнитострикции при воздействии магнитного поля в ферритовом компоненте создаются упругие напряжения, которые передаются в пьезоэлектрическую фазу и изменяют поляризацию вследствие пьезоэлектрического эффекта. Поскольку МЭ эффект в композитах наблюдается в механически связанных магнитострикционной и пьезоэлектрической компонентах, то он резко увеличивается вблизи частоты электромеханического резонанса (ЭМР).

Резонансное усиление МЭ взаимодействия в слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах было рассмотрено ранее [60,61]. В указанных работах при решении уравнения движения среды применен метод эффективной среды, при этом для количественной оценки МЭ коэффициентов использовались статические эффективные параметры структуры. В ряде работ, в т.ч. [62] рассмотрена модель МЭ эффекта для изгибных колебаний, в данной работе рассматривается уточнённая модель с учётом влияния подложки и несоответствия кристаллических решёток материалов. Моделирование свойств композиционных МЭ структур, представленное в данной работе, основано на точном решении уравнений движения среды и использует материальные параметры исходных компонентов структуры [63-68].

Механические колебания МЭ композита могут быть вызваны как переменным магнитным полем, так и переменным электрическим полем. Если размеры композита гораздо меньше длины электромагнитной волны, то можно пренебречь градиентами электрического и магнитного полей внутри образца. Поэтому, основываясь на уравнениях эластодинамики и электростатики, уравнение движения среды запишется в виде:

$$\bar{\rho} \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = V \frac{\partial^p T_{ij}}{\partial x_j} + (1-V) \frac{\partial^m T_{ij}}{\partial x_j}, \quad (2.1)$$

где  $u_i$  – смещение композита,  $\bar{\rho} = V^p \rho + (1-V)^m \rho$  – средняя плотность вещества композита,  $V$  – объемная доля пьезоэлектрика,  $^p \rho$ ,  $^m \rho$ ,  $^p T_{ij}$  и  $^m T_{ij}$  – плотности и компоненты тензора напряжений пьезоэлектрической и ферромагнитной составляющих, соответственно.

Совместное решение закона Гука и уравнения (2.1) при использовании соответствующих граничных условий позволяет найти МЭ коэффициент по напряжению. Поскольку решение зависит от формы образца и ориентации электрического и магнитного полей, далее будут рассмотрены некоторые важные случаи [69].

## 2.1 Тонкая прямоугольная слоистая структура

Рассмотрим слоистую структуру, показанную на рис. 2.1, которая имеет форму тонкой пластины длиной  $L$ .

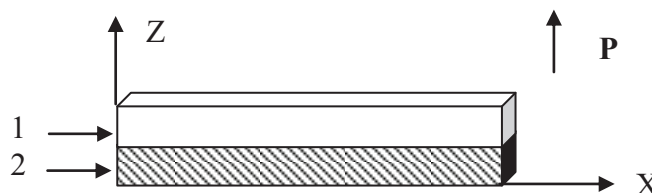


Рисунок 2.1 – Тонкая слоистая на основе магнитострикционной (1) и пьезоэлектрической (2) фаз. Направление поляризации показано стрелкой.

Выражения для компонентов деформации магнитного слоя  ${}^mS_i$ , пьезоэлектрического слоя  ${}^pS_i$  и электрического смещения  ${}^pD_3$  пьезоэлектрического слоя в случае подмагничивающего поля, направленного перпендикулярно пластине (вдоль оси z), имеют вид:

$${}^pS_1 = {}^pS_{11}{}^pT_1 + {}^pS_{12}{}^pT_2 + {}^pd_{31}E_3, \quad (2.2)$$

$${}^pS_2 = {}^pS_{12}{}^pT_1 + {}^pS_{11}{}^pT_2 + {}^pd_{31}E_3,$$

$${}^mS_1 = {}^mS_{11}{}^mT_1 + {}^mS_{12}{}^mT_2 + {}^mq_{31}H_3, \quad (2.3)$$

$${}^mS_2 = {}^mS_{12}{}^mT_1 + {}^mS_{11}{}^mT_2 + {}^mq_{31}H_3,$$

$${}^pD_3 = {}^p\epsilon_{33}E_3 + {}^pd_{31}({}^pT_1 + {}^pT_2), \quad (2.4)$$

где  ${}^pT_i$  – компоненты напряжения в пьезоэлектрической фазе,  ${}^pS_{ii}$  – коэффициенты податливости пьезоэлектрика при постоянном электрическом поле,  ${}^mT_i$  – напряжение в магнитной фазе,  ${}^mS_{ii}$  – коэффициенты податливости магнитной фазы при постоянном магнитном поле,  ${}^p\epsilon_{33}$  – диэлектрическая проницаемость и  ${}^pd_{31}$  – пьезоэлектрический коэффициент пьезоэлектрика,  ${}^mq_{ij}$  – пьезомагнитный коэффициент магнитной фазы,  $E_3$  и  $H_3$  – напряженности электрического и магнитного полей. Вблизи ЭМР можно принять, что  ${}^mT_1 \gg {}^mT_2$  и  ${}^pT_1 \gg {}^pT_2$  (ось 1 направлена вдоль поверхности пластины), поэтому величинами  ${}^mT_2$  и  ${}^pT_2$  можно пренебречь.

Выражения для напряжений  ${}^pT_1$  и  ${}^mT_1$  может быть найдено из формул (2.2) и (2.4). Если подставить эти выражения в формулу (2.1), то получится дифференциальное уравнение для  $u_x$ . Полагая движение вдоль оси x гармоническим, мы получаем решение этого уравнения в форме:

$$u_x = A \cos(kx) + B \sin(kx), \quad (2.5)$$

где  $k = \omega \sqrt{\rho \left[ \frac{V}{{}^pS_{11}} + \frac{1-V}{{}^mS_{11}} \right]^{-1}}$  и  $\omega$  – угловая частота. Произвольные постоянные  $A$  и  $B$  можно найти из граничных условий. Принимая, что поверхности образца при  $x=0$  и  $x=L$  свободны от внешнего напряжения, мы получили следующие граничные условия

$$V{}^pT_1 + (1-V){}^mT_1 = 0, \text{ при } x=0 \text{ и } x=L. \quad (2.6)$$

При нахождении МЭ коэффициента по напряжению мы использовали условие разомкнутой цепи:

$$\int_0^L {}^p D_3 dx = 0 \quad (2.7)$$

Подставив (2.4) в (2.7) с учетом (2.5) и (2.6), мы можем получить:

$$\alpha_{E,33} = \frac{2^p d_{31}^m q_{31}^p s_{11} V (1-V) tg(kL/2)}{s_1 ({}^p d_{31}^2 - {}^p s_{11} {}^p \varepsilon_{33}) kL - 2^p d_{31}^2 V^m s_{11} tg(kL/2)}, \quad (2.8)$$

где  $s_1 = V^m s_{11} + (1-V)^p s_{11}$ .

Рассмотрим далее поперечную ориентацию полей, при этом постоянное и переменное магнитные поля направлены вдоль оси  $x$ , а пьезоэлектрик поляризован вдоль оси  $z$ . В этом случае магнитная индукция  $\mathbf{B}$  имеет только одну составляющую  $B_1$  которая должна удовлетворять условию  $\partial B_1 / \partial x = 0$ , поскольку  $div \mathbf{B} = 0$ . Для этого случая уравнение (2.3) может быть записано в более удобной форме:

$${}^m S_1 = {}^m s_{11}^B {}^m T_1 + {}^m g_{11} B_1, \quad (2.9)$$

где  ${}^m s_{11}^B$  – податливость пьезомагнитной фазы при постоянной магнитной индукции и  ${}^m g_{11} = \partial {}^m S_1 / \partial B_1$  – пьезомагнитный коэффициент.

Расчеты, аналогичные приведённым выше для продольной ориентации полей, приводят к следующему выражению для поперечного МЭ коэффициента по напряжению:

$$\alpha_{E,31} = \frac{2^p d_{31}^m g_{11} \mu_{eff}^p s_{11} V (1-V) tg(kL/2)}{s_2 ({}^p d_{31}^2 - {}^p s_{11} {}^p \varepsilon_{33}) kL - 2^p d_{31}^2 V^m s_{11}^B tg(kL/2)}, \quad (2.10)$$

где  $s_2 = V^m s_{11}^B + (1-V)^p s_{11}$ . Эффективная проницаемость  $\mu_{eff}$  может быть найдена из материального уравнения:

$$H_1 = - {}^m g_{11} {}^m T_1 + B_1 / {}^m \mu_{11}, \quad (2.11)$$

где  ${}^m \mu_{11}$  – проницаемость магнитной фазы.

Выражая  ${}^m T_1$  из уравнения (2.3) и подставляя его в (2.11), можно найти  $\mu_{eff}$  при использовании уравнения (2.5) после интегрирования по длине образца.

$$\mu_{eff} = \frac{s_2 {}^m s_{11}^B {}^m \mu_{11} kL}{({}^m s_{11}^B + {}^m g_{11}^2 {}^m \mu_{11}) kL s_2 + 2 {}^m g_{11}^2 {}^m \mu_{11} {}^p s_{11} (1-V) tg(kL/2)}. \quad (2.12)$$

Как видно из уравнений (2.8) и (2.10), значение МЭ коэффициента по напряжению прямо пропорционально произведению пьезоэлектрического  $d_{31}$  и пьезомагнитного модулей  $q_{31}$  или  $g_{11}$ . Следует отметить, что в реальных структурах существуют потери, которые необходимо учитывать в расчетах. При этом даже в идеальных материалах, если нет других видов потерь, существуют потери, связанные с наличием электрического контакта. Указанные потери определяют ширину резонансной линии и максимальное значение МЭ коэффициента. Ширина резонансной линии может описываться коэффициентом потерь  $\chi$ , фигурирующим в мнимой части  $k$  или  $\omega$ , которые становятся комплексными величинами. Мы будем использовать  $\omega = \omega' + i\chi$  при описании потерь, причем значение  $\chi$  может быть определено по ширине резонансной линии. Корни знаменателя в выражениях (2.8) и (2.10) определяют максимум в частотной зависимости МЭ коэффициента по напряжению.

В качестве примера были определены МЭ коэффициенты по напряжению для двухслойной структуры состава феррит никеля – ЦТС. Образцы предварительно поляризовались в постоянном электрическом поле  $E=4\text{кВ/мм}$  в течении 3 часов при температуре  $80^\circ\text{C}$ . Сначала была измерена зависимость низкочастотного МЭ эффекта от подмагничивающего поля для получения максимально возможных значений пьезомагнитных коэффициентов. Вычисления были выполнены, исходя из следующих значений материальных параметров исходных компонент:

Для никелевого феррита  ${}^m s_{11}=6.5\cdot 10^{-12}\text{м}^2/\text{м}$ ,  ${}^m s_{12}=-2.4\cdot 10^{-12}\text{м}^2/\text{м}$ ,  ${}^m q_{31}=70\cdot 10^{-12}\text{м/А}$ ,  ${}^m q_{11}=-680\cdot 10^{-12}\text{м/А}$ ,  ${}^m q_{12}=125\cdot 10^{-12}\text{м/А}$ ,  ${}^m \varepsilon_{33}/\varepsilon_0=10$ ; для ЦТС  ${}^p s_{11}=15.3\cdot 10^{-12}\text{м}^2/\text{м}$ ,  ${}^p s_{12}=5\cdot 10^{-12}\text{м}^2/\text{м}$ ,  ${}^p d_{31}=-175\cdot 10^{-12}\text{м/В}$ ,  ${}^p \varepsilon_{33}/\varepsilon_0=1750$ . Параметр потерь был эмпирически определен по ширине линии ЭМР.

На рисунках 2.2 и 2.3 показаны частотные зависимости продольного и поперечного МЭ коэффициентов по напряжению для двухслойной структуры состава феррит никеля – ЦТС. На этих рисунках можно видеть резонансные пики, вызванные колебаниями вдоль оси X. Максимальное значение МЭ коэффициента ( $4160\text{ мВ/}(\text{см}\cdot\text{Э})$ ) наблюдается для поперечной ориентации

полей, тогда как его значение на частоте в 100 Гц составляет 144 мВ/(см·Э). Таким образом, резонансное значение МЭ коэффициента превышает низкочастотное значение приблизительно в 29 раз. Для продольной ориентации полей величина МЭ эффекта меньше приблизительно на порядок. Это связано с существованием размагничивающего поля, которое уменьшает внутреннее поле в магнитной компоненте.

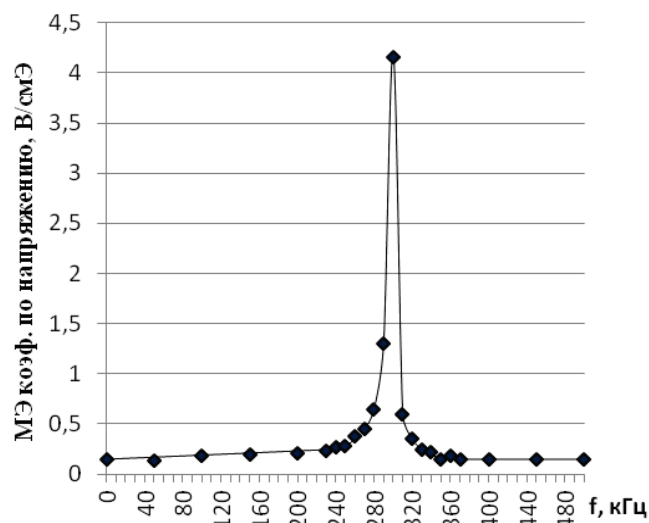


Рисунок 2.2 – Частотная зависимость поперечного МЭ коэффициента по напряжению для двухслойной структуры состава феррит никеля - ЦТС длиной 7,3 мм. Коэффициент потерь принят равным 18000 рад/с, а объемная доля ЦТС – 0.6. Расчетные данные изображены сплошной линией, экспериментальные данные - точками.

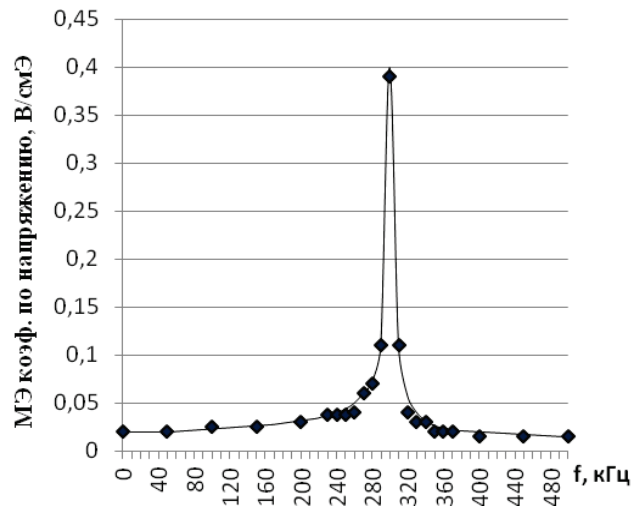


Рисунок 2.3 – Частотная зависимость продольного МЭ коэффициента по напряжению для двухслойной структуры состава феррит никеля - ЦТС длиной 7,3 мм. Коэффициент потерь равен 18000 рад/с, а объемная доля ЦТС – 0.6. Расчетные данные изображены сплошной линией, экспериментальные данные - точками.

## 2.2 Дискообразная слоистая структура

Далее рассмотрим магнитострикционно-пьезоэлектрическую структуру в форме диска радиусом  $R$  и толщиной  $d$ , который имеет тонкие металлические электроды на верхней и нижней поверхностях, как показано на рис. 4.

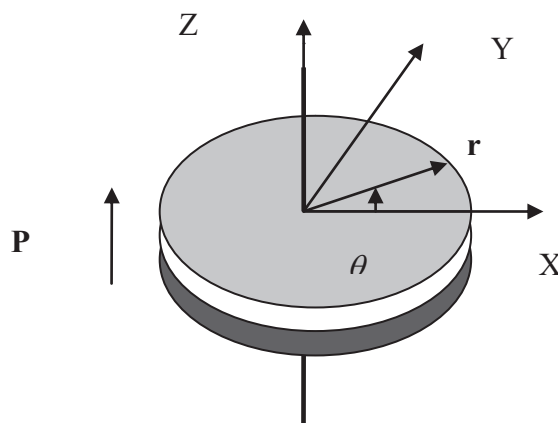


Рисунок 2.4 – Дискообразная магнитострикционно-пьезоэлектрическая пластина. Направление поляризации показано стрелкой.

Пусть образец поляризован нормально относительно плоскости электродов вдоль оси Z. Постоянное и переменное магнитные поля также могут быть направлены вдоль нормали или в плоскости электродов, которые описывают случаи продольного и поперечного расположения поля, соответственно. Благодаря магнитострикции, приложенное постоянное магнитное поле будет возбуждать как толщинные, так и радиальные колебания. В данной работе мы рассматриваем наиболее низкочастотные радиальные колебания.

Предполагается, что диск является тонким, т. е.  $d \ll R$ . Поскольку поверхности свободны от внешних сил, то нормальные составляющие напряжений будут равны нулю на нижней и верхней поверхностях диска. Для тонкого диска можно принять, что составляющая тензора напряжений  $T_z$  равна нулю не только на поверхности, но и во всем объеме диска. Для продольной ориентации полей материальные уравнения определяются формулами (2.2) – (2.4).

Учитывая цилиндрическую симметрию диска, целесообразно использовать цилиндрическую систему координат. В этом случае составляющие тензоров напряжения и деформации определяются соотношениями:

$$^iS_1 = ^iS_{rr} \cos^2(\theta) - 2^iS_{r\theta} \sin(\theta) \cos(\theta) + ^iS_{\theta\theta} \sin^2(\theta), \quad (2.13)$$

$$^iS_2 = ^iS_{rr} \sin^2(\theta) + 2^iS_{r\theta} \sin(\theta) \cos(\theta) + ^iS_{\theta\theta} \cos^2(\theta), \quad (2.14)$$

$$^iT_{rr} = ^iT_1 \cos^2(\theta) + 2^iT_6 \sin(\theta) \cos(\theta) + ^iT_2 \sin^2(\theta), \quad (2.15)$$

$$^iT_{\theta\theta} = ^iT_1 \sin^2(\theta) - 2^iT_6 \sin(\theta) \cos(\theta) + ^iT_2 \cos^2(\theta), \quad (2.16)$$

$$^iT_{r\theta} = \sin(\theta) \cos(\theta) [^iT_2 - ^iT_1] + [\cos^2(\theta) - \sin^2(\theta)] ^iT_6, \quad (2.17)$$

где  $i=p$  или  $m$ . Компоненты тензора деформаций в цилиндрических координатах определяются через вектор смещения  $\mathbf{u}$ :

$$^iS_{rr} = \partial u_r / \partial r, \quad (2.18)$$

$$^iS_{\theta\theta} = u_r / r, \quad (2.19)$$

$$^iS_{r\theta} = (1/r) \partial u_r / \partial \theta. \quad (2.20)$$

Уравнение движения среды в цилиндрических координатах имеет вид:

$$-\bar{\rho}\omega^2 u_r = V \left( \frac{\partial^p T_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial^p T_{r\theta}}{r\partial\theta} + \frac{{}^p T_{rr} - {}^p T_{\theta\theta}}{r} \right) + (1-V) \left( \frac{\partial^m T_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial^m T_{r\theta}}{r\partial\theta} + \frac{{}^m T_{rr} - {}^m T_{\theta\theta}}{r} \right) \quad (2.21)$$

Подстановка выражений для напряжений, найденных из обобщенного закона Гука, в уравнение (2.21), позволяет получить дифференциальное уравнение для радиального смещения. Однако форма этого уравнения зависит от ориентации электрического и магнитных полей. Далее мы рассматриваем МЭ эффект для продольной и поперечной ориентаций полей отдельно.

*Продольная ориентация электрического и магнитного полей.*

В этом случае направление постоянного и переменного магнитных полей совпадает с направлением поляризации. Учитывая осевую симметрию дискообразного образца, можно получить следующие выражения для ненулевых компонент деформации:

$$\begin{aligned} {}^p S_{rr} &= {}^p s_{11} {}^p T_{rr} + {}^p s_{12} {}^p T_{\theta\theta} + {}^p d_{31} E_3, \\ {}^m S_{rr} &= {}^m s_{11} {}^m T_{rr} + {}^m s_{12} {}^m T_{\theta\theta} + {}^m q_{31} H_3, \\ {}^p S_{\theta\theta} &= {}^p s_{12} {}^p T_{rr} + {}^p s_{11} {}^p T_{\theta\theta} + {}^p d_{31} E_3, \\ {}^m S_{\theta\theta} &= {}^m s_{12} {}^m T_{rr} + {}^m s_{11} {}^m T_{\theta\theta} + {}^m q_{31} H_3. \end{aligned} \quad (2.22)$$

Решив эти уравнения относительно компонентов напряжений и подставив найденные выражения в формулу (2.21), мы получили уравнение движения:

$$-\omega^2 \bar{\rho} u_r = \left[ \frac{V}{{}^p s_{11}(1-{}^p \nu^2)} + \frac{1-V}{{}^m s_{11}(1-{}^m \nu^2)} \right] \left( \frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{\partial u_r}{r\partial r} - \frac{u_r}{r^2} \right), \quad (2.23)$$

где  ${}^p \nu$  и  ${}^m \nu$  – коэффициенты Пуассона для пьезоэлектрической и магнитострикционной фаз.

Решение уравнения (2.23) есть линейная комбинация функций Бесселя первого и второго рода.

$$u_r = C_1 J_1(kr) + C_2 Y_1(kr), \quad (2.24)$$

$$\text{где } k = \omega \sqrt{\bar{\rho} \left[ \frac{V}{{}^p s_{11}(1-{}^p \nu^2)} + \frac{1-V}{{}^m s_{11}(1-{}^m \nu^2)} \right]^{-1}}.$$

Постоянные интегрирования  $C_1$  и  $C_2$  должны быть найдены из граничных условий:

$$u_r=0 \text{ при } r=0 \text{ и } T_{rr}=0 \text{ при } r=R.$$

Для определения МЭ коэффициента по напряжению мы воспользуемся условием разомкнутой цепи:

$$\int_0^R r dr \int_0^{2\pi} d\theta D_3 = 0, \quad (2.25)$$

где электрическая индукция определяется материальным уравнением

$$D_3 = {}^p d_{31} ({}^p T_{rr} + {}^p T_{\theta\theta}) + {}^p \varepsilon_{33} E_3. \quad (2.26)$$

Подставив (2.24) в (2.18) и (2.19), а затем и в (2.22), мы получим выражение для компонент напряжения. Используя найденные выражения для компонент напряжения, можно найти МЭ коэффициент по напряжению из (2.25)

$$\alpha_{E,L} = - \frac{2(1+\nu)(1-V)^p s_{11} J_1(kR) {}^p d_{31} {}^m q_{31}}{(1-\nu)^p s_{11} [a J_0(kR) - (1-\nu) s_1 J_1(kR)]^p \varepsilon_{33} + 2[a J_0(kR) - s_3 J_1(kR)]^p d_{31}^2}, \quad (2.27)$$

где  $a = kR s_l$ ,  $s_l = V^m s_{ll} + (1-V)^p s_{ll}$ ,  $s_3 = (1-\nu)(1-V)^p s_{ll} + 2V^m s_{ll}$ .

Следует отметить, что для упрощения выражения (2.27) принимается  ${}^m \nu = {}^p \nu = \nu$ .

#### *Поперечная ориентация электрического и магнитных полей*

В этом случае постоянное и переменное магнитные поля перпендикулярны электрическому полю, которое направлено вдоль оси z.

Уравнения (2.22) должны быть переписаны в виде:

$$\begin{aligned} {}^p S_{rr} &= {}^p s_{11} {}^p T_{rr} + {}^p s_{12} {}^p T_{\theta\theta} + {}^p d_{31} E_3, \\ {}^m S_{rr} &= {}^m s_{11}^B {}^m T_{rr} + {}^m s_{12}^B {}^m T_{\theta\theta} + [{}^m g_{11} \cos^2(\theta) + {}^m g_{12} \sin^2(\theta)] B_1, \\ {}^p S_{\theta\theta} &= {}^p s_{12} {}^p T_{rr} + {}^p s_{11} {}^p T_{\theta\theta} + {}^p d_{31} E_3, \\ {}^m S_{\theta\theta} &= {}^m s_{12}^B {}^m T_{rr} + {}^m s_{11}^B {}^m T_{\theta\theta} + [{}^m g_{12} \cos^2(\theta) + {}^m g_{11} \sin^2(\theta)] B_1, \\ {}^p S_{r\theta} &= ({}^p s_{11} - {}^p s_{12}) {}^p T_{r\theta}, \\ {}^m S_{r\theta} &= ({}^m s_{11}^B - {}^m s_{12}^B) {}^m T_{r\theta} - \frac{1}{2} \sin(2\theta) ({}^m g_{11} - {}^m g_{12}) B_1. \end{aligned} \quad (2.28)$$

Разрешив систему уравнений (2.28) относительно компонент напряжения и подставив найденные решения в (2.21), получим уравнение движения среды в следующей форме:

$$\begin{aligned} -\omega^2 \rho u_r &= \left[ \frac{V}{{}^p s_{11} (1-{}^p \nu^2)} + \frac{1-V}{{}^m s_{11} (1-{}^m \nu^2)} \right] \left( \frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{\partial u_r}{r \partial r} - \frac{u_r}{r^2} \right) + \\ &+ \left[ \frac{V}{{}^p s_{11} (1+{}^p \nu)} + \frac{1-V}{{}^m s_{11} (1+{}^m \nu)} \right] \frac{\partial^2 u_r}{r^2 \partial \theta^2} \end{aligned} \quad (2.29)$$

Решение уравнения (2.29), описывающее радиальные колебания, определяется выражением (2.24), в котором волновое число выражается соотношением  $k = \omega \sqrt{\rho \left[ \frac{V}{s_{11}^p (1 - \nu^2)} + \frac{1 - V}{s_{11}^m (1 - \nu^2)} \right]^{-1}}$ . Постоянные интегрирования  $C_1$  и  $C_2$  должны быть найдены из граничных условий:  $u_r = 0$  при  $r = 0$  и  $\int_0^{2\pi} T_{rr} d\theta = 0$  при  $r = R$ .

Подставив (2.24) в (2.18) и (2.19), а затем в (2.28), мы найдем выражения для компонент напряжения. При использовании найденных компонент напряжений МЭ коэффициент по напряжению может быть получен из (2.25)

$$\alpha_{E,T} = - \frac{(1 + \nu)(1 - V)^p s_{11} J_1(kR)^p d_{31} ({}^m g_{11} + {}^m g_{12}) \mu_{eff}}{(1 - \nu)^p s_{11} [a J_0(kR) - (1 - \nu) s_1 J_1(kR)]^p \varepsilon_{33} + 2[a J_0(kR) - s_3 J_1(kR)]^p d_{31}^2}, \quad (2.30)$$

где  $a = kR s_1$ ,  $s_1 = V^m s_{11}^B + (1 - V)^p s_{11}$ ,  $s_3 = (1 - \nu)(1 - V)^p s_{11} + 2V^m s_{11}^B$ .

Эффективная проницаемость  $\mu_{eff}$  может быть найдена аналогично предыдущему разделу. Следует учесть, что  ${}^m \nu$  принимается равной  ${}^p \nu$  для упрощения выражения (2.30).

Экспериментальные исследования МЭ эффекта в дискообразных образцах были выполнены для двухслойной структуры состава никелевый феррит - ЦТС. Использовались образцы в форме диска радиусом  $R = 4.7$  мм. Измерения выполнены для обеих ориентаций электрического и магнитных полей – продольной (рис. 2.5) и поперечной (рис. 2.6) в области электромеханического резонанса. Экспериментальные данные и соответствующие теоретические оценки, основанные на уравнениях (2.27) и (2.30), изображены на рис. 2.5 и 2.6 для продольной и поперечной ориентации полей, соответственно.

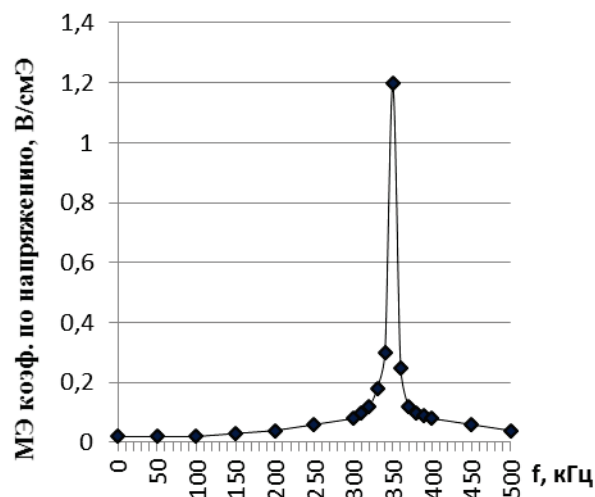


Рисунок 2.5 – Частотная зависимость МЭ коэффициента для продольной ориентации полей. Сплошная линия – расчет, точки – эксперимент.

Коэффициент потерь  $\chi=15000$  рад/с.

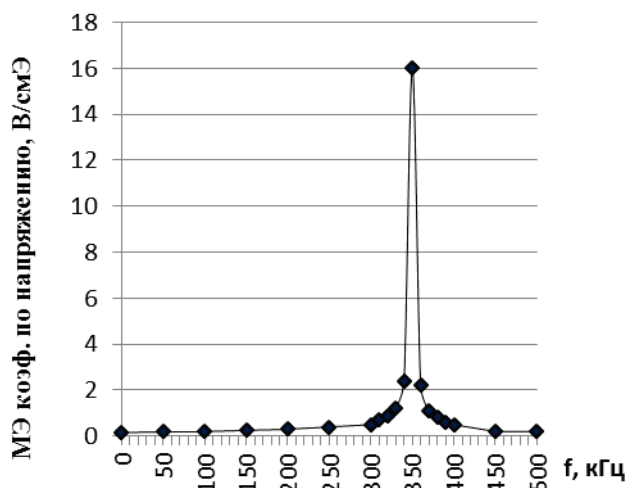


Рисунок 2.6 – Частотная зависимость МЭ коэффициента для поперечной ориентации полей. Сплошная линия – теория, точки – эксперимент.

Коэффициент потерь  $\chi=15000$  рад/с.

Как можно видеть из этих рисунков, между теорией и экспериментом наблюдается хорошее соответствие. Максимальное измеренное значение поперечного МЭ коэффициента дискообразного образца на резонансе равно  $16000 \text{ мВ}/(\text{см} \cdot \text{Э})$ , тогда как низкочастотное значение равно лишь  $160 \text{ мВ}/(\text{см} \cdot \text{Э})$ . Было найдено, что коэффициент потерь для поперечной ориентации полей намного меньше, чем для продольной ориентации. Это можно объяснить

наличием вихревых токов в электродах, существенно увеличивающих потери энергии при продольной ориентации полей. Максимальное значение МЭ коэффициента для поперечной ориентации полей превышает его значение для продольной ориентации. Это объясняется тем, что при продольной ориентации полей появляются размагничивающие поля, которые уменьшают пьезомагнитные модули. Кроме того, в случае продольной ориентации полей наблюдается увеличение ширины линии ЭМР, связанное с более высокими потерями энергии по сравнению с поперечной ориентацией полей вследствие наличия вихревых токов в электродах.

Таким образом, в данном разделе мы представили теорию резонансного усиления МЭ взаимодействия в области ЭМР. В результате точного решения уравнений электростатики, магнитостатики и эластодинамики была получена частотная зависимость для продольного и поперечного МЭ эффектов. МЭ коэффициенты по напряжению были оценены, исходя из известных материальных параметров компонент композита (пьезоэлектрические и пьезомагнитные коэффициенты, коэффициенты упругости и др.)

Также было показано, что значение МЭ коэффициентов в области ЭМР приблизительно на два порядка превышает их низкочастотные значения. Было установлено, что максимальное значение поперечного МЭ коэффициента при ЭМР выше, чем продольного. Это обусловлено двумя факторами:

- высокими потерями энергии для продольной ориентации полей вследствие наличия вихревых токов в электродах;

- влиянием размагничивающих полей, которые уменьшают пьезомагнитные модули.

Результаты вычислений, полученные для слоистой структуры, состоящей из никелевого феррита и ЦТС, согласуются с экспериментальными данными.

## **2.3 Влияние изгибных деформаций на МЭ структуры**

Данный параграф посвящен исследованию МЭ эффекта в двухслойных магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах на основе никеля и

пьезоэлектрика ЦТС в широком диапазоне частот. Никель является одним из наиболее перспективных магнитострикционных материалов, который может быть использован для изготовления МЭ структур. Он обладает гигантским значением пьезомагнитного коэффициента  $q_{33}$ , которое наблюдается при относительно слабом подмагничивающем поле (не более 100 Э). Высокая технологичность никеля позволяет относительно легко получать слоистые магнитострикционно-пьезоэлектрические структуры методом напыления. Рассмотрение проводится на примере дискообразных образцов.

При неизменных размерах структуры изгибные колебания происходят на значительно более низких частотах по сравнению с радиальными и толщинными колебаниями, что делает изгибные моды предпочтительными с точки зрения практических применений. Уравнения для описания МЭ взаимодействия в слоистых структурах, в линейном приближении, могут быть записаны следующим образом:

$$S = sT + d^T E + q^T H, \quad (2.31)$$

$$D = dS + \varepsilon E + \alpha H, \quad (2.32)$$

$$B = qT + \alpha^T E + \mu H, \quad (2.33)$$

где  $T$ ,  $S$ ,  $D$ ,  $E$ ,  $B$  и  $H$  – напряжение, деформация, электрическая индукция, электрическое поле, магнитная индукция и магнитное поле;  $s$ ,  $\varepsilon$  и  $\mu$  – коэффициент податливости, диэлектрическая проницаемость и магнитная проницаемость;  $d$  и  $q$  – пьезоэлектрический и пьезомагнитный коэффициенты;  $\alpha$  – МЭ коэффициент.

Для пьезоэлектрической фазы структуры (например,  $\text{BaTiO}_3$  или ЦТС)  $q = 0$  и  $\alpha = 0$ ; а для магнитной фазы (например, Со-феррит или Ni-феррит)  $d = 0$  и  $\alpha = 0$ . Но если соединить пьезоэлектрическую и магнитную фазы механически прочно, то результирующий МЭ коэффициент, зависящий от составляющих структуру компонентов (то есть свойств фаз компонентов, объемных долей, форм зерен, связи между фазами и т.д.) будет отличен от нуля, т.е.  $\alpha \neq 0$ .

### 2.3.1 Свойства МЭ структур в области низких частот

Для того, чтобы учесть изгибную деформацию, связанную с несимметричностью образца, представим радиальное смещение в виде линейной функции вертикальной координаты [70]  $z_i$ :  ${}^p u_r = {}^p u_{r0} + z_p \partial w / \partial r$ ;  ${}^m u_r = {}^m u_{r0} + z_m \partial w / \partial r$ ; где  ${}^i u_{r0}$  – смещение вдоль оси  $r$  при  $z_i = 0$ ,  $w$  – смещение вдоль  $z$ , перпендикулярной плоскости образца, при этом  $z_i$  отсчитывается от срединной плоскости  $i$ -го слоя. Компоненты деформации связаны со смещением соотношениями:  ${}^p S_r = \partial {}^p u_{r0} / \partial r + z_p \partial^2 w / \partial r^2$ ,  ${}^m S_r = \partial {}^m u_{r0} / \partial r + z_m \partial^2 w / \partial r^2$ ,  ${}^p S_\theta = {}^p u_r / r$ ,  ${}^m S_\theta = {}^m u_r / r$ . Очевидно, деформации  ${}^i S_{r0} = \partial {}^i u_{r0} / \partial r$  удовлетворяют следующему условию:  ${}^m S_{r0} - {}^p S_{r0} = h_l / R_l$ , где  $h_l = ({}^m t + {}^p t) / 2$  – расстояние между срединными плоскостями пьезоэлектрического и магнитного слоев,  ${}^p t$ ,  ${}^m t$  – толщины слоев,  $R_l$  – радиус кривизны.

Смещения вдоль осей  $r$  и  $z$  удовлетворяют уравнениям эластостатики:

$$\frac{\partial^2 ({}^i u_r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial ({}^i u_r)}{\partial r} - \frac{{}^i u_r}{r^2} = 0, \quad (2.34)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial w}{\partial r} \right) \right] = 0. \quad (2.35)$$

Для нахождения постоянных интегрирования уравнений (2.34) и (2.35) следует учесть, что смещения конечны при  $r=0$ . Также, для обеспечения равновесия системы необходимо, чтобы суммарная радиальная сила равнялась нулю, а сумма вращающих моментов радиальных сил каждого слоя должна уравниваться результирующим вращающим моментом, индуцируемым в слоях структуры,

$${}^m F_r + {}^p F_r = 0, \quad (2.36)$$

$${}^m F_r h_l = {}^p M_r + {}^m M_r, \quad (2.37)$$

$$\text{где } {}^i F_r = \int_{-t/2}^{t/2} {}^i T_r dz_i, \quad {}^i M_r = \int_{-t/2}^{t/2} z_i {}^i T_r dz_i,$$

Решив систему уравнений (2.34) и (2.35) с учётом (2.36) и (2.37), можно найти компоненты напряжения  ${}^p T_r$  и  ${}^p T_\theta$ , принимая во внимание уравнение (2.31), которое необходимо записать в цилиндрической системе координат.

Если подставить найденное выражение для напряжения в условие разомкнутой электрической цепи с учетом (2.32), то получим МЭ коэффициент по напряжению. Условие разомкнутой электрической цепи имеет вид:

$$\int_0^R {}^p D_3 r \, dr \int_0^{2\pi} d\theta = 0 \quad (2.38)$$

где  $R$  – радиус образца.

### 2.3.2 Свойства МЭ структур в области изгибной моды

Для того, чтобы найти МЭ коэффициент по напряжению необходимо решить уравнения магнитостатики и эластодинамики, записанные для магнитного слоя, а также уравнений электростатики и эластодинамики для пьезоэлектрического слоя с учетом граничных условий. Численный расчет МЭ взаимодействия в магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре в области изгибной моды для структуры в форме пластинки приведён в [71]. Задачей данной работы является получение явных выражений МЭ эффекта в области изгибных мод структуры [70]. В отличие от структуры в форме пластинки рассмотрение МЭ эффекта для диска целесообразно проводить, используя цилиндрическую систему координат. Здесь используется так называемая поперечная ориентация полей, когда постоянное и переменное магнитные поля лежат в плоскости образца и направлены вдоль оси  $x$ , а направление поляризации пьезоэлектрика и индуцируемое электрическое поле перпендикулярны плоскости образца и направлены вдоль оси  $z$ . При этом влияние размагничивающих полей сводится к минимуму.

Уравнение изгибных колебаний образца, толщина которого мала по сравнению с радиусом, имеет вид [72]:

$$\nabla^2 \nabla^2 w + \frac{\rho t}{D} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = 0, \quad (2.39)$$

где  $\nabla^2 \nabla^2$  – бигармонический оператор,  $w$  – прогиб (смещение в направлении оси  $z$ ),  $t$  и  $\rho$  – толщина и средняя плотность структуры,  $D$  – цилиндрическая жесткость. Для магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры  $t = {}^p t + {}^m t$ ,  $\rho = ({}^p \rho {}^p t + {}^m \rho {}^m t)/t$ , где  ${}^p t, {}^m t$  – толщины пьезоэлектрического и магнитострикционного слоев,  ${}^p \rho, {}^m \rho$  – плотности слоев.

Общее решение уравнения (2.39) имеет вид:

$$w = [C_1 J_n(kr) + C_2 Y_n(kr) + C_3 I_n(kr) + C_4 K_n(kr)] \cos(n\varphi); \quad (2.40)$$

где  $J_n(kr)$  и  $Y_n(kr)$  – функции Бесселя первого и второго рода порядка  $n$ ,  $I_n(kr)$  и  $K_n(kr)$  – модифицированные функции Бесселя,  $k^4 = \omega^2 ({}^p \rho {}^p t + {}^m \rho {}^m t) D^{-1}$ ,  $n$  – количество узловых диаметров,  $D$  – цилиндрическая жесткость образца.

Вынужденные колебания образца под действием внешнего магнитного поля можно представить в виде суперпозиции его собственных колебаний. При этом выражения (2.40) при  $n \neq 0$  не дадут вклада в величину МЭ коэффициента по напряжению, поскольку, как известно, интеграл от периодической функции за период равен нулю, а МЭ коэффициент вычисляется из условия разомкнутой электрической цепи (2.38). В формуле (2.38) электрическая индукция определяется механическим напряжением согласно (2.32), механическое напряжение может быть выражено через деформацию из (2.31), а деформация в свою очередь определяется прогибом образца.

Выражение (2.40) содержит четыре произвольные постоянные, которые необходимо определить из граничных условий при  $r=0$  и  $r=R$ , где  $R$  – радиус образца. В данном случае граничные условия сводятся к условию ограниченности величины прогиба при  $r=0$ , а также равенству нулю вращающего момента  $M_r$  и поперечной силы  $V_r$  при  $r=R$ . Вращающий момент при  $n=0$  определяется соотношением  $M_r = \int_A z T_r dA$ , где  $A$  – боковая поверхность

образца. Поперечная сила определяется как  $V_r = \frac{\partial M_r}{\partial r}$ .

Выражение для МЭ коэффициента по напряжению, найденное подстановкой (2.32) в (2.38) с учетом (2.31) и (2.40), имеет вид

$$\alpha_{Eb} = \frac{a_3 {}^p d_{31} (q_{11} + q_{12})}{(r_1 a_2 - r_2 a_1)^p \varepsilon_{33}}; \quad (2.41)$$

где  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$ ,  $r_1$  и  $r_2$  – параметры, зависящие от геометрических размеров образца и исходных материальных параметров,

$$\begin{aligned} a_3 &= \frac{{}^p Y {}^m Y k R r_1 r_2 (2z_0 - {}^p t)(1 + \nu)[(z_0 + {}^m t)^2 - z_0^2]}{4(1 - \nu)(1 + {}^p K^2)}; \\ a_1 &= -\frac{{}^p Y}{3} \left[ a_5 - \frac{r_1 k (1 + \nu) {}^p K^2}{R(1 - {}^p K^2)} \right] [z_0^3 - (z_0 - {}^p t)^3] - \frac{{}^m Y}{3} \left[ a_5 - \frac{r_3 k^2 (1 + \nu) {}^m K^2}{2(1 - {}^m K^2)} \right] [(z_0 + {}^m t)^3 - z_0^3] - a_7 r_3; \\ a_2 &= -\frac{{}^p Y}{3} \left[ a_6 + \frac{r_2 k (1 + \nu) {}^p K^2}{R(1 - {}^p K^2)} \right] [z_0^3 - (z_0 - {}^p t)^3] - \frac{{}^m Y}{3} \left[ a_6 + \frac{r_4 k^2 (1 + \nu) {}^m K^2}{2(1 - {}^m K^2)} \right] [(z_0 + {}^m t)^3 - z_0^3] + a_7 r_4; \\ a_5 &= -\frac{r_1 k}{R} - \left( r_3 - \frac{r_1}{kR} \right) k^2; \quad a_6 = \frac{r_2 k}{R} + \left( r_4 - \frac{r_2}{kR} \right) k^2; \\ a_7 &= \frac{{}^m Y (1 + \nu)^2 k^2 {}^m K^2 ({}^m t + 2z_0)[(z_0 + {}^m t)^2 - z_0^2]}{8(1 - {}^m K^2)} \end{aligned}$$

$$r_1 = I_0(kR); \quad r_2 = J_0(kR); \quad r_3 = I_1(kR); \quad r_4 = J_1(kR); \quad ;$$

$$D = {}^p D + {}^m D + 3 \left( \frac{(1 - \nu)^2}{{}^m D} + \frac{\nu^2}{{}^p D} \right)^{-1}; \quad {}^p K^2 = \frac{2 {}^p d_{31}^2 {}^p Y}{{}^p \varepsilon_{33} (1 - \nu)}; \quad {}^m K^2 = \frac{2 {}^m q^2 {}^m Y}{{}^m \mu_{11} (1 - \nu)}; \quad 2 {}^m q = {}^m q_{11} + {}^m q_{12};$$

$$z_0 = \frac{{}^p Y {}^p t^2 - {}^m Y {}^m t^2}{2({}^p Y {}^p t + {}^m Y {}^m t)};$$

$\nu = {}^p t / ({}^p t + {}^m t)$ ;  $D_p$  и  $D_m$  – цилиндрические жесткости пьезоэлектрического и магнитного слоев. С целью упрощения выражения (2.41) коэффициенты Пуассона для пьезоэлектрического и пьезомагнитного слоев приняты равными,  ${}^p \nu = {}^m \nu = \nu$ .

МЭ взаимодействие в области изгибной моды, таким образом, определяется произведением пьезоэлектрического и пьезомагнитного

коэффициентов исходных компонентов. Резонансные частоты, на которых наблюдается резкое увеличение МЭ коэффициента, определяются корнями уравнения  $r_1 a_2 - r_2 a_1 = 0$ .

### 2.3.3 Свойства МЭ структур в области толщинно-сдвиговой моды

Рассмотрим МЭ эффект для МЭ структуры на подложке, возникающий в области толщинно-сдвиговой моды. Если длина электромагнитной волны превышает длину структуры на несколько порядков величины, то можно пренебречь градиентами электрического и магнитного полей внутри объёма образца. Таким образом, на основе теории упругости и электростатики, уравнения движения среды будут иметь вид [65]:

$$\rho_p \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ps}}{\partial z}, \quad (2.42)$$

где  $u_1$  – смещение,  $\rho_p$  – плотность пьезоэлектрика,  $V$  – объём пьезоэлектрика,  ${}^p\rho$  и  ${}^m\rho$ ,  ${}^pT_{ij}$  и  ${}^mT_{ij}$  – плотности и компоненты тензора напряжений пьезоэлектрика и феррита, соответственно.

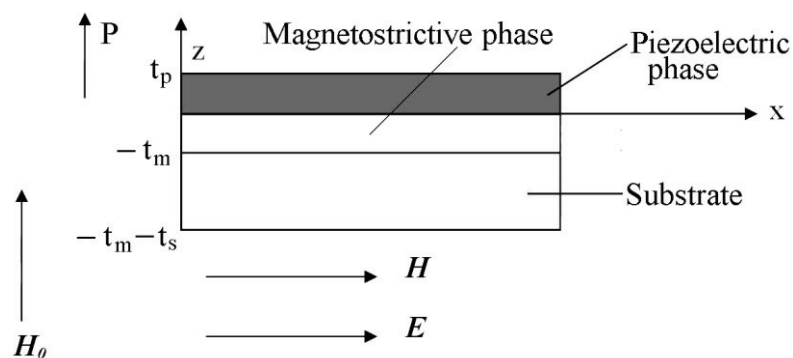


Рисунок 2.7 – Двухслойная магнитострикционно–пьезоэлектрическая структура на подложке.

Аналогичные уравнения движения сдвиговой моды могут быть записаны для магнитострикционной фазы и подложки. Для того, чтобы решить эти уравнения необходимо использовать граничные условия, заключающиеся в равенстве компонент механического смещения и напряжения на границах раздела наноструктуры и подложки, при этом на свободных границах механическое напряжение обращается в нуль. Подставляя найденные решения в уравнение для разомкнутой электрической цепи можно получить выражение для МЭ коэффициента.

Уравнения для напряжений в магнитострикционном слое, пьезоэлектрическом слое и в подложке имеют следующий вид:

$$\begin{cases} S_{p5} = d_{15}E_1 + s_{p44}T_{p5}(z) \\ S_{5m} = q_{15}H_1 + s_{m44}T_{m5}(z) \\ S_{s5} = s_{s44}T_{s5}(z) \end{cases} \quad (2.43)$$

где  $T_{pi}$  – напряжение и  $s_{pii}$  – податливость пьезоэлектрика при постоянном электрическом поле,  $T_{mi}$  is напряжение и  $s_{mii}$  податливость феррита при постоянном магнитном поле,  $d_{ij}$  пьезоэлектрический коэффициент пьезоэлектрика,  $q_{ij}$  – пьезомагнитный коэффициент феррита,  $E_1$  и  $H_1$  – электрическое и магнитное поля.

Электрическая индукция  $D$  для пьезоэлектрической фазы записывается:

$$D_p(z) = d_{15}T_{p5}(z) + \varepsilon_{33}E_1 \quad (2.44)$$

где  $\varepsilon_{33}$  – диэлектрическая проницаемость.

Для вычисления МЭ коэффициента по напряжению используется условие разомкнутой электрической цепи:

$$\int_0^{l_p} D_p(z) dz = 0 \quad (2.45)$$

Подставляя выражение (2.44) в уравнение (2.45) и решая уравнение (2.45) для  $E_1$ , находим выражение для МЭ коэффициент по напряжению  $\alpha = \frac{E_1}{H_1}$

$$\alpha = \frac{k_p d_{15} q_{15} [(-1 + Q_4) Q_2 - Q_4 + 1]}{\left[ \left\{ (2s_{m44} k_p Q_4 + s_{p44} k_p t_p k_m Q_3) Q_2 + (-s_{p44} k_m Q_3 + k_p^2 t_p s_{m44} Q_4) Q_1 - 2s_{m44} k_p Q_4 \right\} K^2 - s_{p44} k_p t_p k_m Q_2 Q_3 - k_p^2 t_p s_{m44} Q_1 Q_4 \right] \varepsilon_{33}} \quad (2.46)$$

где  $Q_1 = \sin(k_p t_p)$ ,  $Q_2 = \cos(k_p t_p)$ ,  $Q_3 = \sin(k_m t_m)$ ,  $Q_4 = \cos(k_m t_m)$ .

$$k_m = \omega \sqrt{\rho_m s_{m44}}, \quad k_p = \omega \sqrt{\rho_p s_{p44}}, \quad k_s = \omega \sqrt{\rho_s s_{s44}}$$

$\omega$  – круговая частота,  ${}^p\rho$ ,  ${}^m\rho$  и  ${}^s\rho$  – плотности пьезоэлектрика, феррита и подложки.

Параметры материалов, используемые для численных расчетов приведены в таблице 1.

Таблица 2.1. Параметры материалов – коэффициент податливости  $s$ , пьезомагнитный коэффициент  $q$ , пьезоэлектрический коэффициент  $d$ , диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$ , плотность  $\rho$  для пьезоэлектрика PZT, никелевого феррита  $\text{NiFe}_2\text{O}_3$  (NFO) и титаната стронция ( $\text{SrTiO}_3$ ).

| <i>Material</i>          | $s_{44}$<br>( $10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$ ) | $q_{15}$<br>( $10^{-12} \text{ m/A}$ ) | $d_{15}$ ( $10^{-12} \text{ m/V}$ ) | $\varepsilon_{33}/\varepsilon_0$ | $\rho$ ( $10^3 \text{ kg/m}^3$ ) |
|--------------------------|-------------------------------------------------|----------------------------------------|-------------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|
| <i>PZT</i>               | 34                                              |                                        | -350                                | 1750                             | 7.5                              |
| <i>NFO</i>               | 12.6                                            | - 560                                  |                                     |                                  | 5.37                             |
| <i>SrTiO<sub>3</sub></i> | 4                                               |                                        |                                     |                                  | 7.75                             |

В качестве примера, на рис. 2.8 показан резонансный пик для сдвиговой моды для незакреплённой структуры PZT -  $\text{NiFe}_2\text{O}_3$ . Максимальное значение МЭ коэффициента 20 В/(смЭ) наблюдается на частоте около 0.8 GHz.

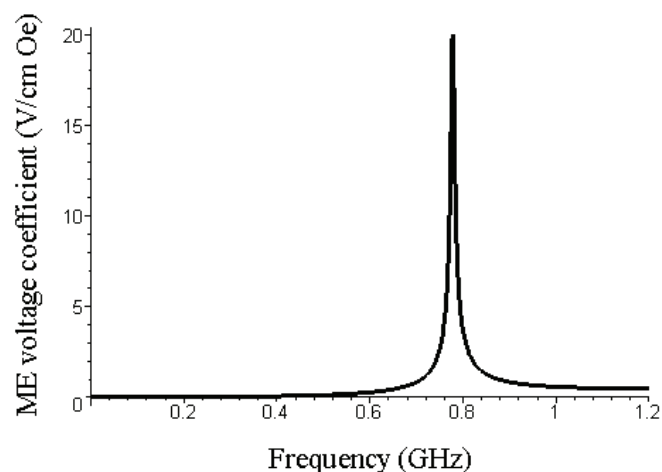


Рисунок 2.8 – Частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению для двухслойной структуры PZT толщиной 300 nm и NFO толщиной 2  $\mu\text{m}$  без подложки.

Размещение магнитострикционно-пьезоэлектрических пленок на подложке, как ожидается, приведет к двум важным эффектам: уменьшению частоты ЭМР за счет зажатия и разделению спектра. На рис. 2.9 показано семейство равноотстоящих пиков, которые являются линейными комбинациями мод, соответствующих подложке и МЭ структуре.

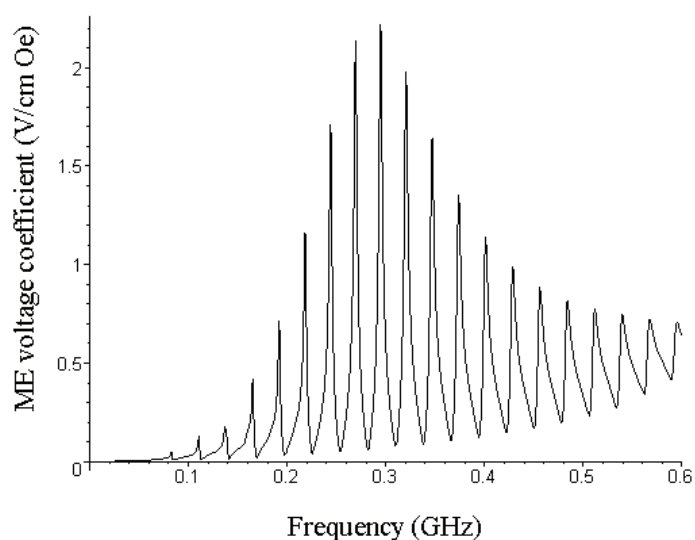


Рисунок 2.9 – Частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению для двухслойной структуры PZT толщиной 300 nm и NFO толщиной 2  $\mu\text{m}$  на подложке  $\text{SrTiO}_3$  толщиной 100  $\mu\text{m}$ .

Величина частотного диапазона между двумя последующими пиками определяется, прежде всего, толщиной подложки. АЧХ структуры показывает максимум на 0.3 ГГц. Этот максимум обусловлен ЭМР в МЭ структуре. Пиковое значение МЭ коэффициента 2,2 В/(смЭ) и примерно в десять раз меньше, чем для структуры без подложки.

Проведём исследование величины МЭ коэффициента по напряжению для двухслойной структуры на основе пьезоэлектрика – лантангаллиевого танталата  $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Ta}_{0.5}\text{O}_{14}$  (ЛГТ) Y-среза с размерами 15x5x0,4 мм и монокристаллического иттрий-железистого граната (ИЖГ), пластина с размерами 13x5x0,8 мм, ориентированная в плоскости (110) [66]. Математическая модель структуры рассчитывается с использованием уравнений (2.42-2.45). Для выражений обозначим длину образца  $L$ , ширину  $d$ , а толщину  $t$  так, чтобы удовлетворялись следующие условия:  $t \ll d \ll L$ . Длинную сторону ЛГТ расположим вдоль оси X, а ось Y в направлении толщины. Переменное магнитное поле прикладывается к магнитострикционной фазе вдоль оси X. При таких условиях, единственной ненулевой составляющей напряжения будет X-компонента. Пьезоэлектрические и магнитострикционные слои предполагаются идеально скрепленными вместе.

ЛГТ обладает симметрией 32 и характеризуется следующим тензором пьезоэлектрических коэффициентов  $d$ :

$$\begin{pmatrix} d_{11} & 0 & 0 \\ -d_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & -d_{14} & 0 \\ 0 & -2d_{11} & 0 \end{pmatrix}$$

Приведенное выражение показывает, что толщинно-сдвиговая деформация может индуцироваться только Y-компонентой электрического поля, а соответствующий пьезоэлектрический коэффициент равен  $-2d_{11}$ .

Выражение для МЭ коэффициент по напряжению для толщинно-сдвиговой моды определяется из уравнения движения среды, материальных и

уравнений электростатики и магнитостатики, закона упругости, условия разомкнутой цепи:

$$\alpha_E = \frac{2k_p d_{11} / \varepsilon_{11} q_{15} [1 - (1 - Q_4)Q_2 - Q_4]}{[(2s_{m44}Q_4 + s_{p66}t_p k_m Q_3)k_p Q_2 + (k_p^2 t_p s_{m44}Q_4 - s_{p66}k_m Q_3)Q_1 - 2s_{m44}k_p Q_4]K_p^2 - s_{p66}k_p t_p k_m Q_5 - k_p^2 t_p s_{m44}Q_6}, \quad (2.47)$$

где  $s_{p66}$  и  $s_{m44}$  – коэффициенты податливости для пьезоэлектрической и ферритовой фаз,  $d_{11}$ ,  $\varepsilon_{11}$  и  $K$  – пьезоэлектрический коэффициент, диэлектрическая проницаемость и электромеханический коэффициент связи ЛГТ,  $q_{15}$  – пьезомагнитный коэффициент для ИЖГ,  $Q_1 = \sin(k_p t_p)$ ,  $Q_2 = \cos(k_p t_p)$ ,  $Q_3 = \sin(k_m t_m)$ ,  $Q_4 = \cos(k_m t_m)$ ,  $k_m = \omega \sqrt{\rho_m s_{m44}}$ ,  $k_p = \omega \sqrt{\rho_p s_{p66}}$ ,  $Q_5 = Q_2 Q_3$ ,  $Q_6 = Q_1 Q_4$ ,  $\omega$  – круговая частота,  $\rho_p$  и  $\rho_m$  – плотность пьезоэлектрика и феррита.

Для теоретических оценок МЭ коэффициента связи двухслойной структуры ЛГТ (Y-среза) и ИЖГ использованы следующие материальные параметры компонентов:  $s_{p66} = 25 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{Н}$ ,  $s_{m44} = 13.1 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{Н}$ ,  $d_{11} = 6.5 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$ ,  $q_{15} = -25 \cdot 10^{-12} \text{ м/А}$ ,  $\varepsilon_{11}/\varepsilon_0 = 19.9$ . На рис. 2.10 показан график и экспериментальные данные для частотной зависимости МЭ коэффициента по напряжению для двухслойной структуры ЛГТ-ИЖГ при подмагничивающем поле 792 Э.

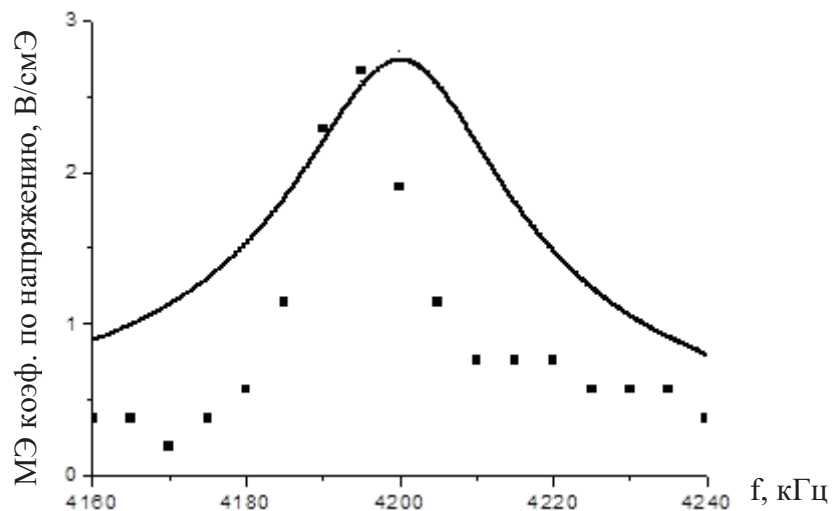


Рисунок 2.10 – Частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению для двухслойной структуры ЛГТ-ИЖГ при подмагничивающем поле 792 Э.

Итак, в области толщинно-сдвиговой моды ЭМР двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры наблюдается увеличение МЭ эффекта, при этом величина эффекта определяется сдвиговыми пьезомагнитным и пьезоэлектрическим модулями исходных компонентов.

## 2.4 Частотные свойства МЭ структур

В качестве примера рассмотрим частотную зависимость МЭ эффекта в структуре PMN-PT – никель. При этом численные оценки получены, исходя из следующих значений материальных параметров исходных компонент: для никеля  ${}^m s_{11}=4.9 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{Н}$ ,  ${}^m s_{12}=-1.7 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{Н}$ ,  ${}^m q_{11}+{}^m q_{12}= -1030 \cdot 10^{-12} \text{ м/А}$ ,  ${}^m \rho=8.9 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ ; для PMN-PT  ${}^p s_{11}= 23 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{Н}$ ;  ${}^p s_{12}= -8.3 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{Н}$ ;  ${}^p d_{31}= -600 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$ ,  ${}^p \varepsilon_{33}/\varepsilon_0= 4100$ ,  ${}^p \rho=8.1 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ . Следует отметить, что в реальных структурах существуют потери, которые необходимо учитывать в расчетах. Ширина резонансной линии может описываться путем введения комплексной частоты  $\omega = \omega' + i\omega''$ , где  $\omega'/\omega''=Q$ . Добротность линий ЭМР была эмпирически определена по ширине линии ЭМР. Расчетная частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению, а также зависимости низкочастотного и резонансных МЭ коэффициентов приведены на рис. 2.11 – 2.12.

Экспериментальные исследования МЭ эффекта были выполнены для двухслойной структуры состава PMN-PT – никель. Использовались образцы в форме диска диаметром  $R=6 \text{ мм}$ , толщиной  $0,5 \text{ мм}$ . Толщина слоя никеля изменялась в пределах от  $0,5$  до  $2 \text{ мм}$ . Измерения выполнены для поперечной ориентации электрического и магнитного полей (вектор электрической поляризации перпендикулярен магнитным полям) на частоте  $1 \text{ кГц}$  и в областях изгибной и радиальной мод электромеханического резонанса. Экспериментальная частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению, а также зависимости низкочастотного и резонансного МЭ коэффициентов приведены на рис. 2.13 – 2.14.

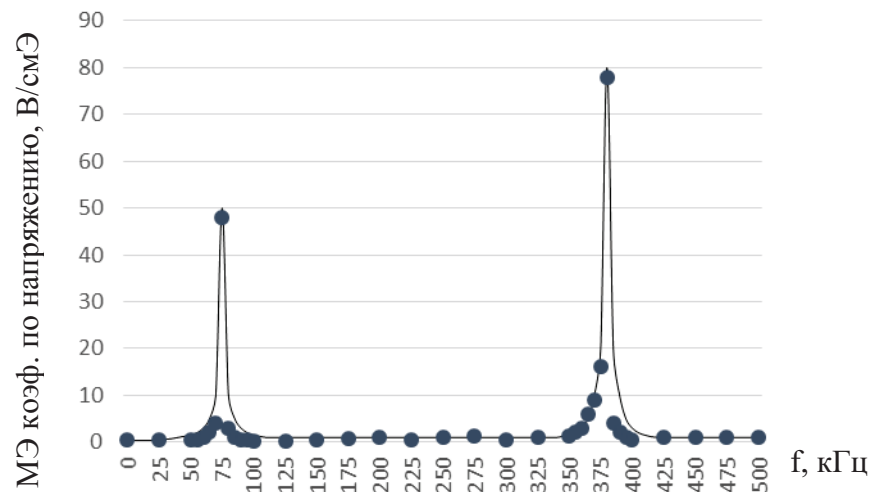


Рисунок 2.11 – Расчётная (сплошная линия) и экспериментальная (точки) частотные зависимости низкочастотного МЭ коэффициента по напряжению для двухслойной структуры состава PMN-PT – никель. Толщина слоя никеля – 0,5 мм, слоя PMN-PT – 0,5 мм.

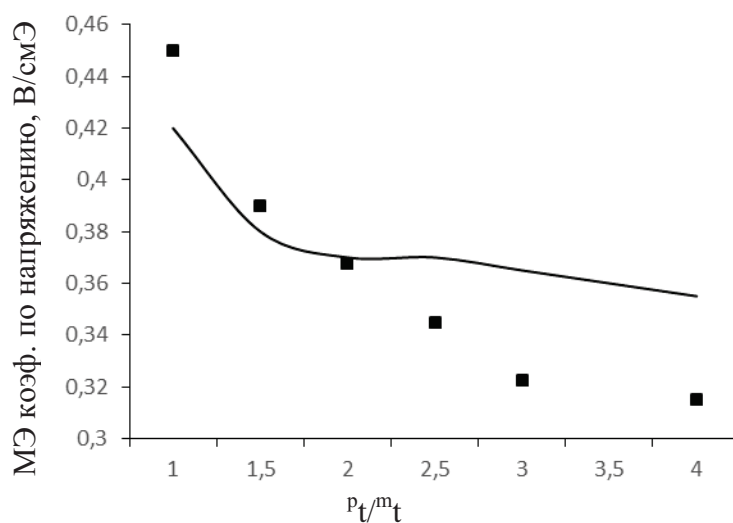


Рисунок 2.12 – Расчётная (сплошная линия) и экспериментальная (точки) зависимости низкочастотного МЭ коэффициента по напряжению для двухслойной структуры состава PMN-PT – никель от отношения толщин слоев компонент.

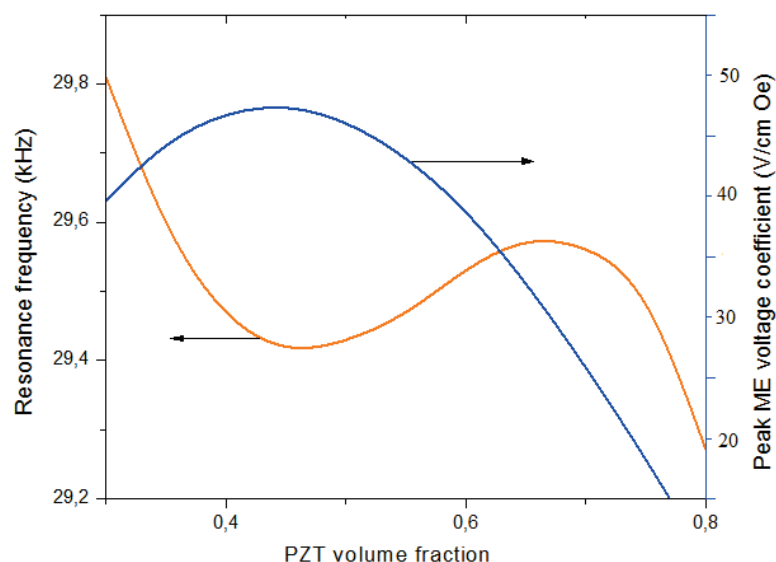


Рисунок 2.13 – Расчётные зависимости МЭ коэффициента по напряжению и резонансной частоты для изгибной моды двухслойной структуры состава PMN-PT – никель от объёмной доли пьезоэлектрика.

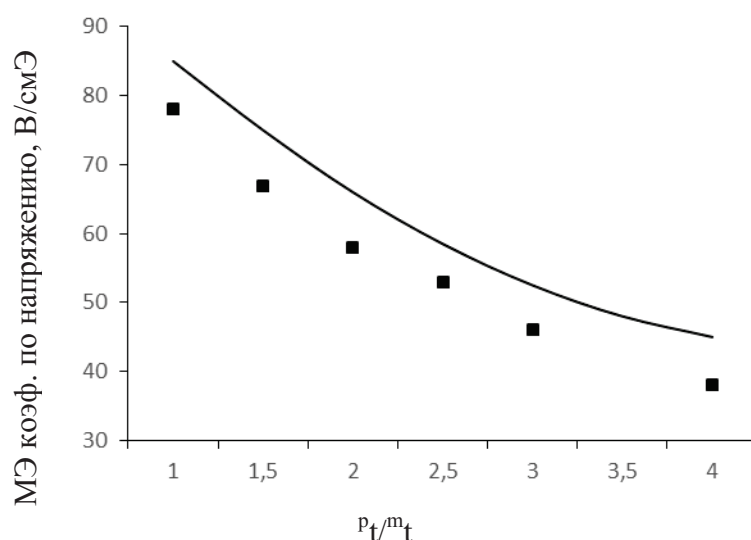


Рисунок 2.14 – Расчетные (сплошные линия) и экспериментальные (точки) зависимости МЭ коэффициента по напряжению для радиальной моды двухслойной структуры состава PMN-PT – никель от отношения толщин слоев компонент.

Рис. 2.11 показывает, что в области изгибной моды наблюдается возрастание МЭ коэффициента приблизительно в 100 раз по отношению к низкочастотному значению, а в области радиальной моды - приблизительно в

200 раз. При увеличении толщины слоя никеля (уменьшении объёмной доли пьезоэлектрика) имеет место увеличение как низкочастотного, так и резонансного МЭ коэффициентов (рис. 2.12 – 2.14). При этом резонансная частота изгибной моды понижается, а резонансная частота радиальной моды возрастает.

Таким образом, в данной работе рассмотрен МЭ эффект в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре в широком диапазоне частот. Получены явные выражения для МЭ коэффициента по напряжению в области изгибной и радиальной мод для образца в форме диска. Показано, что в области мод электромеханического резонанса наблюдается увеличение МЭ коэффициента в 100 - 200 раз по сравнению с его низкочастотным значением, при этом использование изгибной моды позволяет существенно снизить значение резонансной частоты. Результаты расчетов хорошо согласуются с данными измерений для двухслойных структур на основе никеля и пьезоэлектрика PMN-PT. Резонансное значение МЭ коэффициента достигает высоких значений, что делает образцы потенциально пригодными для использования при проектировании датчиков магнитного поля и преобразователей.

## **2.5 Эффект зажатия МЭ структуры со стороны подложки**

Рассмотрим магнитострикционно-пьезоэлектрические слоистые структуры в виде тонких пленок с длиной  $L$  и шириной, значительно меньшей  $L$ . Для оценки  $\alpha_E$  предполагается, что пьезоэлектрическая фаза электрически поляризуется в постоянном электрическом поле  $E_0$  и что к образцу приложено подмагничивающее поле  $H_0$ , а также переменное магнитное поле  $H$ , порождающее пьезомагнитную деформацию. Благодаря магнитострикции, переменное магнитное поле индуцирует колебания, распространяющиеся как по толщине, так и в плоскости пластины. В дальнейшем мы рассмотрим наиболее низкочастотные колебания, т.е. колебания, распространяющиеся вдоль длины образца. Отметим также, что МЭ эффект в структурах на

подложке рассматривался в ряде работ, в т.ч. в работе [73], где определены условия при которых отсутствует зажатие подложки.

Оценка  $\alpha_E$  для NFO-ЦТС слоистой структуры на подложке  $\text{SrTiO}_3$  ограничивается поперечными областями. Было показано ранее, что МЭ коэффициент напряжения, как ожидается, будет максимальным для полей с ориентацией, соответствующей минимальному размагничивающему полю т.е. постоянный ток смещения и переменное магнитное поле параллельны друг другу и направлению - 1 в плоскости образца, как на рис.2.15. В результате переменное электрическое поле изменяется вдоль спонтанной поляризации пленки ЦТС, направление - 3 служит для определения МЭ коэффициента напряжения  $\alpha_{E,31} = E_3/H_1$ .

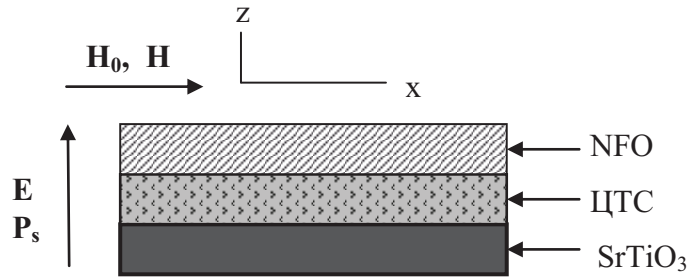


Рисунок 2.15 – NFO-ЦТС слои на подложке  $\text{SrTiO}_3$

Для поляризованной пьезоэлектрической фазы с симметрией  $\infty m$  и магнитострикционной фазы с кубической симметрией, следующие уравнения могут быть написаны для напряжения, электрического и магнитного смещения и полей:

$$\begin{aligned}
 {}^p S_1 &= {}^p s_{11}^E {}^p T_1 + {}^p d_{31} {}^p E_3; \\
 {}^p D_3 &= {}^p d_{31} {}^p T_1 + {}^p \epsilon_{33} {}^p E_3; \\
 {}^m S_1 &= {}^m s_{11}^B {}^m T_1 + {}^m h_{11} {}^m B_1; \\
 {}^m H_1 &= - {}^m h_{11} {}^m T_1 + 1/{}^m \mu_{11} {}^m B_1; \\
 {}^s S_1 &= {}^s s_{11} {}^s T_1;
 \end{aligned} \tag{2.48}$$

где  $S_1$  и  $T_1$  компоненты тензора напряжения и деформации,  $E_3$  и  $D_3$  компоненты вектора напряженности электрического поля и электрического

смещения,  $H_I$  и  $B_I$  компоненты вектора напряженности магнитного поля и магнитной индукции,  $h_{11}$  и  $d_{31}$  пьезомагнитный и пьезоэлектрический коэффициенты,  $\varepsilon_{33}$  диэлектрическая проницаемость и  $\mu_{11}$  магнитная проницаемость,  ${}^p s_{11}^E$  коэффициент податливости пьезоэлектрической константы электрического поля,  ${}^m s_{11}^B$  коэффициент податливости пьезомагнитной константы магнитной фазы и  ${}^s s_{33}$  коэффициент податливости подложки. Показатель степени  $p$ ,  $m$  и  $s$  соответствует пьезоэлектрической и пьезомагнитной фазе и подложке, соответственно.

Уравнение движения имеет вид:

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} = -k^2 u_1, \quad (2.49)$$

где  $u_1$  смещение в направлении  $x$ . Значение волны  $k$  определяется выражением:

$$k = \omega \sqrt{\left[ {}^p \rho \nu + {}^m \rho (1-\nu) + {}^s \rho \nu_s \right] \left[ \frac{\nu}{{}^p s_{11}^E} + \frac{1-\nu}{{}^m s_{11}^B} + \frac{\nu_s}{{}^s s_{11}} \right]^{-1}}, \quad (2.50)$$

где  $\omega$  циклическая частота,  ${}^p \rho$ ,  ${}^m \rho$  и  ${}^s \rho$  плотности пьезоэлектрика, пьезомагнетика и подложки,  $\nu = {}^p V / ({}^p V + {}^m V)$ ,  $\nu_s = {}^s V / ({}^p V + {}^m V)$  и  ${}^p V$ ,  ${}^m V$  и  ${}^s V$  -- объемы пьезоэлектрической и магнитострикционной фаз и подложки, соответственно.

Для решения уравнения (2.49) используются следующие граничные условия при  $x=0$  и  $x=L$ :

$${}^p T_I \nu + {}^m T_I (1-\nu) + {}^s T_I \nu_s = 0; \quad (2.51)$$

Известно, что несоответствие кристаллических решеток подложки и пьезоэлектрического слоя приводит к изменению пьезоэлектрического коэффициента и диэлектрической проницаемости. Это изменение может быть найдено, используя феноменологическую термодинамическую теорию Ландау-Гинзбурга-Девоншира [74]. Согласно этому подходу, термодинамический потенциал  $G'$

$$G' = G + T_1 S_{R1} + T_2 S_{R2} + T_3 S_{R3}, \quad (2.52)$$

где  $S_{Ri}$  и  $T_i$  непосредственно деформация и напряжение компонентов. Упругая функция Гиббса сегнетоэлектрической тонкой пленки, расположенной в плоскости (001), на подложке с кубической структурой описывается выражением

$$G = a_1 P_3^2 + a_{11} P_3^4 + a_{111} P_3^6 - \frac{s_{11}}{2} (T_1^2 + T_2^2) - s_{12} T_1 T_2 - Q_{12} (T_1 + T_2) P_3^2 \quad (2.53)$$

где  $a_1$  и  $a_{111}$  – сегнетоэлектрические жесткости,  $s_{ij}$  – упругая податливость,  $Q_{12}$  – коэффициент электрострикции. Напряжения в компонентах могут быть найдены, используя условия механики  $\partial G / \partial T_1 = -S_{R1}$  и  $\partial G / \partial T_2 = -S_{R2}$ . В нашем случае  $S_{R1} = S_{R2} = S_m$ , где деформацию, обусловленную несоответствием,  $S_m = (b - a_0) / a_0$  можно рассчитать, используя параметр решетки подложки  $b$  и эквивалентную кубическую постоянную решетки свободной пленки  $a_0$ . Для пленки ЦТС на подложке из  $\text{SrTiO}_3$   $a_0 = 0.403 \text{ nm}$  и  $b = 0.393 \text{ nm}$ . Следует отметить, что деформация, возникающая из-за несоответствия кристаллических решёток феррита и ЦТС является незначительной, поскольку толщина феррита считается малой по сравнению с толщиной подложки.

Пьезоэлектрические коэффициенты определяются с помощью  ${}^P d_{in} = {}^P b_{kn} {}^P \chi_{ki}^T$ ,  ${}^P e_{in} = -{}^P b'_{kn} {}^P \chi_{ki}^S$ , где относительная диэлектрическая проницаемость и коэффициент  ${}^P b_{ij}$  определяется  ${}^P \chi_{ki} = \left( \frac{\partial^2 G'}{\partial P_k \partial P_i} \right)^{-1}$ ,  ${}^P b_{kn} = -\frac{\partial^2 G}{\partial P_k \partial T_n}$ ,  ${}^P b'_{kn} = -\frac{\partial^2 G}{\partial P_k \partial S_n}$

Используя уравнения с параметрами [75] функции Гиббса позволяет определить постоянную диэлектрической проницаемости и пьезоэлектрического коэффициента для ЦТС:  ${}^P \varepsilon_{11} / \varepsilon_0 = 51$ ,  ${}^P d_{31} = -18 \text{ pm/V}$ ,  ${}^P d_{33} = 43 \text{ pm/V}$ . Так же пьезомагнитные параметры пленки NFO должны быть меньше по сравнению со средними NFO. Все же, в композитных пленках NFO/ЦТС/STO, нижний слой ЦТС действует как буфер и эффективно отделяет подложку STO и напряжение сжатия в слое NFO практически отсутствует [76]. В дальнейшем, мы игнорируем влияние остаточных напряжений в NFO, возникающих в связи с несоответствием решетки.

$\alpha_{E31}$  численно рассчитывается на основе уравнений (2.43), (2.44) и (2.45) и

при этом используется условие  $D_3=0$  [77]. Чтобы учесть потери энергии, мы считаем комплексную  $\omega$  и рассчитываем ее как  $\omega' - i\omega''$  с  $\omega''/\omega' = 10^{-3}$ .

На рис. 2.16 – 2.17 показаны зависимости МЭ коэффициента напряжения от частоты для свободного образца состава NFO- ЦТС без учета влияния подложки для параметров материала, приведенных в таблице. Повышение резонансного МЭ эффекта получено на частоте антирезонанса. Для одиночной нанослоистой структуры,  $\alpha_{E13}$  увеличивается с увеличением толщины ЦТС, достигая максимального значения 280 V/cm Oe для  $\nu = 0.5$  и уменьшается с увеличением  $\nu$ . Резкое уменьшение  $\alpha_{E31}$  показано на рисунке 2.18, когда пленка размещена на подложке SrTiO<sub>3</sub>. Это уменьшение обусловлено (i) эффектом зажатия подложки и (ii) изменение в пьезоэлектрическом коэффициенте и диэлектрической проницаемости слоя ЦТС из-за несоответствия решетки. Рисунок 2.18 показывает изменение пиковых значений  $\alpha_{E31}$  с изменением объемной доли  $\nu_s$  в соответствии с частотой ЭМР равному пику  $\alpha_{E31}$ . На рисунке 2.18 видно, что дальнейшее увеличение  $\nu_s$  приводит к существенному уменьшению  $\alpha_{E31}$  и МЭ эффект исчезает, когда толщина пленки составляет 1/20 и менее от толщины подложки SrTiO<sub>3</sub>. Сдвиг частоты ЭМР в сторону больших значений обусловлен изменением эффективной податливости образца с ростом толщины подложки.

Таблица 2.2 – Параметры материала (коэффициент податливости  $s$ , пьезомагнитный коэффициент  $q$ , диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  и плотность  $\rho$ ) для NiFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>, ЦТС и SrTiO<sub>3</sub> используются для теоретических оценок.

| Материал           | $s_{11}$ ( $10^{-12}$ м <sup>2</sup> /N) | $q_{11}$ ( $10^{-12}$ м/А) | $d_{31}$ ( $10^{-12}$ м/В) | $d_{33}$ ( $10^{-12}$ м/В) | $\varepsilon_{11}/\varepsilon_0$ | $\rho$ (г/см <sup>3</sup> ) |
|--------------------|------------------------------------------|----------------------------|----------------------------|----------------------------|----------------------------------|-----------------------------|
| ЦТС                | 15.3                                     |                            | 125                        | -400                       | 1750                             | 7.75                        |
| NFO                | 6.5                                      | -680                       |                            |                            |                                  | 5.37                        |
| SrTiO <sub>3</sub> | 3.3                                      |                            |                            |                            |                                  | 5.13                        |

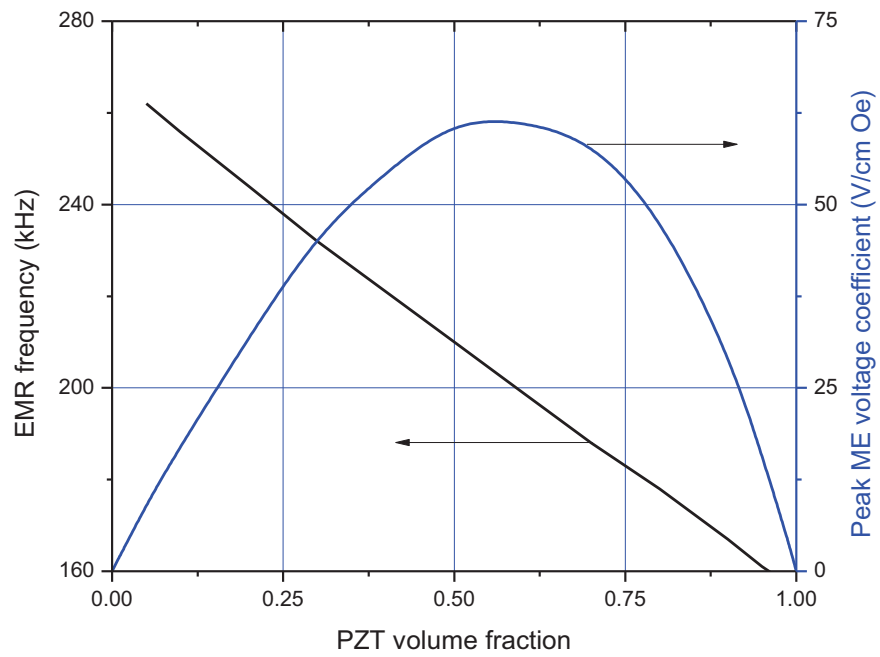
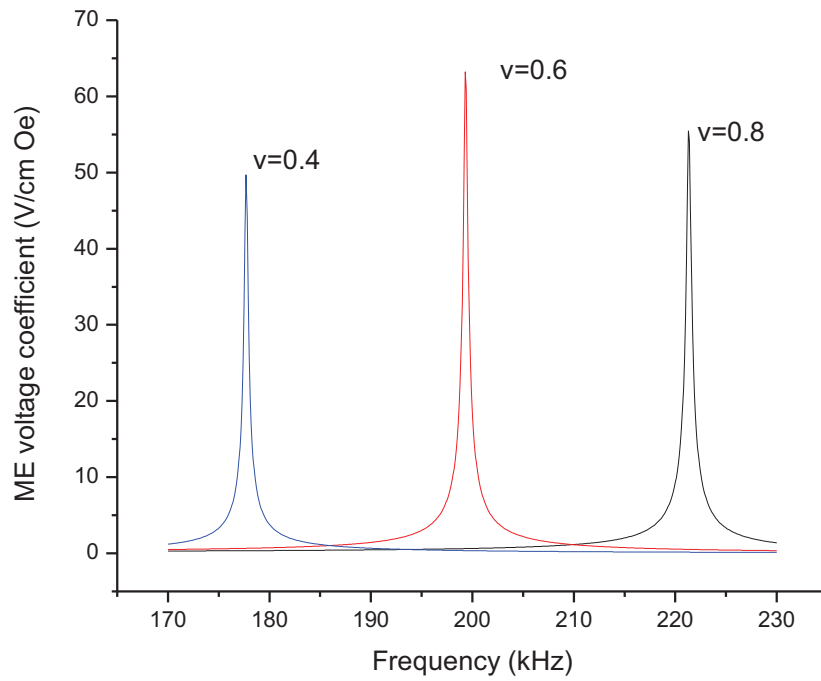


Рисунок 2.16 – Предполагаемая зависимость МЭ коэффициента напряжения  $\alpha_{E,13} = \delta E_3 / \delta H_1$  от частоты показана для свободной слоистой структуры для различных  $\nu$  ЦТС.

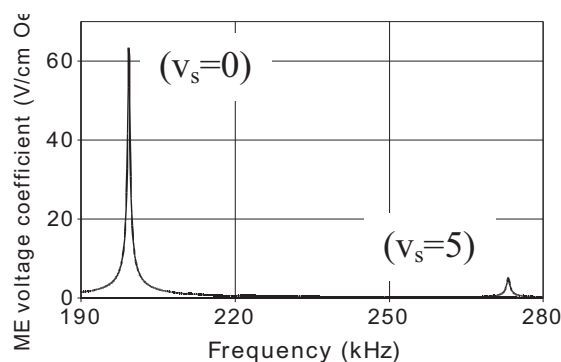


Рисунок 2.17 – Зависимость МЭ коэффициента напряжения от частоты показана для свободной слоистой структуры,  $v_s=0$  и для структуры на подложке из  $\text{SrTiO}_3$  при  $v_s=5$  и объёмной доли ЦТС равной 0.6.

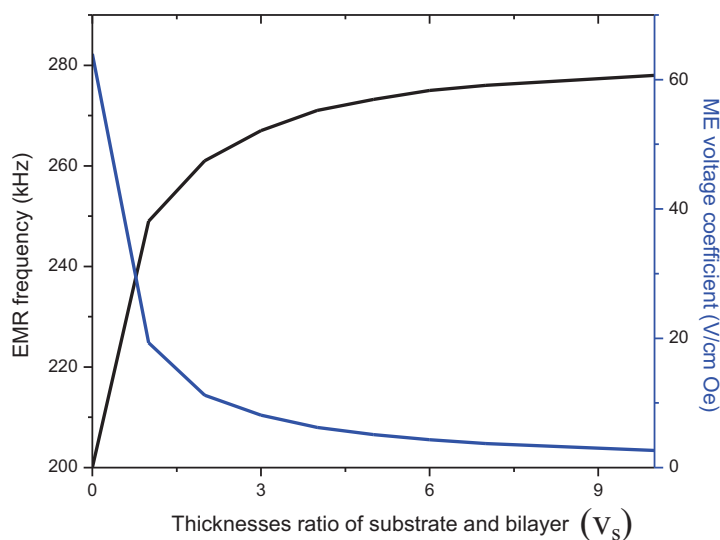


Рисунок 2.18 – Зависимость максимальных значений МЭ коэффициента и соответствующих им частот ЭМР от относительной толщины подложки.

Объёмная доля ЦТС равна 0.6.

## 2.6 МЭ эффект в нанотрубках

Как видно из результатов на рис. 2.17 и 2.18, зажатие со стороны подложки ослабляет МЭ свойства слоистой структуры. Поэтому, в качестве альтернативы, мы моделируем МЭ эффект в системе нанотрубок NFO, размещённых в матрице из ЦТС. В таких гетероструктурах зажатие со стороны подложки, на которой они выращиваются, ограничено. Zheng и др. [78]

продемонстрировали матрицу нанотрубок из  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  на  $\text{BaTiO}_3$ , полученную путем импульсного лазерного осаждения (001) на подложку  $\text{SrTiO}_3$ . Здесь мы рассматриваем нанотрубки из NFO и ЦТС. Единичная ячейка такой структуры может быть смоделирована как два коаксиальных цилиндра из феррита и ЦТС на подложке из  $\text{SrTiO}_3$ . Что касается механического соединения, такие структуры известны как 3-1 композиты. Направление электрического и постоянного и переменного поля должны совпадать с осью цилиндров.

Мы считаем столбцы с длиной  $L$  гораздо больше их радиуса  $R$ . В этом случае эффект размагничивания становится пренебрежимо малым.

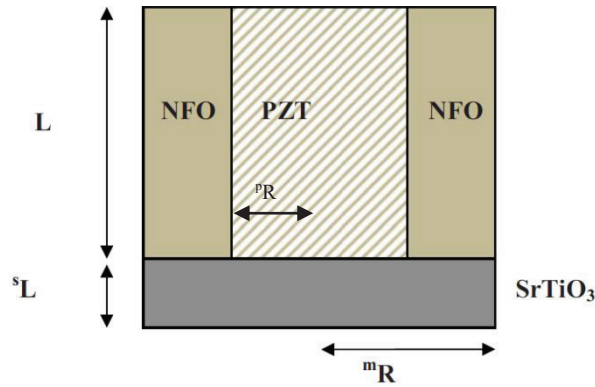


Рисунок 2.19 – Нанотрубка NFO и ЦТС радиусом  ${}^mR$  и длиной  $L$  на подложке  $\text{SrTiO}_3$  с толщиной  ${}^sL$

Следующие уравнения справедливы для нанотрубок:

$$\begin{aligned}
 {}^pS_3 &= {}^ps^D_{33} {}^pT_3 + {}^pg_{33} {}^pD_3; \\
 {}^pE_3 &= -{}^pg_{33} {}^pT_3 + 1/{}^p\epsilon_{33} {}^pD_3; \\
 {}^mS_3 &= {}^ms^B_{33} {}^mT_3 + {}^mh_{33} {}^mB_3; \\
 {}^mH_3 &= -{}^mh_{33} {}^mT_3 + 1/{}^m\mu_{33} {}^mB_3; \\
 {}^sS_3 &= {}^ss_{33} {}^sT_3;
 \end{aligned} \tag{2.54}$$

где  $g_{33}$  пьезоэлектрический коэффициент,  ${}^ps^D_{33}$  коэффициент податливости при постоянной электрической индукции.

Уравнения движения для столбцов и подложки определяется согласно уравнению (2.1) в котором  $u_1$  должно быть заменено на  $u_3$ .

Значения  $k$  и  ${}^s k$  для трубок и подложки определяются уравнением:

$$k = \omega \sqrt{\left[ {}^p \rho v + {}^m \rho (1-v) \right] \left[ \frac{v}{{}^p s_{33}^D} + \frac{1-v}{{}^m s_{33}^B} \right]^{-1}}, \quad {}^s k = \omega \sqrt{{}^s \rho {}^s s_{33}} \quad (2.55)$$

Граничное условие для данного случая:

$${}^p T_3 v + {}^m T_3 (1-v) = 0 \text{ at } z=L;$$

$${}^p u_3 = {}^s u_3 \text{ at } z=0;$$

$${}^p T_3 v + {}^m T_3 (1-v) = {}^s T_3 \text{ at } z=0; \quad (2.56)$$

$${}^s T_3 = 0 \text{ at } z=-{}^s L;$$

где  ${}^s L$  толщина подложки.

Решение уравнения движения среды для нанотрубок и подложки с учетом (2.53-2.56) позволяет численно рассчитать МЭ коэффициент по напряжению  $\alpha_{E33}$ . Результаты вычисления показаны для свободных трубок состава NFO-ЦТС на рис. 2.20. Для того, чтобы видеть влияние эффекта несоответствия решетки, на рис. 2.21 приведены численные значения при использовании параметров для объемных материалов.

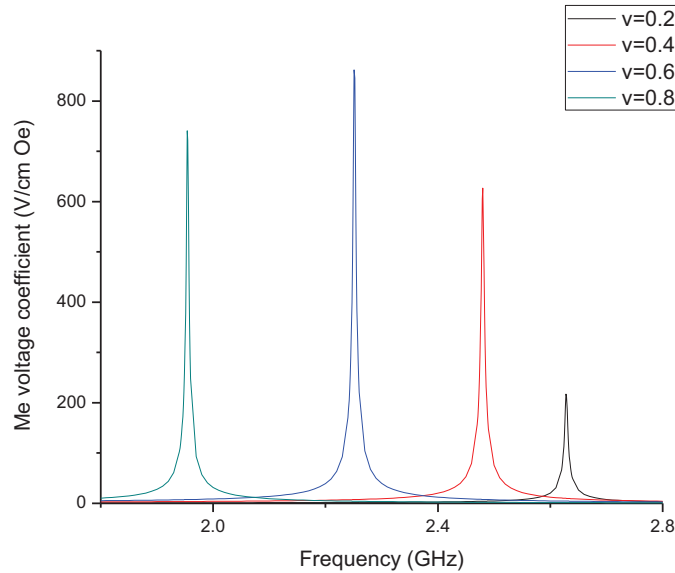


Рисунок 2.20 – Частотная зависимость МЭ коэффициента напряжения для нанотрубки NFO и ЦТС с  $L=1\mu\text{m}$  без учета зажатия со стороны подложки

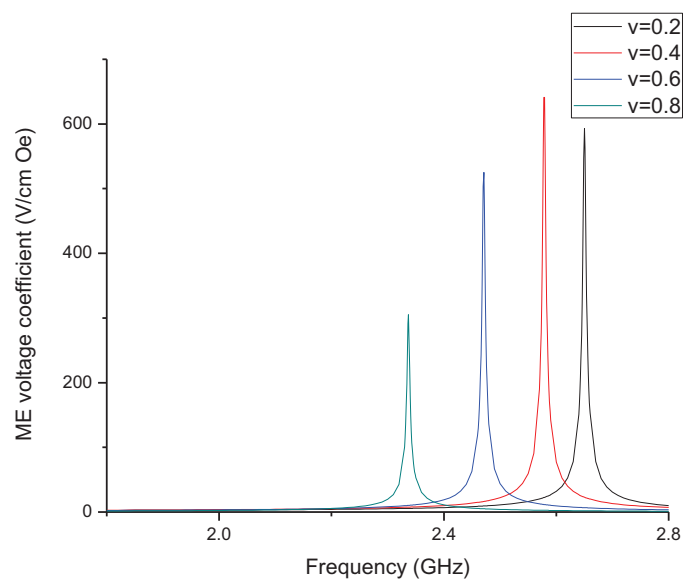


Рисунок 2.21 – Расчетная зависимость МЭ коэффициента по напряжению для трубок NFO и ЦТС от частоты при использовании параметров объемного материала без учета зажатия со стороны подложки.

На Рис. 2.20 и 2.21 показано, что для реальных структур эффект несоответствия решетки на 30% увеличивает пики МЭ коэффициента напряжения. Установка нанотрубок на подложку приводит к спектру, состоящему из семейства пиков, расположенных на равных интервалах. Расстояние между двумя пиками существенно зависит от толщины подложки. Максимум пиков соответствует частоте ЭМР нанотрубки. Частота ЭМР слоистой структуры становится меньше по сравнению со свободными столбцами из-за эффекта зажатия со стороны подложки. На рис. 2.22 приведен спектр ЭМР МЭ коэффициента напряжения для нанотрубок NFO и ЦТС с  $L=1\mu\text{m}$  и  $^pR/^mR=0.6$  на подложке  $\text{SrTiO}_3$  с  $^sL/L=10$ .

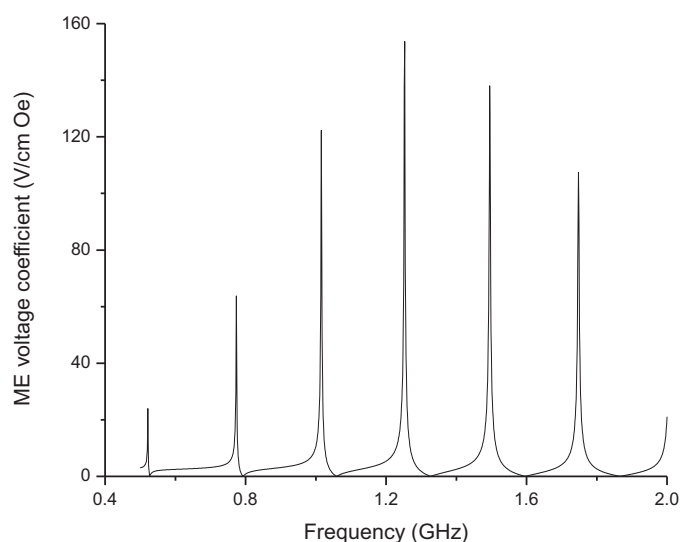
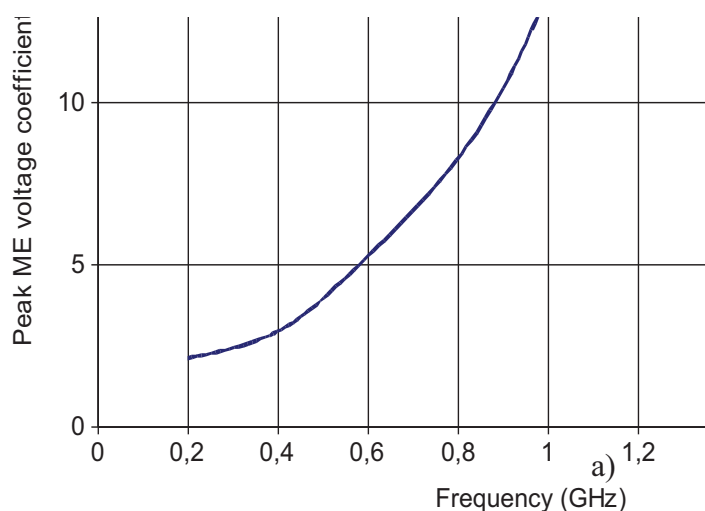


Рисунок 2.22 – Частотная зависимость МЭ коэффициента напряжения нанотрубки NFO и PZT с  $L=1\mu\text{m}$  и  $^PR^mR=0.6$  на подложке  $\text{SrTiO}_3$  с  $^sL/L=10$

Рис. 2.22 показывает, что пик МЭ коэффициента напряжения снижен при факторе равном 6 в сравнении со свободной трубкой. Дальнейшее уменьшение МЭ связи показано на рис. 2.23 для подложки с  $^sL/L=100$ . По нашим оценкам, в этом случае максимум резонансных линий примерно равен 19 V/cm Oe на 1.25 GHz. Частотная зависимость для трех изолированных резонансных линий показана на рис. 2.24.



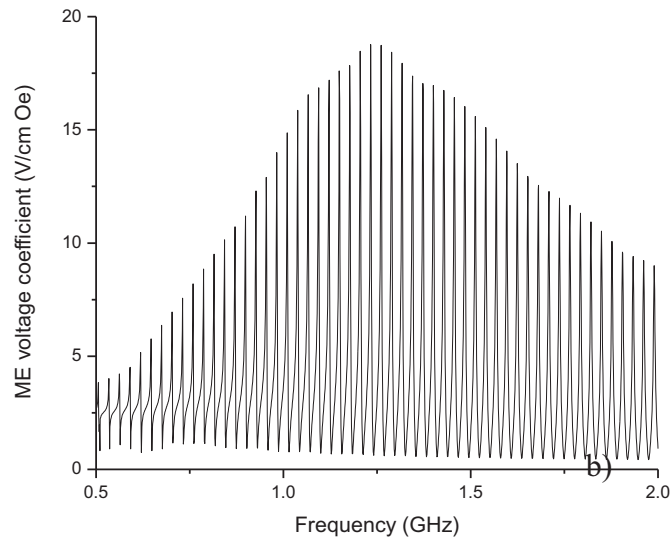


Рисунок 2.23 – Частотная зависимость МЭ коэффициента напряжения для нанотрубок NFO и PZT с  $L=1\mu\text{m}$  и  $^PR^mR=0.6$  на подложке  $\text{SrTiO}_3$  с  $^sL/L=100$ .

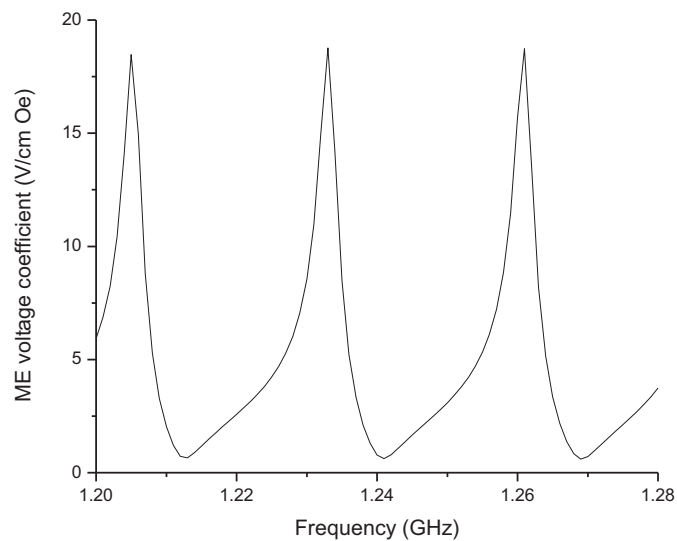


Рисунок 2.24 – Частотная зависимость МЭ коэффициента напряжения для нанотрубок NFO и PZT с  $L=1\mu\text{m}$  и  $^PR^mR=0.6$  на подложке  $\text{SrTiO}_3$  с  $^sL/L=100$ . Резонансные линии показаны для узкой частотной области соответствующей максимуму МЭ коэффициента напряжения.

## 2.7 МЭ эффект в нанопроволоке

Сейчас, мы рассмотрим геометрию нанопроволоки из феррита-ЦТС, выращенную на образце  $\text{SrTiO}_3$  как показано на рис. 2.25

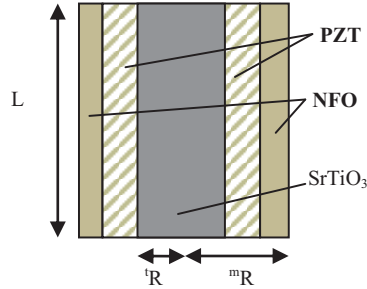


Рисунок 2.25 – Нанопроволока NFO и PZT радиусом  $^mR$  и длиной  $L$  выращенная на подложке  $\text{SrTiO}_3$  радиусом  $^tR$

Расчет МЭ коэффициента напряжения может быть проведен аналогично расчету для нанотрубок. При этом мы должны добавить дополнительное уравнение (7) для учета влияния основания из  $\text{SrTiO}_3$ :

$$^tS_3 = ^ts_{33} ^tT_3 ; \quad (2.57)$$

где  $^tS_3$  и  $^tT_3$  компоненты тензора деформации и напряжения для основания и  $^ts_{33}$  коэффициент податливости.

Уравнение движения для проволоки аналогично уравнению для нанотрубки на трубку со следующим волновым числом:

$$k = \omega \sqrt{\left[ p \rho v + ^m \rho (1-v) + ^t \rho v_t \right] \left[ \frac{v}{p s_{33}^D} + \frac{1-v}{m s_{33}^B} + \frac{v_t}{t s_{33}} \right]^{-1}}, \quad (2.58)$$

где  $v_t = ^tV / (^pV + ^mV)$  и  $^tV$  – объемная доля основания.

Граничные условия для данного случая:

$$^pT_3 v + ^mT_3 (1-v) + ^tT_3 v_t = 0 \text{ at } z=L; \quad (2.59)$$

$$^pT_3 v + ^mT_3 (1-v) + ^tT_3 v_t = 0 \text{ at } z=0.$$

Уравнения движения для нанопроволоки и основания, принимая во внимание уравнения (2.53) и (2.57–2.59), численно решаются для получения зависимости МЭ коэффициента по напряжению  $\alpha_{E,33}$  от частоты. Результаты

расчета показаны на рисунке 2.26 для свободной нанопроволоки. Для оболочки состава NFO-PZT (проволока без основания) зависимость  $\alpha_{E,33}$  от частоты и объемной доли аналогична зависимости для свободной нанотрубки (рис. 2.20). Увеличение радиуса основания из  $\text{SrTiO}_3$  приводит к уменьшению  $\alpha_{E,33}$ , на 40% для радиуса основания, равного половине наружного диаметра структуры. При этом частота резонанса увеличивается из-за изменения средней податливости структуры.

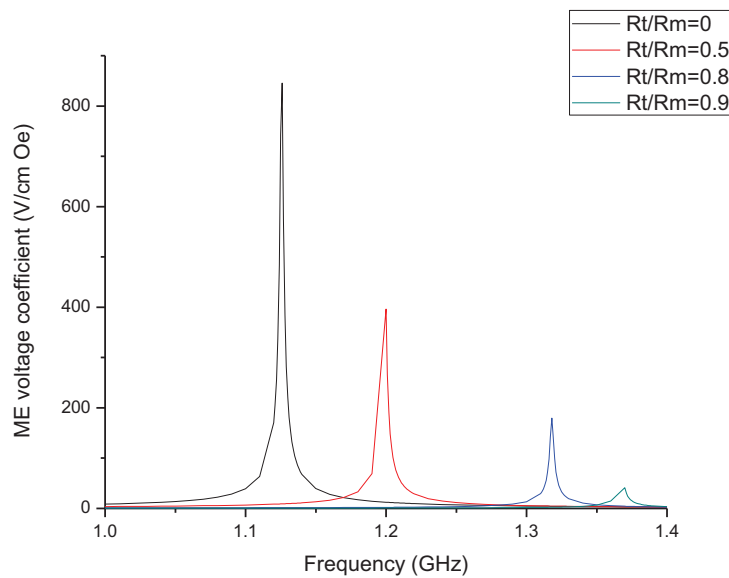


Рисунок 2.26 – Частотная зависимость МЭ коэффициента напряжения для нанопроволоки NFO-PZT для серии радиусов основания из  $\text{SrTiO}_3$

## 2.8 Выводы

В данной главе разработана теоретическая модель МЭ взаимодействия в феррит-пьезоэлектрических нанослоистых структурах, нанотрубках и нанопроволоки в области ЭМР. Для нанопленок состава NFO-PZT на подложке из  $\text{SrTiO}_3$  МЭ взаимодействие меньше, чем для свободной слоистой структуры из-за сильного влияния зажатия со стороны подложки. При увеличении

толщины подложки слоистой структуры МЭ коэффициент нелинейно убывает, а частота ЭМР увеличивается.

Изменение МЭ взаимодействия, обусловленное несоответствием параметров кристаллических решеток компонент структуры и подложки учтено с помощью классической термодинамической теории Ландау-Гинзбурга-Девоншира.

МЭ эффект в области продольной моды ЭМР в слоистых структурах на подложке уменьшается, что связано с эффектом зажатия со стороны подложки. Смещение частоты ЭМР обусловлено изменением вклада подложки в среднюю жёсткость структуры.

Частота резонанса МЭ коэффициента на изгибной моде в магнитострикционно - пьезоэлектрических композитах лежит много ниже частоты аксиальной моды ЭМР. При уменьшении толщины слоя пьезоэлектрика имеет место увеличение резонансного МЭ коэффициента вследствие увеличения аксиальных напряжений в пьезоэлектрическом слое.

В области толщинно-сдвиговой моды ЭМР двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры наблюдается увеличение МЭ эффекта, при этом величина эффекта определяется сдвиговыми пьезомагнитным и пьезоэлектрическим модулями исходных компонентов.

Для нанотрубок на подложке линии спектра ЭМР МЭ коэффициента по напряжению состоят из семейства равноудаленных пиков. Расстояние между пиками определяется в основном толщиной подложки. Максимум огибающей семейства резонансных линий соответствует частоте ЭМР нанотрубки. Для нанотрубок из NFO и PZT длиной 1 мкм на подложке  $\text{SrTiO}_3$  с толщиной 100 мкм, максимальное значение МЭ коэффициента по напряжению равно 19 В/смЭ на частоте 1.25 ГГц. В случае нанопроволоки МЭ взаимодействие уменьшается при увеличении радиуса нанопроволоки.

### 3 СВОЙСТВА МЭ СТРУКТУР В ОБЛАСТИ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

Свойства МЭ структур в области магнитного резонанса могут быть использованы при проектировании, прежде всего, различных СВЧ МЭ устройств таких, например, как фазовращатели, фильтры, гираторы, аттенюаторы и прочие устройства, где важна перестройка ферро-магнитного резонанса по частоте.

#### 3.1 Моделирование структуры

Изучение высокочастотной МЭ восприимчивости композита состава феррит-ЦТС имеет критически важное значение для базового понимания МЭ эффекта, разработки технологий и создания устройств на этом эффекте. Взаимодействие электрической и магнитной подсистем в композите может быть выражено с точки зрения МЭ восприимчивости. В общем, магнитная, электрическая и МЭ восприимчивости определяются следующими уравнениями [14, 79]:

$$\begin{aligned} P &= \chi^E E + \chi^{EM} H, \\ M &= \chi^{ME} E + \chi^M H. \end{aligned} \quad (3.1)$$

где  $P$  – электрическая поляризация,  $M$  – намагниченность,  $E$  и  $H$  – напряженности внешних электрического и магнитного полей,  $\chi^E$  и  $\chi^M$  – электрическая и магнитная восприимчивости, а  $\chi^{EM}$  и  $\chi^{ME}$  – МЭ восприимчивости при том, что  $\chi_{ik}^{ME} = \chi_{ki}^{EM}$ .  $P$ ,  $M$ ,  $E$  и  $H$  в (3.1), как правило, содержат переменную и постоянную составляющие. Например, для  $P$ :

$$P = P_0 + p \exp(i\omega t).$$

Для СВЧ диапазона МЭ восприимчивость определяется выражениями:

$$\begin{aligned} p &= \chi^E e + \chi^{EM} h, \\ m &= \chi^{ME} e + \chi^M h. \end{aligned} \quad (3.2)$$

В уравнении (3.2) восприимчивости зависят от постоянных полей. Рассмотрим тензор магнитной восприимчивости композита, в котором МЭ взаимодействия имеют важное значение [7,79,80]. Образец подвергается влиянию постоянных электрического и магнитного полей и переменного магнитного поля. Плотность термодинамического потенциала можно записать в виде:

$$W = W_0 + W_{ME}, \quad (3.3)$$

где  $W_0$  – плотность термодинамического потенциала при  $E=0$ , а

$$W_{ME} = B_{ikn} E_i M_k M_n + b_{ijkn} E_i E_j M_k M_n. \quad (3.4)$$

где  $B_{ikn}$  и  $b_{ijkn}$  – линейная и билинейная МЭ константы, соответственно. Число независимых составляющих определяется структурой материала. Для поляризованных композитов основной вклад в  $W_{ME}$  вносит линейная МЭ константа  $B_{ikn}$ . Если композит не поляризован, то билинейная МЭ константа является доминирующей. Оба МЭ условия (линейное и билинейное) важны, если композит поляризован частично [14]. Воспользуемся методом эффективных размагничивающих факторов [81], чтобы решить линеаризованное уравнение движения намагниченности. В результате можно получить следующее выражение для магнитной восприимчивости:

$$\chi^M = \begin{bmatrix} \chi_1 & \chi_s + i\chi_a & 0 \\ \chi_s - i\chi_a & \chi_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (3.5)$$

где

$$\chi_1 = D^{-1} \gamma^2 M_0 [H_{03'} + M_0 \sum_i (N_{2'2'}^i - N_{3'3'}^i)];$$

$$\chi_2 = D^{-1} \gamma^2 M_0 [H_{03'} + M_0 \sum_i (N_{1'1'}^i - N_{3'3'}^i)];$$

$$\chi_s = -D^{-1} \gamma^2 M_0^2 \sum_i N_{1'2'}^i;$$

$$\chi_a = D^{-1} \gamma M_0 \omega;$$

$$D = \omega_0^2 - \omega^2;$$

$$\begin{aligned} \omega_0^2 = & \gamma^2 [H_{03'} + \sum_i (N_{1'1'}^i - N_{3'3'}^i) M_0] [H_{03'} + \\ & + \sum_i (N_{2'2'}^i - N_{3'3'}^i) M_0] - (\sum_i N_{1'2'}^i M_0)^2. \end{aligned}$$

здесь  $\gamma$  – магнитомеханическое отношение,  $\omega$  – угловая частота,  $N_{k'n'}^i$  – размагничивающие факторы, описывающие эффективные магнитные поля анизотропии,  $1', 2', 3'$  является системой координат, в которой ось  $3'$  направлена вдоль равновесия намагниченности. В уравнении (3.5) суммирование ведется по всем видам магнитной анизотропии. МЭ взаимодействие характеризуется дополнительным слагаемым ( $i = E$ ).

$$N_{k'n'}^E = 2(B_{ikn} + b_{ijkn}E_{oj})E_{oi}\beta_{k'k}\beta_{n'n}, \quad (3.6)$$

где  $\beta$  является матрицей направляющих косинусов осей  $(1', 2', 3')$  по отношению к кристаллографической системе координат  $(1, 2, 3)$ .

Следует отметить, что  $\chi_{33}^M = 0$  в уравнении (3.5), поскольку предполагается, что образец будет намагничен полем поляризации до насыщения (до образования единого домена). Используя уравнение (3.5), легко заметить, что сдвиг резонансной линии при приложении электрического поля можно выразить в первом порядке по величине  $N_{kl}^E$ :

$$\delta H_E = -\frac{M_0}{Q_1} [Q_2(N_{11}^E - N_{33}^E) + Q_3(N_{22}^E - N_{33}^E) - Q_4 N_{12}^E], \quad (3.7)$$

где

$$\begin{aligned} Q_1 &= 2H_3 + M_0 \sum_{i \neq E} [(N_{11}^E - N_{33}^E) + (N_{22}^E - N_{33}^E)]; \\ Q_2 &= \left[ H_3 + M_0 \sum_{i \neq E} (N_{22}^E - N_{33}^E) \right]; \\ Q_3 &= \left[ H_3 + M_0 \sum_{i \neq E} (N_{11}^E - N_{33}^E) \right]; \\ Q_4 &= 2M_0 \sum_{i \neq E} N_{12}^i. \end{aligned}$$

Уравнение (3.7) позволяет определить МЭ константы композита и, следовательно, истолковать полученные данные о резонансном МЕ эффекте.

Далее находим общее выражение для тензора магнитной восприимчивости феррит-пьезоэлектрического композита, предполагая, что структура имеет симметрию  $3m$  или  $4mm$ . В этом случае уравнение (3.4) преобразуется к виду:

$$W_{ME} = E_1[-2B_{22}M_1M_2 + 2B_{15}M_1M_3] + E_1[B_{22}(M_2^2 - M_1^2) + 2B_{15}M_2M_3] +$$

$$\begin{aligned}
& + E_3(B_{33} - B_{31})M_3^2 + E_1^2[(b_{11} - b_{12})M_1^2 + (b_{13} - b_{12})M_3^2 + 2b_{14}M_2M_3] + \\
& + E_2^2[(b_{11} - b_{12})M_2^2 + (b_{13} - b_{12})M_3^2 - 2b_{14}M_2M_3] + E_3^2(b_{33} - b_{31})M_3^2 + \\
& + 2E_2E_3(b_{41}M_1^2 - b_{41}M_2^2 + 2b_{44}M_2M_3) + 4E_1E_3(b_{44}M_1M_3 + B_{41}M_1M_2) + \\
& + 4E_1E_2(b_{14}M_1M_3 + b_{66}M_1M_2)
\end{aligned} \tag{3.8}$$

где  $b_{66} = (b_{11} - b_{12})/2$  для  $3m$  точечной группы симметрии и  $B_{22} = b_{14} = b_{41} = 0$  для  $4mm$ . Будем считать, что матрица направляющих косинусов  $\beta$  имеет вид

$$\hat{\beta} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \Theta & -\sin \Theta \\ 0 & \sin \Theta & \cos \Theta \end{bmatrix}. \tag{3.9}$$

где  $\Theta$  – угол между равновесием намагниченности и осью симметрии кристалла. Рассмотрим образец в форме диска в базисной плоскости и с одноосной магнитной анизотропией, которую получаем из уравнений (3.6), (3.7) и (3.8):

$$\begin{aligned}
\sum_i (N_{1'1'}^i - N_{3'3'}^i) &= \left( \frac{2K_1}{M_0^2} - 4\pi + 2q \right) \cos^2 \Theta + 2r \sin 2\Theta + \\
&+ 2(b_{11} - b_{12})(E_{01}^2 - E_{02}^2) + 8b_{41}E_{02}E_3; \\
\sum_i (N_{2'2'}^i - N_{3'3'}^i) &= \left( \frac{2K_1}{M_0^2} - 4\pi + 2q \right) \cos 2\Theta + 4r \sin 2\Theta; \\
\sum_i N_{1'2'}^i &= 4(b_{66}E_{01}E_{02} + b_{11}E_{01}E_{03}) \cos \Theta - \\
&- 4(b_{14}E_{01}E_{02} + b_{44}E_{01}E_3) \sin \Theta;
\end{aligned} \tag{3.10}$$

где

$$\begin{aligned}
N_{1'1'}^E - N_{3'3'}^E &= -4B_{22}E_{02} + 2(b_{11} - b_{12})(E_{01}^2 - E_{02}^2) + \\
&+ 8b_{41}E_{02}E_{03} + 2g_2 \cos^2 \Theta + 2g_3 \sin 2\Theta; \\
N_{2'2'}^E - N_{3'3'}^E &= 2g_2 \cos 2\Theta + 4g_3 \sin 2\Theta; \\
N_{1'2'}^E &= [2B_{22}E_{01} + 4(b_{41}E_{01}E_{03} + b_{66}E_{01}E_{02})] \cos \Theta - \\
&- (2B_{15}E_{01} + 4b_{44}E_{01}E_{03}) \sin \Theta; \\
g_2 &= B_{22}E_{02} + (B_{31} - B_{33})E_{03} + (b_{12} - b_{13})E_{01}^2 + \\
&+ (b_{11} - b_{13})E_{02}^2 + (b_{31} - b_{33})E_{03}^2 - 2b_{41}E_{02}E_{03}; \\
g_3 &= b_{14}(E_{02}^2 - E_{01}^2) + 2b_{44}E_{02}E_{03}.
\end{aligned}$$

Подставляя выражение (3.9) в уравнение (3.6) можно получить выражение для компонентов тензора магнитной восприимчивости. Рассмотрим частный случай электрического поля, направленного вдоль оси симметрии структуры, т. е.  $E_{01} = 0 = E_{02}$ ,  $E_{03} = E_0$  и получим

$$\begin{aligned} N_{1'1'}^E - N_{3'3'}^E &= 2[(B_{31} - B_{33})E_0 + (b_{31} - b_{33})E_0^2]\cos^2\Theta; \\ N_{2'2'}^E - N_{3'3'}^E &= 2[(B_{31} - B_{33})E_0 + (b_{31} - b_{33})E_0^2]\cos 2\Theta; \\ N_{1'2'}^E &= 0. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Для дискообразного образца, намагниченного вдоль оси симметрии, уравнения (3.5) и (3.11) запишутся в виде

$$\begin{aligned} \chi_1 = \chi_2 &= D^{-1}\gamma^2 M_0 H_{eff}; \\ \chi_s &= 0; \\ \chi_a &= D^{-1}\gamma M_0 \omega, \end{aligned} \quad (3.12)$$

где

$$\begin{aligned} D &= \omega_0^2 - \omega^2; \\ \omega_0 &= \gamma H_{eff}; \\ H_{eff} &= H_0 + 2H_a - 4\pi M_0 + 2M_0(B_{31} - B_{33})E_0 + 2M_0(b_{31} - b_{33})E_0^2; \\ H_a &= K_1/M_0. \end{aligned}$$

Предположим, что условие диссипации в уравнении движения намагниченности записывается, как  $i\omega\alpha(M_0 \times m)/M_0$ , где  $\alpha$  – параметр диссипации. Тогда компоненты тензора магнитной восприимчивости являются комплексными величинами:

$$\chi_1 = \chi' + i\chi''$$

где

$$\chi' = \chi_0 \frac{\omega_0^2(\omega_0^2 - \omega^2 + 2\alpha^2 \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\alpha^2 \omega_0^2 \omega^2}, \chi'' = \chi_0 \frac{\alpha \omega \omega_0(\omega_0^2 + \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\alpha^2 \omega_0^2 \omega^2}, \chi_0 = \gamma \frac{M_0}{\omega_0}. \quad (3.13)$$

Как следует из формул (3.5) и (3.12), зависимость магнитной восприимчивости от внешнего постоянного электрического поля имеет резонансный характер. Характер этой зависимости можно объяснить

следующим образом. Посредством МЭ взаимодействий, внешнее электрическое поле приводит к изменению эффективного магнитного поля  $H_{eff}$  в уравнении (3.12) с

$$2H_{ME} = 2M_0(B_{31} - B_{33})E_0 + 2M_0(b_{31} - b_{33})E_0^2.$$

Изменение возникает из пьезоэлектрической фазы, механически связанной с магнитострикционной фазой, и феноменологически описано МЭ константами  $B_{ikn}$  и  $b_{ijkn}$  в формулах (3.3) и (3.4). Таким образом, изменение внешнего постоянного электрического поля действует так же, как изменение магнитного поля и раскрывает резонансное поведение. Выражения для компонентов восприимчивости могут быть получены с помощью размагничивающих факторов, предусмотренных МЭ взаимодействиями в соответствии с уравнением (3.5).

## 3.2 Моделирование МЭ свойств

### 3.2.1 Двухслойная структура

Сначала рассмотрим простую модель, например, двухслойную, состоящую из ферро-шпинели с кубической симметрией ( $m3m$ ) и ЦТС с симметрией  $\infty m$ . Влияние электрического поля, приложенного к пьезоэлектрической фазе, может быть описано следующим образом:

$${}^pT_{ij} = {}^p c_{ijkl} {}^p S_{kl} - e_{kij} E_k. \quad (3.14)$$

где  $E_k$  – электрическое поле;  ${}^pT_{ij}$ ,  ${}^pS_{kl}$ ,  $e_{kij}$ , и  ${}^p c_{ijkl}$  – напряжение, деформация, пьезоэлектрический коэффициент и тензор жесткости для пьезоэлектрической фазы соответственно.

Если предположить, что электрическое поле направлено вдоль оси поляризации, т.е.  $E_3 = E$ ,  $E_1 = E_2 = 0$ , то получим:

$$\begin{cases} {}^pT_{33} = -e_{33}E + {}^p c_{13}({}^pS_{11} + {}^pS_{22}) + {}^p c_{33}{}^pS_{33}, \\ {}^pT_{11} = -e_{31}E + {}^p c_{11}{}^pS_{11} + {}^p c_{12}{}^pS_{22} + {}^p c_{13}{}^pS_{33} = 0, \\ {}^pT_{22} = -e_{31}E + {}^p c_{12}{}^pS_{11} + {}^p c_{11}{}^pS_{22} + {}^p c_{13}{}^pS_{33} = 0. \end{cases} \quad (3.15)$$

Предположим, что ось поляризации пьезоэлектрической фазы совпадает с осью [111] магнитострикционной фазы. В этом случае получим выражение для магнитострикционной фазы:

$$\begin{cases} {}^mT_{11} = \left( \frac{{}^m\epsilon_{11} + {}^m\epsilon_{12}}{2} + {}^m\epsilon_{44} \right) {}^mS_{11} + \frac{{}^m\epsilon_{11} + 5{}^m\epsilon_{12} - 2{}^m\epsilon_{44}}{6} {}^mS_{22} + \frac{{}^m\epsilon_{11} + 2{}^m\epsilon_{12} - 2{}^m\epsilon_{44}}{3} {}^mS_{33} + \frac{{}^m\epsilon_{11} - {}^m\epsilon_{12} - 2{}^m\epsilon_{44}}{3\sqrt{2}} {}^mS_{44}, \\ {}^mT_{22} = \frac{{}^m\epsilon_{11} + 5{}^m\epsilon_{12} - 2{}^m\epsilon_{44}}{6} {}^mS_{11} + \left( \frac{{}^m\epsilon_{11} + {}^m\epsilon_{12}}{2} + {}^m\epsilon_{44} \right) {}^mS_{22} + \frac{{}^m\epsilon_{11} + 2{}^m\epsilon_{12} - 2{}^m\epsilon_{44}}{3} {}^mS_{33} - \frac{{}^m\epsilon_{11} - {}^m\epsilon_{12} - 2{}^m\epsilon_{44}}{3\sqrt{2}} {}^mS_{44}, \\ {}^mT_{33} = \frac{{}^m\epsilon_{11} + 2{}^m\epsilon_{12} - 2{}^m\epsilon_{44}}{3} {}^mS_{11} + \frac{{}^m\epsilon_{11} + 2{}^m\epsilon_{12} - 2{}^m\epsilon_{44}}{3} {}^mS_{22} + \frac{{}^m\epsilon_{11} + 2{}^m\epsilon_{12} + 4{}^m\epsilon_{44}}{3} {}^mS_{33}, \\ {}^mT_{44} = \frac{{}^m\epsilon_{11} + 2{}^m\epsilon_{12} - 2{}^m\epsilon_{44}}{3} {}^mS_{11} - \frac{{}^m\epsilon_{11} - {}^m\epsilon_{12} - 2{}^m\epsilon_{44}}{3\sqrt{2}} {}^mS_{22} + \frac{{}^m\epsilon_{11} - {}^m\epsilon_{12} + {}^m\epsilon_{44}}{3} {}^mS_{44}. \end{cases} \quad (3.16)$$

где  ${}^mT_{ij}$  и  ${}^mS_{kl}$  – тензоры напряжения и деформации магнитострикционной фазы соответственно.

Далее, следуя Narshe и др. [36], мы рассмотрим структуру, состоящую из механически закрепленных магнитострикционно-пьезоэлектрических дисков без трения на границе раздела:

$${}^pT_{33} = {}^mT_{33}, \quad (3.17)$$

$${}^pS_{33} = - {}^m\nu {}^p\nu \cdot {}^mS_{33},$$

где  ${}^m\nu$  и  ${}^p\nu$  – объемная доля магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз соответственно.

Решение (3.14), (3.16), (3.17) приводит:

$${}^mT_{33} = \frac{E_3 \left( \frac{2{}^p c_{13} e_{31}}{{}^p c_{11} + {}^p c_{12}} - e_{33} \right)}{1 + \frac{{}^m\nu}{{}^p\nu} \left( \frac{1}{3{}^m c_{44}} + \frac{1}{3({}^m c_{11} + 2{}^m c_{12})} \right) \left( {}^p c_{33} - 2 \left( \frac{{}^p c_{13}^2}{{}^p c_{11} + {}^p c_{12}} \right) \right)} \quad (3.18)$$

Известно, что внешнее механическое давление приводит к сдвигу резонансного магнитного поля [82]. Ограничимся случаем, когда магнитное и электрическое поля направлены вдоль оси поляризации пьезоэлектрического слоя, совпадающей с осью [111] магнитострикционного слоя. Тогда можно получить:

$$\delta H_E = \frac{3\lambda_{111} {}^mT_{33}}{M_s} = AE_3, \quad (3.19)$$

где  $A$  – магнитоэлектрическая постоянная,  $M_s$  – намагниченность насыщения магнитострикционного слоя.

Особенностью резонансного МЭ эффекта является тот факт, что численное значение поля сдвига увеличивается при возрастании объемной доли пьезоэлектрической фазы. Однако на низких частотах наибольший МЭ эффект наблюдается для объемной доли 0.5. Таким образом, можно сделать вывод, что объемная доля пьезоэлектрической фазы должна быть достаточно высокой, а также необходимо использовать пьезоэлектрический компонент с большим пьезоэлектрическим коэффициентом, магнитострикционный компонент с малой намагниченностью насыщения и высокой магнитострикцией. Однако следует отметить, что линия магнитного резонанса будет ослабевать, если концентрация магнитострикционной фазы будет слишком низкой.

Таким образом, чтобы рассчитать резонансный МЭ эффект для композита, нужно сделать следующее: 1) Определить деформацию  ${}^mS_{33}$  в зависимости от напряжения  ${}^mT_{33}$ ; 2) Определить напряжение  ${}^pT_{33}$  как функцию от деформации  ${}^pS_{33}$ , 3) Определить напряжение  ${}^mT_{33}$ , используя граничные условия для границы раздела; 4) Определить сдвиг резонансной линии, используя хорошо известные соотношения для зависимости напряжения от резонансного магнитного поля. Следовательно, задача сводится к решению уравнения эластостатики при определенных граничных условиях.

Для расчетов будем использовать следующие параметры исходных фаз:

ЦТС:

$${}^p c_{11} = 12.6 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2; {}^p c_{12} = 7.95 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2; {}^p c_{13} = 8.4 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2; {}^p c_{33} = 11.7 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2;$$

$$e_{31} = -6.5 \text{ С/м}^2; e_{33} = 23.3 \text{ С/м}^2.$$

NiFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>:

$${}^m c_{11} = 21.99 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2; {}^m c_{12} = 10.94 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2; {}^m c_{44} = 8.12 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2;$$

$$\lambda_{111} = -21.6 \cdot 10^{10}; 4\pi M_s = 3200 \text{ Гс}.$$

Согласно уравнениям (3.18, 3.19) сдвиг резонансной линии в результате приложения электрического поля определяется:

$$\delta H = A \cdot E, \text{ при } A \approx 2 \text{ Э} \cdot \text{см/кВ},$$

где  $\delta H$  измеряется в [Э],  $E$  в [кВ/см] и  ${}^m\nu^p\nu = 1$ .

### 3.2.2 Макроскопическая однородная модель

С точки зрения МЭ свойств, композиты в макроскопическом масштабе можно считать однородным материалом, т.е. МЭ композит можно рассматривать как реальный "материал" с МЭ эффектом, который не наблюдается в исходных фазах [83]. В этом случае влияние внешнего постоянного электрического поля  $E$  на спектр магнитного резонанса может быть описано с помощью дополнительного условия термодинамического потенциала:

$$W = \int_V (W_0 + \Delta W_{ME}) d^3x, \quad (3.20)$$

где  $W_0$  – плотность термодинамического потенциала при  $E=0$ , а

$$\Delta W_{ME} = B_{ijk} E_i M_j M_k, \quad (3.21)$$

где  $B_{ijk}$  – МЭ коэффициент,  $\Delta W_{ME}$  может быть найдено с помощью аналогичного подхода, описанного в [84], с учетом упругих, магнитоупругих, магнитострикционных, пьезоэлектрических и электрострикционных свойств на основании заданных граничных условий. В качестве практического примера рассмотрим описанный выше случай, когда есть кубическая магнитострикционная фаза с намагниченностью в плоскости (110) и повернутая на угол  $\theta$  относительно кубической оси [001]. Для значительного упрощения результатов теории необходимо, чтобы направление намагниченности совпадало с одноосным напряжением  ${}^mT_{33}$ . Если  $\mathbf{M}_0 \parallel [111]$ , то для дополнительного слагаемого в плотности свободной энергии получим выражение в виде:

$$\Delta W_{ME} = \left( \frac{\lambda_{111} - \lambda_{100}}{2} \right) M_1^2 {}^mT_{33} + \left( \frac{\lambda_{111} - \lambda_{100}}{2} \right) M_2^2 {}^mT_{33} + \left( \frac{-\lambda_{111} - \lambda_{100}}{2} \right) M_3^2 {}^mT_{33}. \quad (3.22)$$

Условие магнитного резонанса записывается в известной форме:

$$\omega = \gamma \left\{ \frac{\left[ H_3 + \sum (N_{11}^i - N_{33}^i) M_0 \right] \left[ H_3 + \sum (N_{22}^i - N_{33}^i) M_0 \right]}{\left( \sum_i N_{12}^i M_0 \right)^2} - \right\}^{1/2}, \quad (3.23)$$

где  $H_3$  – проекция внешнего магнитного поля на направление равновесной ориентации намагниченности  $M_0$ ;  $N_{kl}^{i=m}$  – геометрические размагничивающие факторы;  $N_{kl}^{i=a}$  – эффективные размагничивающие факторы вследствие магнитной кристаллической анизотропии;  $N_{kl}^{i=E}$  – эффективные размагничивающие факторы вследствие МЭ взаимодействия.

### **Одноосная структура ( $\infty m + m3m \rightarrow 3m$ )**

Теперь внимание будет ограничено одноосной структурой с точечной группой симметрии  $3m$ . В этом случае выражение (3.11) для плотности термодинамического потенциала может быть переписано в виде:

$$\begin{aligned} \Delta W_{ME} = & E_1 [B_{11}(M_1^2 - M_2^2) - 2B_{22}M_1M_2 + 2B_{14}M_2M_3 + 2B_{15}M_1M_3] + \\ & + E_1 [B_{22}(M_2^2 - M_1^2) - 2B_{11}M_1M_2 + 2B_{15}M_2M_3 - 2B_{14}M_1M_3] + \\ & + E_3(B_{33} - B_{31})M_3^2. \end{aligned} \quad (3.24)$$

где вводятся обычные двухиндексные обозначения:

$$B_{ijk} = B_{i\lambda}$$

где  $\lambda = 1, 2, 3, 4, 5, 6$  соответствует  $j = 1$  и  $k = 1$ ,  $j = 2$  и  $k = 2$ ,  $j = 3$  и  $k = 3$ ,  $j = 2$  и  $k = 3$ ,  $j = 1$  и  $k = 3$ ,  $j = 1$  и  $k = 2$  соответственно;

$$b_{ijk} = b_{\lambda\mu}$$

где  $ij \Leftrightarrow \lambda = 1...6$ ,  $kl \Leftrightarrow \mu = 1...6$ .

Согласно методу эффективных размагничивающих факторов [81] эффективное магнитное поле вычисляется следующим образом:

$$\overline{H}_E = -\partial W_{ME} / \partial \overline{M} = -N^E \overline{M}; \quad (3.25)$$

Уравнение (3.17) должно быть записано в системе координат (1', 2', 3'), для которой ось 3' совпадает с направлением равновесия намагниченности  $M_0$ . Компоненты  $H_K^E$  задаются как:

$$H_{K'}^E = \beta_{K'K} H_K^E, \quad (3.26)$$

где матрица  $\hat{\beta}$  может быть взята как

$$\hat{\beta} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \Theta - \sin \Theta & \\ 0 & \sin \Theta & \cos \Theta \end{bmatrix}. \quad (3.27)$$

Очевидно, что

$$M_K = \beta_{K'K} M_{K'}. \quad (3.28)$$

Подставляя (3.17) в (3.18) и принимая во внимание результаты (3.19, 3.20), получим:

$$\begin{aligned} N_{11}^E - N_{33}^E &= 4(B_{11}E_1 - B_{22}E_2) + 2g_2 \cos^2 \Theta + 2g_3 \sin 2\Theta; \\ N_{22}^E - N_{33}^E &= 2g_2 \cos 2\Theta + 4g_3 \sin 2\Theta; \\ N_{12}^E &= [-2(B_{11}E_2 + B_{22}E_1)] \cos \Theta + [2(B_{14}E_2 - B_{15}E_1)] \sin \Theta; \end{aligned} \quad (3.29)$$

где

$$\begin{aligned} g_2 &= -B_{11}E_1 + B_{22}E_2 + (B_{31} - B_{33})E_3; \\ g_3 &= -B_{14}E_1. \end{aligned}$$

Следует отметить, что в выражении (3.29) опущены штрихи. Индексы в правой части уравнения (3.29) соответствуют кристаллографической системе координат. Без ограничения общности рассмотрим случай, когда электрическое поле направлено вдоль оси симметрии структуры, т.е.:

$$E_1 = E_2 = 0, E_3 = E.$$

Таким образом, получим:

$$\begin{aligned} N_{11}^E - N_{33}^E &= 2[(B_{31} - B_{33})E] \cos^2 \Theta; \\ N_{22}^E - N_{33}^E &= 2[(B_{31} - B_{33})E] \cos 2\Theta; \\ N_{12}^E &= 0; \end{aligned} \quad (3.30)$$

Предполагая, что магнитная кристаллографическая анизотропия феррита является кубической и учитывая анизотропию формы магнитострикционной фазы, получим выражение для (111)-магнитострикционного слоя и при  $E \parallel H \parallel [111]$ :

$$\omega / \gamma = H_3 + M_0 [4/3 \cdot H_A / M_0 - 4\pi + 2(B_{31} - B_{33})E] \quad (3.31)$$

Сдвиг резонансной линии в результате приложения электрического поля равен:

$$\delta H_E = -2M_0(B_{33} - B_{31})E. \quad (3.32)$$

Отметим, что в формуле (3.32)  $M_0$  – намагниченность многослойного композита как целого. Сравнение уравнения (3.32) с (3.19) дает

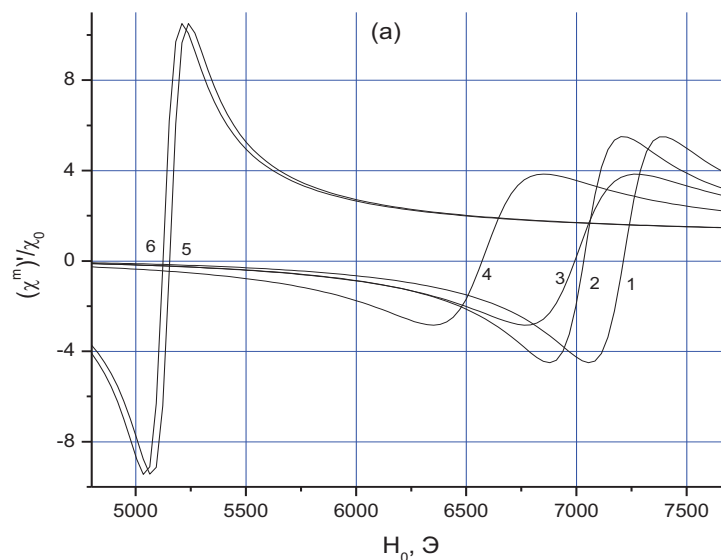
$$(B_{33} - B_{31}) \approx 7.7 \cdot 10^{-3} \text{ см/кВ}. \quad (3.33)$$

МЭ константы могут быть найдены из экспериментальных данных о резонансном МЭ эффекте с помощью уравнения (3.32). Таким образом можно описать поведение многослойных структур в приложенном электрическом поле и получить дополнительную информацию о характере МЭ взаимодействия. Для получения выражения для всех МЭ констант нужно осуществить анализ, аналогичный вышеприведенному, с помощью соответствующей ориентации  $E$  и  $H$ .

Теперь рассмотрим конкретные композиты и оценим магнитную восприимчивость и ее зависимость от электрического поля. Три композита: феррит лития (ФЛ)-цирконат-титанат свинца (ЦТС), феррит никеля (ФН)-ЦТС, иттрий-железистый гранат (ИЖГ)-ЦТС – имеют важное значение с точки зрения практического использования. Рассмотрим простую двухслойную структуру, состоящую из монокристаллического феррита и ЦТС. Для получения выражения для МЭ восприимчивости требуется знание МЭ констант и параметра потерь  $\alpha$ . МЭ константы могут быть оценены на основе коэффициентов жесткости, константы пьезоэлектрической связи, магнитострикции и намагниченности для двух фаз, как описано в [85]). Будем считать, что ось поляризации пьезоэлектрической фазы совпадает с осью  $[100]$  магнитострикционной фазы и  $|\lambda_{100}| = 1.4 \cdot 10^{-6}$ ,  $23 \cdot 10^{-6}$  и  $46 \cdot 10^{-6}$  для ИЖГ-ЦТС, ФЛ-ЦТС и ФН-ЦТС соответственно. Тогда получим  $2M_0(B_{31}-B_{33}) = 0.1$ ,  $0.6$  и  $1.4$  Э·см/кВ для этих трех образцов. Коэффициенты жесткости и намагниченности для ИЖГ-ЦТС и ФН-ЦТС, используемые в расчетах, имеют такое же значение, как и в [83]. Для ФЛ используются следующие параметры:  ${}^m c_{11} = 24.47 \cdot 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup>;  ${}^m c_{12} = 13.71 \cdot 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup>;  ${}^m c_{44} = 9.36 \cdot 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup>;  $4\pi M_s = 3600$  Гс. Положим

параметры потерь для ИЖГ-ЦТС, ФЛ-ЦТС и ФН-ЦТС равными  $\alpha = 0.025, 0.05$  и  $0.075$ , соответственно.

Рисунок 3.1 показывает зависимость действительных и мнимых частей магнитной восприимчивости для слоистых образцов ФЛ-ЦТС, ФН-ЦТС и ИЖГ-ЦТС от статического магнитного поля. Результаты указаны для двухслойного диска на частоте 9,3 ГГц с перпендикулярно направленными полями Н и Е. Диапазон статического поля выбирается так, чтобы включить в него ФМР в феррите. При  $E = 0$  наблюдается предсказанный резонанс на графике восприимчивости. При приложении  $E = 300$  кВ/см наблюдается сдвиг резонансного поля в сторону уменьшения. Величина сдвига определяется МЭ константами, которые в свою очередь, сильно зависят от констант магнитострикции. Сильная магнитострикция ФН приводит к относительно сильному МЭ эффекту в ФН-ЦТС по сравнению с ИЖГ-ЦТС. Сдвиг также связан с резонансной линией. Это может быть объяснено тем, что ширина резонансной линии зависит от эффективного поля анизотропии, которое является функцией магнитострикции.



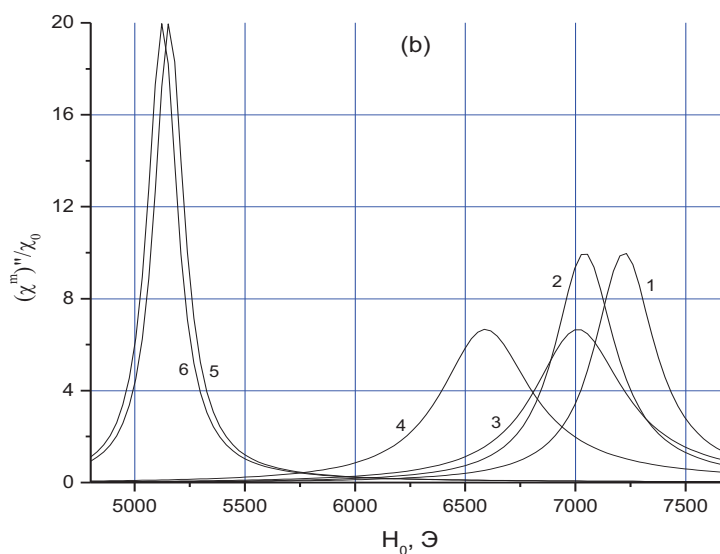


Рисунок 3.1 – Зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей магнитной восприимчивости от подмагничивающего поля для слоистых композитов состава ФЛ-ЦТС (кривые 1 и 2), ФН-ЦТС (3 и 4), ИЖГ-ЦТС (5 и 6). Кривые 1 и 3 получены при  $E=0$ , а кривые 2 и 4 -- для  $E=300$  кВ/см на частоте 9.3 ГГц.

Рис. 3.2 показывает расчетные изменения действительной и мнимой частей магнитной восприимчивости как функции  $E$  на частоте 9,3 ГГц. Постоянное магнитное поле устанавливается равным резонансному полю. Затем рисунок 3.2 по существу показывает зависимость электрического поля от компонентов восприимчивости и исходного резонанса в  $\chi$ . Ширина резонанса измеряется электрическим полем и обратно пропорциональна параметру  $2M_0(B_{31}-B_{33})$ . Как следует из уравнения (3.12), узкий резонанс свидетельствует о сильной МЭ связи в композиционных материалах. Таким образом, двухслойная структура ФН-ЦТС показывает более резкий резонанс, чем структура ИЖГ-ЦТС. Рисунки 3.1 и 3.2 представляют собой магнитные спектры композитов, полученные от магнитных и электрических разверток, соответственно.

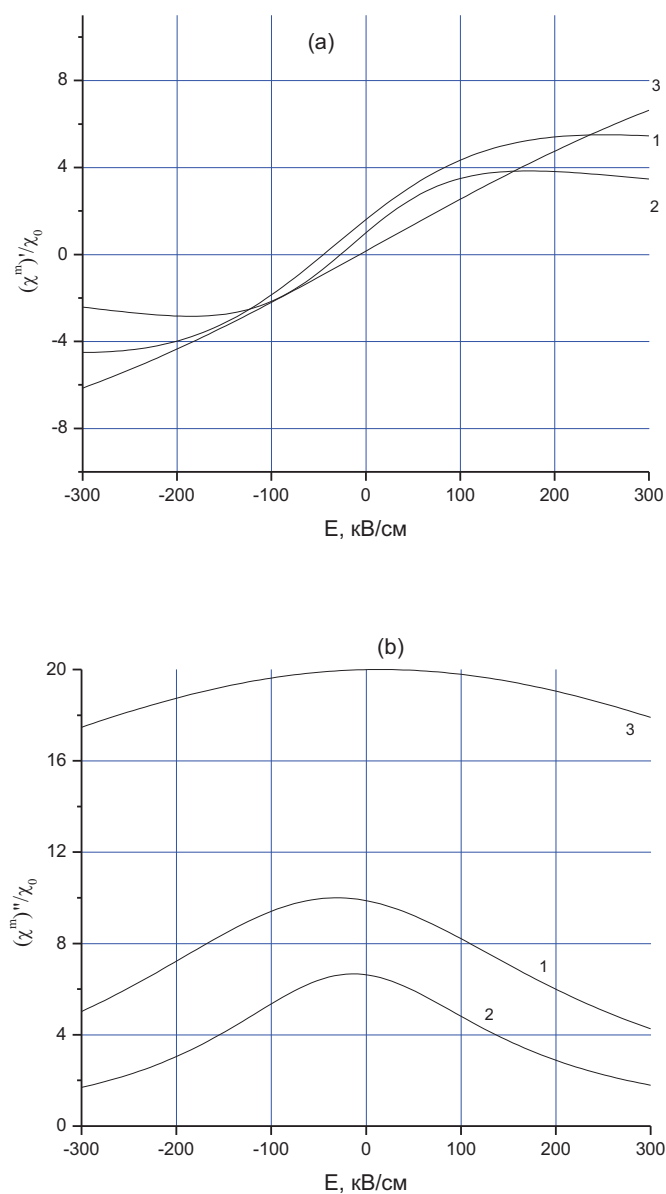


Рисунок 3.2 – Зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей магнитной восприимчивости от внешнего электрического поля для слоистых композитов состава ФЛ-ЦТС (кривая 1), ФН-ЦТС (2), ИЖГ-ЦТС (3). Кривые получены при подмагничивающем поле, равном резонансному на частоте 9.3 ГГц при  $E=0$ .

Таким образом, уравнение (3.32) позволяет найти МЭ коэффициенты по данным электрического поля, создаваемого сдвиг линии магнитного резонанса. Описанный подход является действительным для любого МЭ материала, который может быть монокристаллом или композитом. Кроме того, уравнения (3.18), (3.19) раскрывают внутреннюю структуру МЭ коэффициентов

для МЭ композита, принимая во внимание, что МЭ эффект в феррит-пьезоэлектрической двухслойной структуре приводит к механическим деформациям вследствие пьезоэлектрического и магнитострикционного взаимодействия.

### 3.3 Вклад изгибных деформаций и влияния зажатия со стороны подложки

Предполагается, что слои идеально соединены друг с другом; поэтому феррит и подложка ограничивают деформацию пьезоэлектрика во внешнем электрическом поле (рис. 3.3).

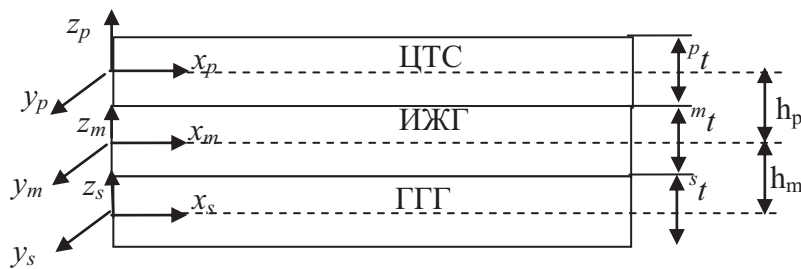


Рисунок 3.3. Схематическое изображение двухслойной структуры на подложке

Поскольку поперечные силы каждого слоя не прикладываются к центру, то они создают изгибающие моменты [86]. Если под изгибные деформации записать продольные осевые напряжения каждого слоя, то они станут линейной функцией вертикальной координаты  $z_i$ :

$$^iS_j = {}^mS_{j0} + z_m/R_j; \quad (3.34)$$

где  $^iS_{10}$  и  $^iS_{20}$  – центроидальные напряжения вдоль осей  $x$  и  $y$  при  $z_i = 0$ ,  $R_1$  и  $R_2$  – радиусы кривизны,  $z_i$  измеренные по отношению к  $i$ -слою ( $i=m, p, s$ ).

Можно заключить из геометрического рассмотрения, что

$$\begin{aligned} {}^mS_{j0} - {}^pS_{j0} &= h_m/R_j, \\ {}^pS_{j0} - {}^sS_{j0} &= h_p/R_j \end{aligned} \quad (3.35)$$

где  $h_m = ({}^m t + {}^p t)/2$ ,  $h_p = ({}^p t + {}^s t)/2$ ,  ${}^m t$ ,  ${}^p t$  и  ${}^s t$  – толщина ферромагнитного, пьезоэлектрического слоев и подложки.

Согласно условиям равновесия, сумма осевых сил трех слоев должна быть равна нулю, а сумма моментов должна быть равна сумме пар-моментов созданных поперечными силами, действующие центрально на каждый слой:

$$\begin{aligned} F_{m1} + F_{p1} + F_{s1} &= 0, \\ F_{m2} + F_{p2} + F_{s2} &= 0, \\ F_{m1}h_m + F_{p1}(h_m + h_p) &= M_{m1} + M_{p1} + M_{s1} \\ F_{m2}h_m + F_{p2}(h_m + h_p) &= M_{m2} + M_{p2} + M_{s2}, \end{aligned} \quad (3.36)$$

$$\text{где } F_{i1} = \int_{-i t/2}^{i t/2} {}^i T_1 dz_i, F_{i2} = \int_{-i t/2}^{i t/2} {}^i T_2 dz_i, M_{i1} = \int_{-i t/2}^{i t/2} z_i {}^i T_1 dz_i \text{ и } M_{i2} = \int_{-i t/2}^{i t/2} z_i {}^i T_2 dz_i.$$

Решение уравнений (3.34), (3.35) и (3.36) позволяет найти  ${}^i T_j$ . Тогда система уравнений (3.36) может быть решена за счет  ${}^m S_{10}$ ,  ${}^m S_{20}$ ,  $R_1$  и  $R_2$ . Использование полученных аксаальных деформаций и радиусов кривизны позволяет определить из уравнения (3.11) осевые напряжения  ${}^m T_1$  и  ${}^m T_2$ . Затем можно заменить  ${}^m T_1$  и  ${}^m T_2$  в уравнение (3.7) и получить сдвиг линии магнитного резонанса. Теперь рассмотрим конкретный случай магнитного поля  $H$  вдоль  $\langle 111 \rangle$ . В этом случае, матрица  $\beta$  имеет вид

$$\beta_{ij} = \begin{bmatrix} \sqrt{2}/2 & \sqrt{6}/6 & \sqrt{3}/3 \\ -\sqrt{2}/2 & \sqrt{6}/6 & \sqrt{3}/3 \\ 0 & -\sqrt{6}/3 & \sqrt{3}/3 \end{bmatrix} \quad (3.37)$$

а геометрические факторы размагничивания:

$$N_{11}^F = N_{22}^F = 0, \quad N_{33}^F = 4\pi.$$

Теперь применим феррит-пьезоэлектрическую двухслойную модель из PMN-PT и ИЖГ. Сдвиг линии магнитного резонанса оценивается при 9,3 ГГц для следующих параметров:

PMN-PT:  ${}^p d_{310} = -600 \cdot 10^{-12}$  м/В,  ${}^p s_{11} = 23 \cdot 10^{-12}$  м<sup>2</sup>/Н;  ${}^p s_{12} = -8.3 \cdot 10^{-12}$  м<sup>2</sup>/Н;  $\epsilon_{330}/\epsilon_0 = 4100$ .

ИЖГ:  ${}^m t = 4.7$  мкм;  $\lambda_{100} = -1.4 \cdot 10^{-6}$ ;  $\lambda_{111} = -2.4 \cdot 10^{-6}$ ;  $4\pi M_0 = 1750$  Гс;  $H_a = -42$  Э;  ${}^m s_{11} = 4.8 \cdot 10^{-12}$  м<sup>2</sup>/Н;  ${}^m s_{12} = -1.4 \cdot 10^{-12}$  м<sup>2</sup>/Н.

На рис. 3.4 приведена расчетная зависимость объемной доли ИЖГ от сдвига линии магнитного резонанса для свободного двухслойного образца, состоящего из ИЖГ и PMN-PT. Аналогичная зависимость была получена с помощью предыдущей модели, которая не учитывала изгибные деформации. Эта зависимость приведена для сравнения на рис. 3.4. Следует отметить, что предложенная модель сводится к нашей предыдущей модели при условии, что радиусы кривизны в уравнении (3.34) устремляются к бесконечности.

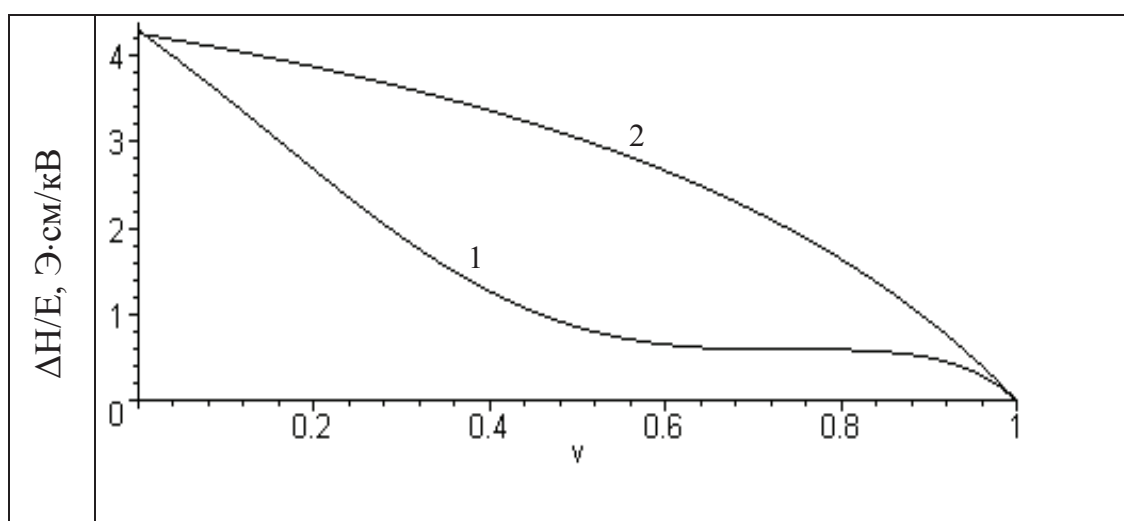


Рисунок 3.4 – Зависимость сдвига резонансного магнитного поля от объемной доли ИЖГ для структуры ИЖГ – PMN-PT без учета влияния подложки: 1 – с учетом изгибной деформации структуры, 2 – без учета изгибной деформации.

Как видно из уравнения (3.6), сила МЭ сцепления определяется напряжением в ферритовом слое. В соответствии с нашей предыдущей моделью предполагается, что сильное СВЧ МЭ взаимодействие возникает при следующих условиях: 1) при достаточно высокой объемной доле пьезоэлектрической фазы, 2) при наличии большого пьезоэлектрического коэффициента связи пьезоэлектрического компонента, 3) при наличии небольшой намагниченности насыщения и высокой магнитострикции магнитной фазы. Кроме того, данные исследования для свободного

двухслойного образца показывают, что изгибные деформации приводят к снижению напряжения ферритового слоя и уменьшение силы МЭ взаимодействия. Предложенная модель и наши предыдущие модели показывают почти равные значения  $V \ll 1$  и  $(1 - V) \ll 1$  (где  $V$  - объемная доля ИЖГ).

Можно наблюдать совершенно иную ситуацию, если двухслойная структура помещается на подложку. Полученный сдвиг линии магнитного резонанса увеличивается для  $\nu_s > 0.5$ , как показано на рис. 3.5, где  $\nu_s$  является отношением толщины подложки к толщине двухслойной структуры.

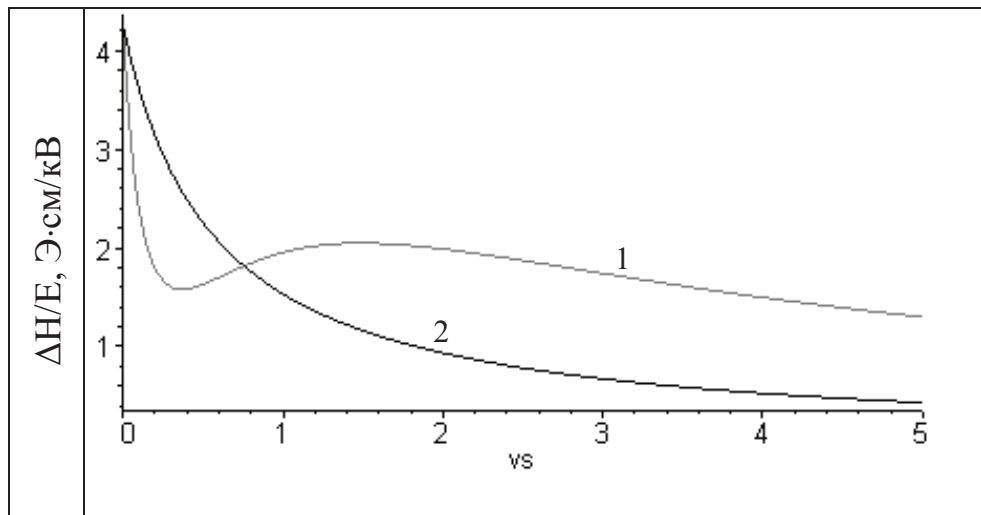


Рисунок 3.5 – Зависимость сдвига резонансного поля от нормированной толщины подложки  $\nu_s = s/t/(^mt + ^pt)$  для структуры ИЖГ – PMN-PT на подложке из ГГГ: 1 – с учетом изгибной деформации структуры, 2 – без учета изгибной деформации.

Если толщина подложки равна толщине двухслойной структуры, то происходит увеличение МЭ эффект в два раза. Это вызвано изменением знака вклада изгибных деформаций. Напряжения в двухслойной структуре и в подложке перераспределяются таким образом, что z-зависимое осевое напряжение феррита имеет тот же знак, что и напряжение подложки. Для подложки толщиной равной толщине двухслойной структуры среднее

напряжение феррита приобретает максимальное значение. Дальнейшее увеличение толщины подложки приводит к существенному уменьшению электрического поля, создаваемого напряжением ферритовой пленки в результате зажимного эффекта, созданного подложкой. Тем не менее, скорость снижения МЭ эффекта значительно ниже, чем в случае, когда не учитываются изгибные напряжения. Это обусловлено меньшей силой, которая необходима для изгибных деформаций толстой подложки по сравнению с продольной деформацией.

### **3.4 Выводы**

В данной главе проведено моделирование МЭ эффекта в феррит-пьезоэлектрических пленочных структурах в области магнитного резонанса. Проведен детальный расчёт электрически индуцированного смещения резонансного магнитного поля для слоистых композитов с учётом эффекта зажатия со стороны подложки. Рассмотрено влияние изгибных деформаций образца, связанных с асимметрией структуры, на МЭ коэффициент.

Показано, что сильный МЭ эффект в диапазоне СВЧ может быть получен в слоистых композитах с высоким содержанием пьезоэлектрической фазы и с использованием магнитной фазы, которая имеет большую магнитострикцию и малую намагниченность.

Проведено моделирование, позволяющее на основе точного решения описать влияние постоянного электрического поля на магнитную восприимчивость композиционного слоистого феррит-пьезоэлектрического материала. Обнаружена резонансная зависимость высокочастотной магнитной восприимчивости композиционных феррит-пьезоэлектрических материалов от постоянного электрического поля, обусловленная изменением энергии магнитной анизотропии во внешнем электрическом поле.

Следует подчеркнуть, что МЭ устройства, основанные на взаимодействии между резонансным магнитным полем и постоянным электрическим полем,

представляют интерес для микроволновой области электромагнитного спектра. Сдвиг в резонансном поле в таких материалах должен, по крайней мере, быть равным ширине резонансной линии. Как видно из рис. 3.1, 3.2 и 3.5, что композиты, рассмотренные здесь, удовлетворяют ключевым требованиям, определяющих возможность применения композитов в устройствах функциональной электроники, таких как параметрические генераторы и трансформаторы. Ключевым параметром для таких устройств является коэффициент пропускания, определяемый поглощенной мощностью и амплитудой резонансной линии, которая максимальна для структуры ФН-ЦТС. Таким образом, приведенная теория позволяет определить полную характеристику МЭ свойств феррит-ЦТС композитов в микроволновом диапазоне и раскрывает информацию потенциального применения для проектирования МЭ устройств.

Показано, что учёт изгибных деформаций образца ведёт к ослаблению МЭ эффекта в области магнитного резонанса, что связано с уменьшением аксиальных напряжений в ферритовом слое, при этом влияние изгибных деформаций уменьшается при уменьшении толщины ферритового слоя. При увеличении толщины подложки слоистой структуры МЭ коэффициент убывает вследствие эффекта зажатия со стороны подложки.

## 4 СВОЙСТВА МЭ СТРУКТУР В ДИАПАЗОНЕ ВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Свойства МЭ структур в диапазоне высоких частот, в частности, в области магнитоакустического резонанса могут быть использованы для разработки, например, перестраиваемых высокочастотных фильтров, детекторов, управляемых аттенюаторов и других устройств с улучшенными резонансными свойствами.

Как указывалось выше, резонансное усиление МЭ восприимчивости  $\alpha = dP/dH$  происходит при переменном магнитном поле, настроенном на частоту ЭМР. Можно ожидать аналогичных явлений при ФМР для магнитной подсистемы, например, эффект электрического поля в резонансном поле и резонансное усиление МЭ связи. Теоретические модели ранее предсказывали электрическое поле  $E$ , вызывающее сдвиг  $\delta H_r$  резонансного магнитного поля. Этот сдвиг наблюдался в системах, включающих ФЛ-ЦТС и ИЖГ-ниобат манганат свинца-титанат свинца (НМС-ТС). Были найдены теоретические оценки параметра МЭ связи  $A = \delta H_r/E$  и они соответствовали данным [84]. Рассмотрим МЭ эффекты в монокристаллической феррит-пьезоэлектрической двухслойной структуре в области магнитоакустического резонанса (МАР). Теория предсказывает гигантский МЭ эффект в диапазоне МАР. Это усиление МЭ эффекта возникает в результате взаимодействия между упругими колебаниями и однородной прецессией намагниченности, обусловленной магнитоупругим взаимодействием. Максимальное значение МЭ коэффициента по напряжению наблюдается при совпадении частот акустического резонанса и ферромагнитного резонанса [87]. В основу моделирования положены уравнения движения пьезоэлектрической и магнитострикционной сред, а также уравнение движения вектора намагниченности. Отметим, что экспериментальные результаты полностью подтверждают теоретические [88,89].

Мы рассматриваем двухслойные структуры из ферритов с низкими магнитными потерями и узкой линией магнитного резонанса, таких как ФН или ИЖГ. Это будет способствовать наблюдению эффектов, предсказанных в этой работе. Наиболее важные результаты моделирования заключаются в следующем: (1) Совпадение ФМР и ЭМР позволяет осуществлять обмен энергией между фононами, спиновыми волнами, электрическими и магнитными полями. Это преобразование оказалась весьма эффективным в структуре феррит-ЦТС. (2) Гигантская МЭ связь прогнозируется при магнитоакустическом резонансе с МЭ коэффициентами по напряжению порядка нескольких сотен  $\frac{B}{\text{см} \cdot \text{Э}}$ . (3) МЭ эффект в области МАР может быть использован для реализации миниатюрных датчиков, наносенсоров и преобразователей, работающих на высоких частотах, поскольку совпадение частот ФМР и ЭМР, согласно оценкам, происходит на сверхвысоких частотах.

Мы рассматриваем двухслойную структуру феррит-ЦТС, показанную на рис. 4.1, на которое действует поле подмагничивания  $H_0$ . Пьезоэлектрическая фаза электрически поляризуется полем  $E_0$ , приложенному параллельно полю  $H_0$ . Предполагается, что  $H_0$  достаточно высоко, чтобы насытить феррит до образования однодоменной структуры, которое имеет два преимущества. При отсутствии доменов акустические потери минимальны. Однодоменная структура при ФМР обеспечивает необходимые условия для достижения большей эффективной восприимчивости.

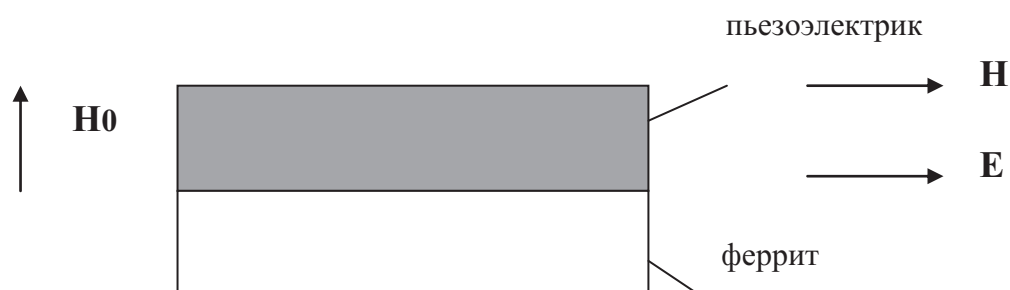


Рисунок 4.1 – Двухслойная структура на основе монокристаллических фаз

Плотность свободной энергии монокристаллического феррита принимается:

$${}^mW = W_H + W_{an} + W_{ma} + W_{ac}, \quad (4.1)$$

где  $W_H = -M \cdot H_i$  – энергия Зеемана,  $M$  – намагниченность,  $H_i$  – внутреннее магнитное поле, которое создает поля размагничивания. Условие  $W_{an}$  представлено как энергия кубической кристаллической анизотропии с коэффициентом кубической анизотропией  $K_I$  и намагниченностью насыщения  $M_0$ :

$$W_{an} = K_I / M_0^4 (M_1^2 M_2^2 + M_2^2 M_3^2 + M_3^2 M_1^2)$$

Магнитоупругая энергия записывается в виде:

$$W_{ma} = B_1 / M_0^2 (M_1^2 {}^mS_1 + M_2^2 {}^mS_2 + M_3^2 {}^mS_3) + B_2 / M_0^2 (M_1 M_2 {}^mS_6 + M_2 M_3 {}^mS_4 + M_1 M_3 {}^mS_5),$$

где  $B_1$  и  $B_2$  – магнитоупругие константы, а  $S_i$  – деформации. Наконец, упругую энергию можно представить как:

$$W_{ac} = 1/2 {}^m c_{11} ({}^mS_1^2 + {}^mS_2^2 + {}^mS_3^2) + 1/2 {}^m c_{44} ({}^mS_4^2 + {}^mS_5^2 + {}^mS_6^2) + {}^m c_{12} ({}^mS_1 {}^mS_2 + {}^mS_2 {}^mS_3 + {}^mS_1 {}^mS_3)$$

где  ${}^m c_{ij}$  – модуль упругости.

Обобщенный закон Гука для пьезоэлектрической фазы может быть представлен следующим образом.

$$\begin{aligned} {}^p T_4 &= {}^p c_{44} {}^p S_4 - {}^p e_{15} {}^p E_2, \\ {}^p T_5 &= {}^p c_{44} {}^p S_5 - {}^p e_{15} {}^p E_1, \end{aligned} \quad (4.2)$$

где  ${}^p e_{15}$  – пьезоэлектрический коэффициент, а  ${}^p E$  – напряженность электрического поля. Уравнения движения для ферритовой и пьезоэлектрической фаз могут быть записаны в следующей форме:

$$\begin{aligned} \partial^2 ({}^m u_1) / \partial t^2 &= \partial^2 ({}^m W) / (\partial x \partial {}^m S_1) + \partial^2 ({}^m W) / (\partial y \partial {}^m S_6) + \partial^2 ({}^m W) / (\partial z \partial {}^m S_5), \\ \partial^2 ({}^m u_2) / \partial t^2 &= \partial^2 ({}^m W) / (\partial x \partial {}^m S_6) + \partial^2 ({}^m W) / (\partial y \partial {}^m S_2) + \partial^2 ({}^m W) / (\partial z \partial {}^m S_4), \\ \partial^2 ({}^p u_1) / \partial t^2 &= \partial ({}^m T_1) / \partial x + \partial ({}^m T_6) / \partial y + \partial ({}^m T_5) / \partial z, \\ \partial^2 ({}^p u_2) / \partial t^2 &= \partial ({}^m T_6) / \partial x + \partial ({}^m T_2) / \partial y + \partial ({}^m T_4) / \partial z. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Уравнение движения намагниченности имеет следующую форму:

$$\partial M / \partial t = -\gamma [M, H_{eff}], \quad (4.4)$$

где  $H_{eff} = - \partial (^m W) / \partial M$ ,

Мы используем циклические переменные рассматриваемых волн с круговой поляризацией.

$$\begin{aligned} m^+ &= m_1 + i m_2, \\ H^+ &= H_1 + i H_2, \\ E^+ &= E_1 + i E_2, \\ u^+ &= u_1 + i u_2, \end{aligned} \quad (4.5)$$

где  $m$  – переменная намагниченность,  $u$  – смещение.

#### 4.1 Нормально намагниченная слоистая структура

Выражения (4.2)-(4.4) для гармонической волны, распространяющейся вдоль оси  $z$ , могут быть приведены к следующей форме:

$$\begin{aligned} \omega m^+ &= \gamma (H_0 m^+ + B_2 \partial (^m u^+) / \partial z - 4 \pi M_0 m^+ - M_0 H^+), \\ - \omega^2 {}^m \rho {}^m u^+ &= {}^m c_{44} \partial^2 (^m u^+) / \partial z^2 + (B_2 / M_0) \partial (^m m^+) / \partial z, \\ - \omega^2 {}^p \rho {}^p u^+ &= {}^p c_{44} \partial^2 ({}^p u^+) / \partial z^2. \end{aligned} \quad (4.6)$$

где  $\omega$  – угловая частота, а  ${}^m \rho$  и  ${}^p \rho$  – плотности ферритового и пьезоэлектрического слоев.

Уравнение движения для ферритового слоя может быть упрощено в форме, приведенной ниже, предполагая, что  $H$  однородно по объёму образца:

$$- \omega^2 {}^m \rho {}^m u^+ = {}^m c_{44}^+ \partial^2 (^m u^+) / \partial z^2, \quad (4.7)$$

где эффективный модуль упругости  ${}^m c_{44}^+$  составляет:

$${}^m c_{44}^+ = {}^m c_{44} + \gamma B_2^2 / [M_0 (\omega - \gamma H_0 + \gamma 4 \pi M_0)]. \quad (4.8)$$

В уравнении (4.8) учитывается пространственная переменная намагниченность.

Граничные условия на границе, на верхней (ферритовой) и нижней (ЦТС) сторонах могут быть записаны как:

$$\begin{aligned} {}^m u^+ &= {}^p u^+ \text{ на } z = 0; \\ {}^m c_{44}^+ \partial (^m u^+) / \partial z + B_2 m_0^+ / M_0 &= 0 \text{ на } z = {}^m L; \\ {}^m c_{44}^+ \partial (^m u^+) / \partial z + B_2 m_0^+ / M_0 &= {}^p c_{44} \partial ({}^p u^+) / \partial z - {}^p e_{15} {}^p E^+ \text{ на } z = 0; \end{aligned} \quad (4.9)$$

$${}^p c_{44} \partial({}^p u^+)/\partial z - {}^p e_{15} {}^p E^+ = 0 \text{ на } z = -{}^p L,$$

где  ${}^m L$  и  ${}^p L$  – толщины ферритового и пьезоэлектрического слоев,  $m_0^+ = -\gamma M_0 / (\omega - \gamma H_0 + \gamma 4\pi M_0)$  – переменная намагниченность, однородная по объему образца. Как видно из формулы (4.9), механическое смещение и режим равномерной ФМР прецессии для феррита связаны через граничные условия на границе. Напряженность  $E^+$  индуцированного электрического поля в ЦТС может быть найдена с помощью условия разомкнутой цепи:

$$D^+ = \frac{1}{{}^p L} \int_{-{}^p L}^0 {}^p D^+ dz = 0 \quad (4.10)$$

где  ${}^p D^+ = {}^p e_{15} {}^p S^+ + {}^p \varepsilon_{11} {}^p E^+$  – электрическое смещение, а  ${}^p \varepsilon_{11}$  – диэлектрическая проницаемость пьезоэлектрической фазы при постоянной деформации. Подставляя корень уравнения (4.6) в уравнение (4.10) и принимая во внимание выражения (4.2) и (4.9), позволяет получить выражение для магнитоэлектрического коэффициента [87]:

$$\begin{aligned} |\alpha_E| = |E^+/H^+| = \gamma B_2 {}^p c_{44} {}^p k {}^p e_{15} (1 - \cos({}^p k {}^p L)) (1 - \cos({}^m k {}^m L) / \{(\omega - \gamma H_0 + 4\pi \gamma M_0) \\ [{}^p k {}^p c_{44} \cos({}^m k {}^m L) (2 {}^p e_{15}^2 (1 - \cos({}^p k {}^p L)) + \sin({}^p k {}^p L) {}^p c_{44} {}^p \varepsilon_{11} {}^p k {}^p L) + \\ + {}^m k {}^m c_{44}^+ \sin({}^m k {}^m L) ({}^p e_{15}^2 \sin({}^p k {}^p L) + \cos({}^p k {}^p L) {}^p c_{44} {}^p \varepsilon_{11} {}^p k {}^p L)] \} \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$\text{где } {}^m k = \omega \sqrt{\frac{{}^m \rho}{{}^m c_{44}^+}}, \quad {}^p k = \omega \sqrt{\frac{{}^p \rho}{{}^p c_{44}}}.$$

Теперь мы применяем теорию к конкретной двухслойной системе ИЖГ-ЦТС. Необходимым условием для наблюдения за повышением МЭ эффекта при МАР является наличие малых потерь в ИЖГ при ФМР. Предполагаемые толщины для ИЖГ и ЦТС таковы, что резонансная частота толщиной моды ЭМР составляет 5-10 ГГц, соответствующего диапазону частот ФМР в насыщенном состоянии ИЖГ. Мы рассматриваем МЭ эффект при наложении ФМР и толщинных мод ЭМР.

При увеличении  $H_0$  до  $H_r$  ожидается повышение  $\alpha_E$  и наблюдение резонансного характера, обусловленного резонансной формой частотной зависимости механического смещения в области ФМР. Рис. 4.2 и 4.3 показывают оценки  $\alpha_E$  в зависимости от частоты при наложении ФМР и первых

двух наиболее низкочастотных мод ЭМР. Ослабление сигнала учитывается в этих расчетах путем введения комплексной частоты, у которой мнимая часть  $\omega = 10^7 \text{ рад/с}$ . Рисунок 4.4 показывает зависимость  $\alpha_E$  от  $f$  для конкретного случая, в котором магнитно-акустический резонанс соответствует основной моде ЭМР.

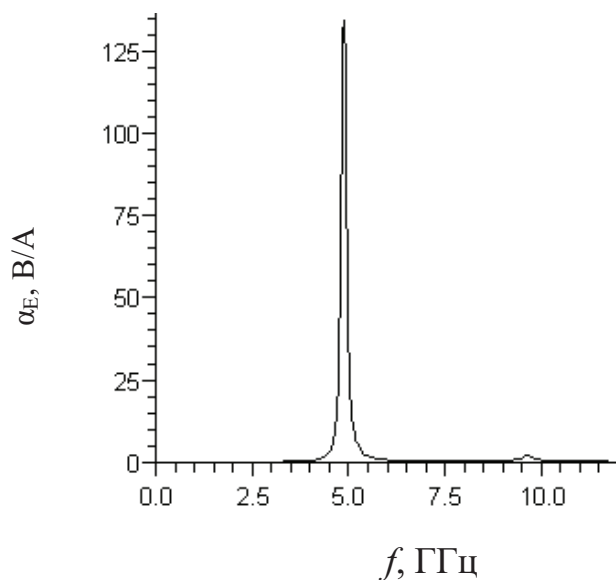


Рисунок 4.2 – Зависимость МЭ коэффициента от частоты. Подмагничивающее поле 277,7 кА/м, толщина ЦТС – 100 нм, толщина ИЖГ – 214 нм

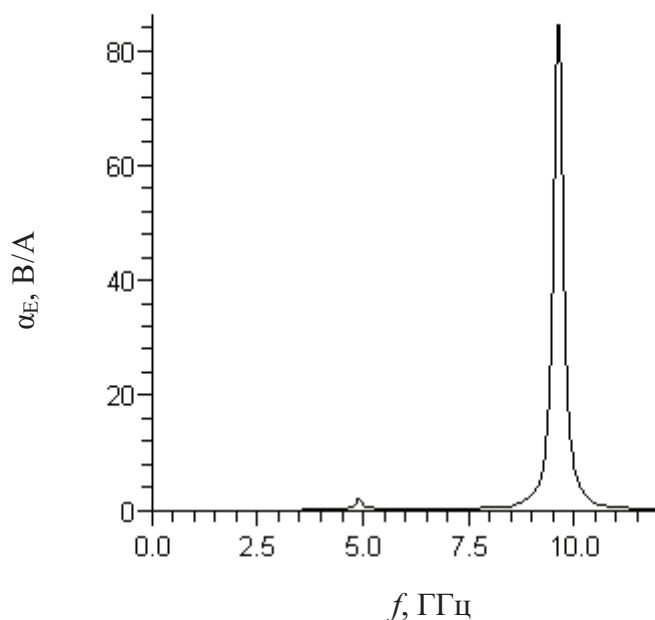


Рисунок 4.3 – Зависимость МЭ коэффициента от частоты.

Подмагничивающее поле 413 кА/м, толщина ЦТС – 100 нм, толщина ИЖГ – 214 нм

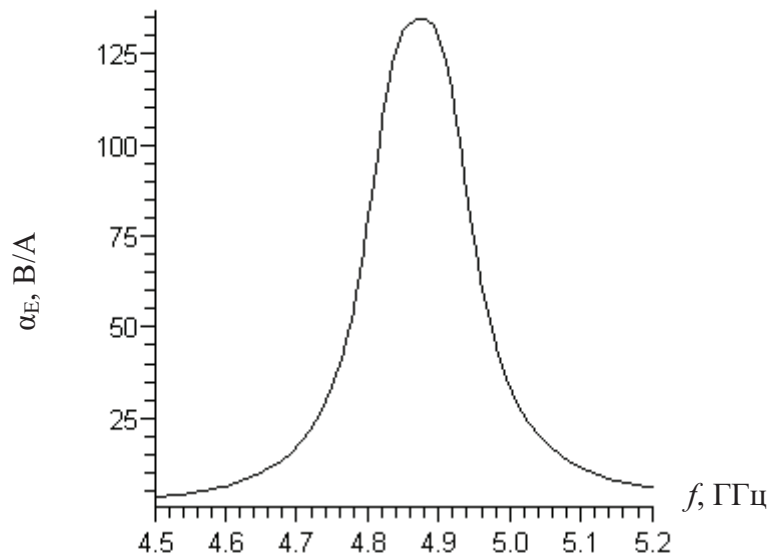


Рисунок 4.4 – Зависимость МЭ коэффициента от частоты. Подмагничивающее поле 277,7 кА/м, толщина ЦТС – 100 нм, толщина ИЖГ – 214 нм

Как следует из рис. 4.3 – 4.5, резкое увеличение МЭ коэффициента по напряжению в структуре ИЖГ – ЦТС наблюдается при подмагничивающем поле 277,7 кА/м при наложении ФМР и первой частоты ЭМР композита. Увеличение поля до 413 кА/м позволяет получить совпадение частоты ФМР и второй частоты ЭМР. На рисунках 4.6 и 4.7 приведены аналогичные результаты расчета для структуры ФН – PMN-PT. На них видно, что пики являются симметричными.

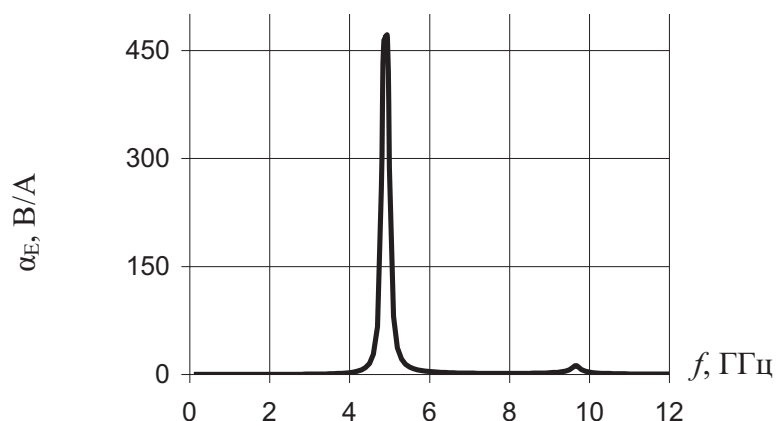


Рисунок 4.5 – Зависимость МЭ коэффициента от частоты. Подмагничивающее поле 365,3 кА/м, толщина PMN-PT – 100 нм, толщина литиевой феррошпинели – 214 нм

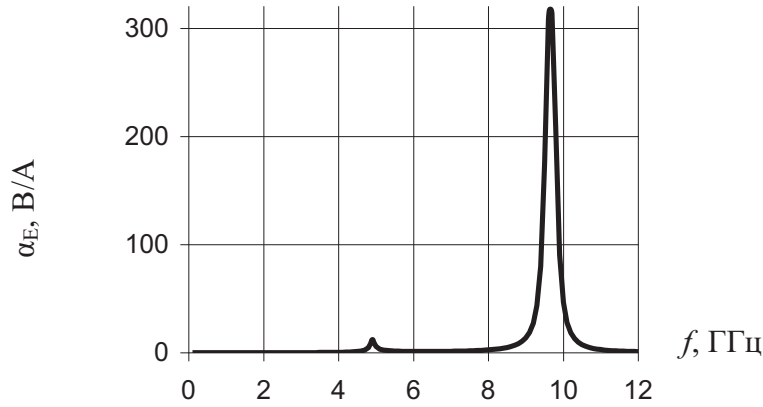


Рисунок 4.6 – Зависимость МЭ коэффициента от частоты.

Подмагничивающее поле 529,2 кА/м, толщина PMN-РТ – 100 нм, толщина литиевой феррошпинели – 214 нм

Таким образом, рис. 4.3 – 4.6 показывают, что в области МАР обнаруживается гигантский МЭ эффект.

## 4.2 Тангенциально намагниченная пленка

Для поля смещения в плоскости мы получили следующее выражение для магнитоэлектрического коэффициента [90]:

$$\begin{aligned}
 |\alpha_E| &= |E_z/h_y| = \\
 &= \left| 4\pi i \omega \gamma e_{p15} c_{p44} k_p k_m B_2 (1 - \cos k_p L_1) (\cos k_m L_2 - 1) / \left[ \varepsilon_{p33} c_{p44} k_p L_1 (\rho_m \omega^2 \sin k_m L_2 \cos k_p L_1 + \right. \right. \\
 &+ c_{p44} k_p k_m \sin k_m L_2 \cos k_p L_2) + 4\pi e_{p15}^2 (\rho_m \omega^2 \sin k_p L_1 \sin k_m L_2 + \\
 &+ 2c_{p44} k_p k_m (1 - \cos k_p L_1) \cos k_m L_2) (\omega^2 - \gamma^2 (H_0 + 4\pi M_s) H_0) \left. \right] \right|. \quad (4.12)
 \end{aligned}$$

На рис. 4.7 показана частотная зависимость  $\alpha_E$  при значении поля смещения  $H_0 = 212.5$  кА/м. для структуры ИЖГ-ЦТС с толщинами пьезоэлектрического и ферритового слоев 100 и 214 нм соответственно. Потери были учтены выражением  $\omega = \omega' + i\omega''$ , где  $\omega''$  – параметр, оценивающий потери. Резкий пик в частотной зависимости МЭ коэффициента по напряжению наблюдается для поля смещения, которое соответствует совпадению частоты ферромагнитного резонанса и частоты второй моды ЭМР двухслойной

структуры. На рис. 4.8 показан МАР в рассматриваемой структуре в увеличенном масштабе.

На рис. 4.9 и 4.10 приведены результаты расчета при наложении ФМР и основной моды ЭМР структуры.

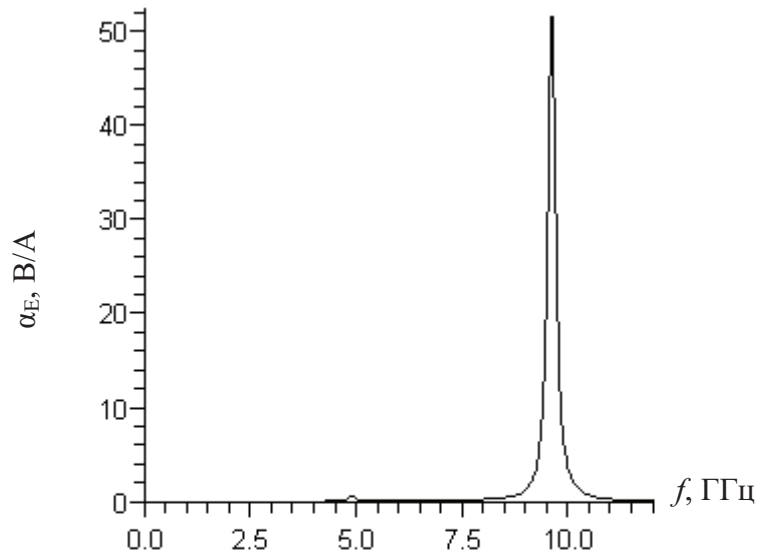


Рисунок 4.7 – Зависимость МЭ коэффициента от частоты. Подмагничивающее поле 212,5 кА/м, толщина ЦТС – 100 нм, толщина ИЖГ – 214 нм

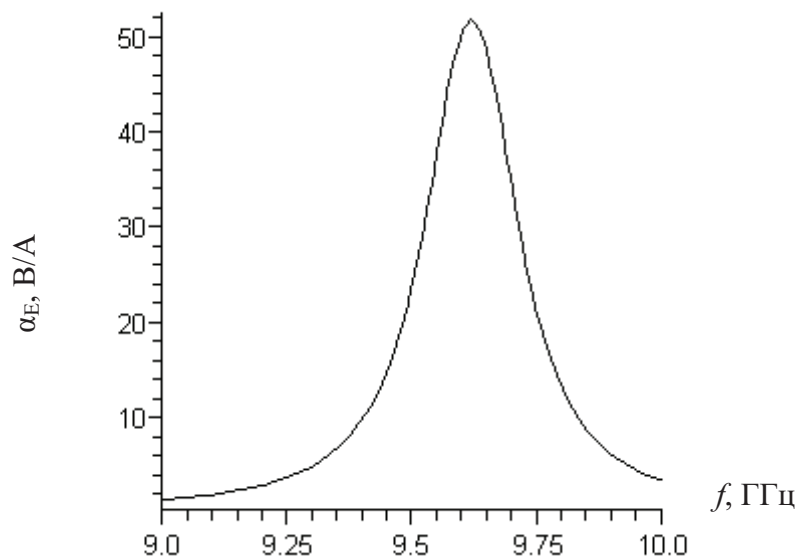


Рисунок 4.8 – Зависимость МЭ коэффициента от частоты. Подмагничивающее поле 212,5 кА/м, толщина ЦТС – 100 нм, толщина ИЖГ – 214 нм

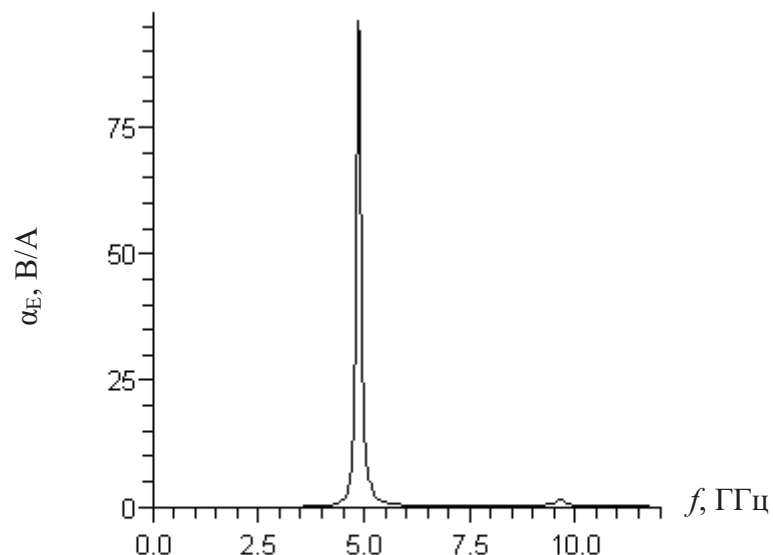


Рисунок 4.9 – Зависимость МЭ коэффициента от частоты. Подмагничивающее поле 85,2 кА/м, толщина ЦТС – 100 нм, толщина ИЖГ – 214 нм

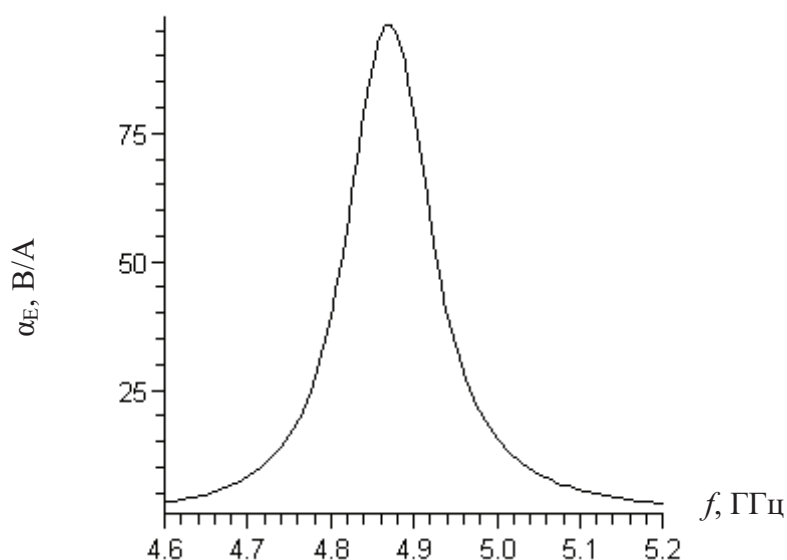


Рисунок 4.10 – Зависимость МЭ коэффициента от частоты. Подмагничивающее поле 85,2 кА/м, толщина ЦТС – 100 нм, толщина ИЖГ – 214 нм

Из рис. 4.7 – 4.10 следует, что при тангенциальной ориентации также имеет место гигантский МЭ эффект. Резкое увеличение МЭ коэффициента по напряжению наблюдается при подмагничивающем поле 85,2 кА/м, при наложении ФМР и первой частоты ЭМР композита. Увеличение поля до 212,5 кА/м, позволяет получить совпадение частоты ФМР и второй частоты

ЭМР. На рис. 4.8 и 4.10 те же пики показаны в более узких диапазонах. На них видно, что пики являются симметричными.

В отличие от магнитоакустического резонанса в плёнке, намагниченной в нормальном направлении, резонанс в тангенциально намагниченной двухслойной структуре происходит при малом поле смещения. Это объясняется ослаблением поля размагничивания для поля смещения в плоскости.

Толщина ферритового слоя (214 нм) соответствует максимальному МЭ эффекту в тангенциально намагниченном образце, но он меньше, чем при нормальном намагничивании. Это обстоятельство связано с зависимостью эффективной жесткости феррита на величину и направление поля смещения. Действительно, выражение (4.6) приводит к следующему дисперсионному отношению:

$$k_m^2 = \frac{\rho_m \omega^2}{c_{m44} + \frac{B_2^2}{M_s \left( \frac{1}{H_0} \cdot \frac{\omega^2}{\gamma^2} - H_0 + 4\pi M_s \right)}} \quad (4.13)$$

Выражение (4.13) показывает, что пространственно различные части намагниченности (в связи с упругим смещением) способствует эффективному модулю упругости (второй член в знаменателе) путем магнитоупругой связи.

Результаты расчетов МЭ коэффициента по напряжению показывают, что композиты, состоящие из монокристаллических ферритов и пьезоэлектриков, могут быть перспективными материалами для создания устройств, используемых генерацию магнитоупругих волн или электроуправляемый магнитный резонанс.

#### **4.3 Моделирование МЭ эффекта в феррит-пьезоэлектрических наноструктурах с учётом неоднородного обменного взаимодействия в области магнитоакустического резонанса**

Наличие МЭ свойств в слоистых феррит-пьезоэлектрических композитах обусловлено механическим взаимодействием между магнитной и

электрической подсистемами. Магнитострикция феррита во внешнем магнитном поле вызывает поляризацию электрической подсистемы посредством пьезоэлектрического эффекта. Ранее было показано, что при соответствующих наборах параметров имеет место гигантское возрастание МЭ коэффициента по напряжению в области магнитоакустического резонанса. Был исследован случай композита в форме пластинки, намагниченной перпендикулярно ее плоскости. Кроме того, был исследован касательно намагниченный композит в пренебрежении неоднородным обменным взаимодействием. Вместе с тем известно, что с возрастанием рабочей частоты существенно увеличивается влияние неоднородного обменного взаимодействия на процесс распространения магнитоупругих волн в ферритовой пленке. В данной главе проводится анализ вклада неоднородного обменного взаимодействия на МЭ эффект в двухслойной структуре, состоящей из нанопленки феррита на диэлектрической подложке и пленки пьезоэлектрика.

#### **4.3.1 Модель и основные уравнения**

Рассмотрим образец в виде композиционной структуры, состоящей из двух слоев – ферритового и пьезоэлектрического. МЭ эффект в структуре возникает вследствие наличия взаимодействия магнитной и электрической подсистем через упругие деформации. Механическая связь обеспечивает взаимодействие акустических мод слоев, связанных с поляризацией и намагниченностью посредством пьезоэлектрического и пьезомагнитного эффекта соответственно.

Будем считать, что образец помещен в постоянное подмагничивающее поле достаточной величины, чтобы обеспечить однодоменную структуру ферритового слоя (рис. 4.1). Известно, что частота однородной прецессии намагниченности ферритового слоя зависит от величины этого поля. Это позволяет подстраивать частоту ФМР, обеспечивая наложение частот электромеханического резонанса и ФМР.

В качестве исходных используются уравнения движения намагниченности, уравнения движения ферритовой и пьезоэлектрической фаз, а также материальные соотношения для пьезоэлектрического и ферритового слоев [91].

Систему уравнений движения для магнитной фазы берем в виде:

$$\begin{aligned}\dot{M}_x &= -\gamma \left[ H_0 - N_z M_s - H_a a^2 \nabla^2 - \frac{2B_1}{M_s} \left( \frac{\partial U_{my}}{\partial y} - \frac{\partial U_{mz}}{\partial z} \right) \right] M_y - \\ &\quad - \gamma B_2 \left( \frac{\partial U_{mz}}{\partial y} + \frac{\partial U_{my}}{\partial z} \right) - \frac{\gamma B_2}{M_s} \left( \frac{\partial U_{my}}{\partial x} + \frac{\partial U_{mx}}{\partial y} \right) M_x + \gamma M_s (H_y - N_y M_y), \\ \dot{M}_y &= \gamma \left[ H_0 - N_z M_s - H_a a^2 \nabla^2 + \frac{2B_1}{M_s} \left( \frac{\partial U_{mx}}{\partial x} - \frac{\partial U_{mz}}{\partial z} \right) \right] M_x + \\ &\quad + \gamma B_2 \left( \frac{\partial U_{mz}}{\partial x} + \frac{\partial U_{mx}}{\partial z} \right) + \frac{\gamma B_2}{M_s} \left( \frac{\partial U_{my}}{\partial x} + \frac{\partial U_{mx}}{\partial y} \right) M_y - \gamma M_s (H_x - N_x M_x),\end{aligned}\tag{4.14}$$

$$\begin{aligned}\rho_m \ddot{U}_{mx} &= c_{m44} \nabla^2 U_{mx} + (c_{m44} + c_{m12}) \frac{\partial}{\partial x} (\nabla \cdot \mathbf{U}_m) + \frac{B_1}{M_s^2} \frac{\partial M_x^2}{\partial x} + \frac{B_2}{M_s^2} \frac{\partial}{\partial y} (M_x M_y) + \frac{B_2}{M_s^2} \frac{\partial}{\partial z} (M_z M_x), \\ \rho_m \ddot{U}_{my} &= c_{m44} \nabla^2 U_{my} + (c_{m44} + c_{m12}) \frac{\partial}{\partial y} (\nabla \cdot \mathbf{U}_m) + \frac{B_1}{M_s^2} \frac{\partial M_y^2}{\partial y} + \frac{B_2}{M_s^2} \frac{\partial}{\partial z} (M_y M_z) + \frac{B_2}{M_s^2} \frac{\partial}{\partial x} (M_x M_y), \\ \rho_m \ddot{U}_{mz} &= c_{m44} \nabla^2 U_{mz} + (c_{m44} + c_{m12}) \frac{\partial}{\partial z} (\nabla \cdot \mathbf{U}_m) + \frac{B_1}{M_s^2} \frac{\partial M_z^2}{\partial z} + \frac{B_2}{M_s^2} \frac{\partial}{\partial x} (M_z M_x) + \frac{B_2}{M_s^2} \frac{\partial}{\partial y} (M_y M_z),\end{aligned}$$

где  $M_s$  – намагниченность насыщения,

$N_i$  – размагничивающие факторы формы,

$H_a$  – обменное поле,  $a$  – постоянная решетки,

$U_i$  – смещение,

$B_1$  и  $B_2$  – константы магнитоупругой связи,

$c_{m44}$  и  $c_{m12}$  – компоненты тензора модулей упругости,

$\gamma$  – гиромангнитное отношение,

$\rho$  – плотность фазы,

$S_{ij}$  – тензор деформации, определяемый соотношениями

$$2S_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_j} U_i + \frac{\partial}{\partial x_i} U_j, \quad S_{ii} = \frac{\partial}{\partial x_i} U_i.$$

Свободная энергия ферритового кристалла записывается в виде

$$W = W_H + W_a + W_S + W_m + W_K.$$

где  $W$  – свободная энергия ферритовой фазы,

Первый член в правой части выражения – это энергия Зеемана

$$W_H = -\mathbf{M} \times (\mathbf{H} - \vec{N}\mathbf{M}),$$

где  $\mathbf{H}$  – магнитное поле, включающее  $\vec{N}$  – тензор анизотропии формы.

Второй член представляет собой обменную энергию, которая для кубических кристаллов имеет вид [94]

$$W_a = \frac{1}{2M_s} q \sum_i (\nabla M_i)^2,$$

где  $M_i$  – компоненты вектора намагниченности,

$q$  – константа неоднородного обмена.

Третий член соответствует упругой энергии

$$W_S = \frac{1}{2} {}^m c_{ijkl} {}^m S_{ij} {}^m S_{kl}.$$

Магнитоупругая энергия

$$W_m = \frac{1}{M_s^2} b_{ijkl} {}^m S_{ij} M_k M_l,$$

где  $b$  – константы магнитоупругой связи.

Уравнение движения и материальные соотношения для пьезоэлектрической фазы имеют вид

$$\begin{aligned} \rho_p \frac{\partial^2 U_{py}}{\partial t^2} &= \frac{\partial T_5}{\partial x}, & \rho_p \frac{\partial^2 U_{pz}}{\partial t^2} &= \frac{\partial T_6}{\partial x}, \\ D_y &= e_{p15} \frac{\partial U_{py}}{\partial x} + \varepsilon_{p33} E_y, & D_z &= e_{p15} \frac{\partial U_{pz}}{\partial x} + \varepsilon_{p33} E_z, \end{aligned} \quad (4.15)$$

где  $e_{p15}$  и  $\varepsilon_{p33}$  – пьезоэлектрический коэффициент и диэлектрическая проницаемость пьезоэлектрического слоя.

Компоненты тензора напряжений  $T_i$  могут быть определены из обобщенного закона Гука:

$$T_{p5} = c_{p44} \frac{\partial U_{py}}{\partial x} - e_{p15} E_y, \quad T_{p6} = c_{p44} \frac{\partial U_{pz}}{\partial x} - e_{p15} E_z \quad (4.16)$$

С целью упрощения вычислений далее будем считать, что выполняется условие магнитоупругой изотропии  $B_1 = B_2$ . Будем также считать, что положим  $U_x = 0$ ,  $M_z = M_s$  и  $h_x = 0$ , при этом переменное внешнее поле является линейно поляризованным по  $y$ . Учтем далее, что для выбранной ориентации пластинки  $N_x = 4\pi$ ,  $N_y = 0$ ,  $N_z = 0$ . В соответствии с методом комплексных амплитуд выполним подстановку  $F(\mathbf{r}, t) \rightarrow f(\mathbf{r}) \cdot e^{i\omega t}$ . После сокращения на  $e^{i\omega t}$  получаем:

$$\begin{aligned} im_x \omega &= -\gamma \left( m_y H_0 - H_a a^2 \frac{\partial^2 m_y}{\partial x^2} + \frac{B_2}{M_s} \frac{\partial u_{my}}{\partial x} m_x e^{i\omega t} - M_s h_y \right), \\ im_y \omega &= \gamma \left( m_x H_0 - H_a a^2 \frac{\partial^2 m_x}{\partial x^2} + \frac{B_2}{M_s} \frac{\partial u_{my}}{\partial x} m_x e^{i\omega t} + B_2 \frac{\partial u_{mz}}{\partial x} + 4\pi M_s h_y \right), \\ 0 &= 2 \frac{B_2}{M_s^2} \frac{\partial m_x}{\partial x} e^{i\omega t}, \quad -\rho_m \omega^2 u_{mz} = c_{m44} \frac{\partial^2 u_{mz}}{\partial x^2} + \frac{B_2}{M_s} \frac{\partial m_x}{\partial x}, \quad (4.17) \\ D_y &= e_{p15} \frac{\partial u_{py}}{\partial x} + \varepsilon_{p33} E_y, \quad -\rho_p \omega^2 u_{py} = c_{p44} \frac{\partial^2 u_{py}}{\partial x^2}, \\ D_z &= e_{p15} \frac{\partial u_{pz}}{\partial x} + \varepsilon_{p33} E_z, \quad -\rho_p \omega^2 u_{pz} = c_{p44} \frac{\partial^2 u_{pz}}{\partial x^2}, \end{aligned}$$

При выводе (4.17) предполагалось, что функции не зависят от  $y$  и  $z$  и  $U_{mx} = 0$ .

### 4.3.2 Частотная зависимость МЭ эффекта

Уравнения (4.17) могут быть линеаризованы относительно амплитуды переменной намагниченности, которая полагается малой по сравнению с намагниченностью насыщения. В результате линеаризации  $y$ -компонента смещения не входит в конечное выражение, описывающее ферритовую подсистему. Это означает, что в рассматриваемом случае указанная составляющая смещения не участвует в МЭ эффекте.

Выполнение указанных преобразований позволяет получить из (4.17) следующую линеаризованную систему уравнений

$$\begin{aligned}
i\tilde{m}_x \omega &= -\gamma \left( H_0 \tilde{m}_y - H_a a^2 \frac{\partial^2 \tilde{m}_y}{\partial x^2} \right), \\
i\tilde{m}_y \omega &= \gamma \left( (H_0 + 4\pi M_s) \tilde{m}_x - H_a a^2 \frac{\partial^2 \tilde{m}_x}{\partial x^2} + B_2 \frac{\partial u_{mz}}{\partial x} \right), \\
-\rho_m \omega^2 u_{mz} &= c_{m44} \frac{\partial^2 u_{mz}}{\partial x^2} + \frac{B_2}{M_s} \frac{\partial \tilde{m}_x}{\partial x}, \\
D_z &= e_{p15} \frac{\partial u_{pz}}{\partial x} + \varepsilon_{p33} E_z, \\
-\rho_p \omega^2 u_{pz} &= c_{p44} \frac{\partial^2 u_{pz}}{\partial x^2},
\end{aligned} \tag{4.18}$$

где

$$\begin{aligned}
\tilde{m}_x &= m_x - i \frac{\omega \gamma}{(H_0 + 4\pi M_s) \gamma^2 H_0 - \omega^2} M_s h_y, \\
\tilde{m}_y &= m_y - \frac{(H_0 + 4\pi M_s) \gamma^2}{(H_0 + 4\pi M_s) \gamma^2 H_0 - \omega^2} M_s h_y.
\end{aligned} \tag{4.19}$$

Решая отдельно два последних уравнения системы (4.19), получим выражение для электрической индукции [91]:

$$D_z = C_1 \sin k_p x + C_2 \cos k_p x + \varepsilon_{p33} E_z, \tag{4.20}$$

$$k_p = \omega \sqrt{\frac{\rho_p}{c_{p44}}}. \tag{4.21}$$

Над оставшимися тремя уравнениями системы (4.19) произведем прямое преобразование Лапласа. Алгебраическая система уравнений относительно изображений имеет вид

$$\begin{aligned}
\frac{\omega}{\gamma} X(\kappa) + (H_0 - b\kappa^2) Y(\kappa) &= -b(A_{y1} + A_{y0} \kappa), \\
(H_M - b\kappa^2) X(\kappa) + \frac{\omega}{\gamma} Y(\kappa) + B_2 \kappa U(\kappa) &= -b(A_{x1} + A_{x0} \kappa) + B_2 A_{u0}, \\
\frac{B_2 \kappa}{M_s} X(\kappa) + (c_{m44} \kappa^2 + \rho_m \omega^2) U(\kappa) &= c_{m44} (A_{u1} + A_{u0} \kappa) + \frac{B_2}{M_s} A_{x0},
\end{aligned} \tag{4.22}$$

где

$$H_M = H_0 + 4\pi M_s, \tag{4.23}$$

а  $X(\kappa)$ ,  $Y(\kappa)$ ,  $U(\kappa)$  – изображения функций  $\tilde{m}_x(x)$ ,  $-i\tilde{m}_y(x)$ ,  $u_{mz}(x)$ . Постоянные  $A$  представляют собой значения оригиналов и их производных первого порядка при  $x = 0$ .

Решение (4.22) дает для изображений рациональные выражения вида

$$\frac{P_0^{X,Y,U} + P_1^{X,Y,U} \kappa + b(P_2^{X,Y,U} \kappa^2 + P_3^{X,Y,U} \kappa^3 + P_4^{X,Y,U} \kappa^4 + P_5^{X,Y,U} \kappa^5)}{b(bQ_6 \kappa^6 + Q_4 \kappa^4) + Q_2 \kappa^2 + Q_0} \quad (4.24)$$

где  $P$  и  $Q$  являются выражениями, зависящими от коэффициентов уравнений (4.22), причем  $Q$  будут одними и теми же для всех трех изображений.

Оригинал выражения (4.24) имеет вид

$$\frac{1}{2} \sum_{\xi} \frac{P_0 + P_1 \xi + b(P_2 \xi^2 + P_3 \xi^3 + P_4 \xi^4 + P_5 \xi^5)}{b(3Q_6 \xi^5 + 2Q_4 \xi^3) + Q_2 \xi} e^{\xi x} \equiv \sum_{\xi} C_{\xi} e^{\xi x}, \quad (4.25)$$

где суммирование ведется по всем корням  $\xi$  квадратного уравнения относительно  $\kappa$

$$b(bQ_6 \kappa^6 + Q_4 \kappa^4) + Q_2 \kappa^2 + Q_0 = 0, \quad (4.26)$$

а верхние индексы коэффициентов  $P$  опущены для сокращения записи. Иными словами, искомые функции представляют собой суперпозиции волн, волновые числа которых получаются из (4.26). В нашем случае это уравнение принимает вид

$$b^2 c_{m44} \kappa^6 + \left( b^2 \rho_m \omega^2 + \frac{B_2^2}{M_s} - b c_{m44} (H_0 + H_M) \right) \kappa^4 + \left( c_{m44} \left( H_0 H_M - \frac{\omega^2}{\gamma^2} \right) - \frac{B^2 H_0}{M_s} - b (H_0 + H_M) \rho_m \omega^2 \right) \kappa^2 + \rho_m \omega^2 \left( H_0 H_M - \frac{\omega^2}{\gamma^2} \right) = 0, \quad (4.27)$$

где введено обозначение.

Параметр  $b = H_a a^2$ , характеризует обменное взаимодействие. Входящая в него постоянная решетки мала по сравнению с длиной волны. После линеаризации по  $b$  получаем:

$$\left(\frac{B_2^2}{M_s} - bc_{m44}(H_0 + H_M)\right)\kappa^4 + \left(c_{m44}\left(H_0H_M - \frac{\omega^2}{\gamma^2}\right) - \frac{B_2^2H_0}{M_s} - b(H_0 + H_M)\rho_m\omega^2\right)\kappa^2 + \rho_m\omega^2\left(H_0H_M - \frac{\omega^2}{\gamma^2}\right) = 0, \quad (4.28)$$

Решение биквадратного уравнения (4.27) дает две пары решений  $\pm\xi_{m1}, \pm\xi_{m2}$ . Можно показать, что одно из чисел  $\xi_m$  будет действительным, что означает отсутствие распространения волны. Обозначая второе число через  $ik_m$ , запишем выражение для смещения ферритовой фазы:

$$u_{mz} = C_3 \sin k_m x + C_4 \cos k_m x. \quad (4.29)$$

Выражения для  $m_x$  и  $m_y$  легко получить подстановкой (4.28) в (4.23) с учетом (4.24):

$$m_x = \frac{M_s}{B_2} \left( \frac{\rho_m \omega^2}{k_m^2} - c_{m44} \right) (C_3 \cos k_m x - C_4 \sin k_m x) + i \frac{\frac{\omega}{\gamma} M_s}{H_0 H_M - \frac{\omega^2}{\gamma^2}} h_y, \quad (4.30)$$

$$m_y = -i \frac{\gamma M_s k_m}{B_2 \omega} \left( \left( \frac{\rho_m \omega^2}{k_m^2} - c_{m44} \right) (H_M + b k_m^2) + \frac{B_2}{M_s} \right) (C_3 \cos k_m x - C_4 \sin k_m x) + \frac{H_M M_s}{H_0 H_M - \frac{\omega^2}{\gamma^2}} h_y. \quad (4.31)$$

Значения постоянных интегрирования найдем подстановкой решений в граничные условия. В нашей задаче они имеют вид

$$\begin{aligned} u_{mz}(0) &= u_{pz}(0), \\ T_{m6}(0) &= T_{p6}(0), \\ T_{p6}(-L_1) &= 0, \\ T_{m6}(L_2) &= 0, \end{aligned} \quad (4.32)$$

где  $L_1$  и  $L_2$  – толщины, соответственно, пьезоэлектрической и ферритовой фаз,

$$T_{m6} = c_{m44} \frac{\partial u_{mz}}{\partial x} - \frac{B_2}{M_s} m_x \quad (4.33)$$

– компонента тензора напряжений ферритовой фазы.

Индукцированное в пьезоэлектрической компоненте электрическое поле  $E_z$  определяется из условия равенства нулю потока электрической индукции через боковую поверхность образца:

$$\int_{-L_1}^0 D_z dx = 0. \quad (4.33)$$

Решая (4.33) относительно  $E_z$ , для МЭ коэффициента по напряжению  $\alpha_E = \frac{E_z}{h_y}$

получим:

$$\begin{aligned} \alpha_E = 4\pi i \omega \gamma e_{p15} c_{p44} k_p k_m B_2 \times \\ \times (1 - \cos k_p L_1) (\cos k_m L_2 - 1) / \left[ \varepsilon_{p33} c_{p44} k_p L_1 (\rho_m \omega^2 \sin k_m L_2 \cos k_p L_1 + \right. \\ \left. + c_{p44} k_p k_m \sin k_m L_2 \cos k_p L_2) + 4\pi e_{p15}^2 (\rho_m \omega^2 \sin k_p L_1 \cos k_m L_2 + \right. \\ \left. + 2c_{p44} k_p k_m (1 - \cos k_p L_1) \cos k_m L_2) (\omega^2 - \gamma^2 (H_0 + 4\pi M_s) H_0) \right]. \end{aligned} \quad (4.34)$$

На рис. 4.12 и 4.13 приведены зависимости  $|\alpha_E|$  от частоты  $f = \omega/2\pi$  для двухслойной структуры иттрий-железистый гранат – цирконат-титанат свинца для напряженности подмагничивающего поля 277.7 кА/м и 413 кА/м. Толщины пьезоэлектрической и ферритовой фаз равны соответственно 100 и 85 нм. Потери в образце учтены подстановкой в (4.34) комплексной частоты  $\Omega = \omega + i\omega_1$ , где  $\omega_1$  – параметр потерь.

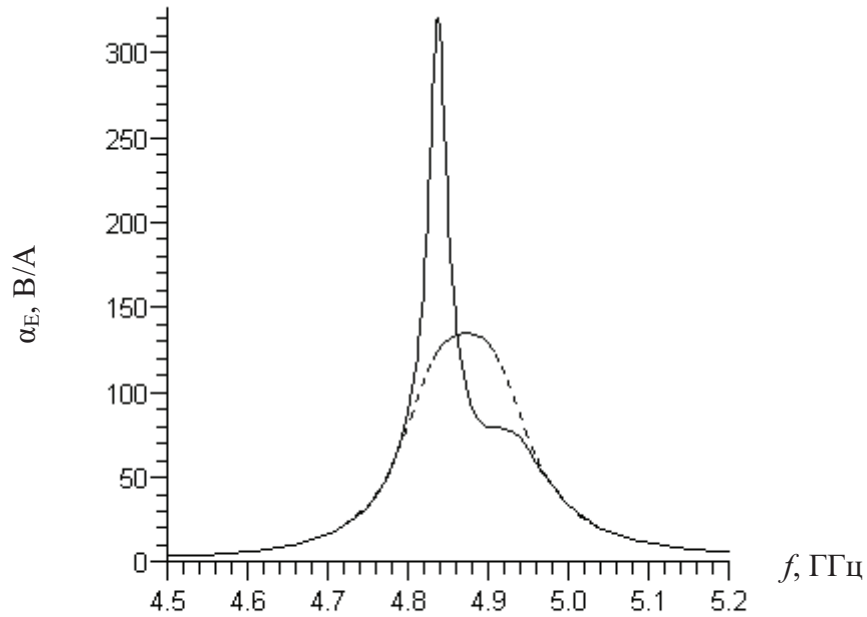


Рисунок 4.12 – Зависимость МЭ коэффициента от частоты для подмагничивающего поля 277,7 кА/м, толщины пленки ЦТС – 100 нм, толщины пленки ИЖГ – 85 нм. Пунктирная линия соответствует случаю нулевого обменного поля

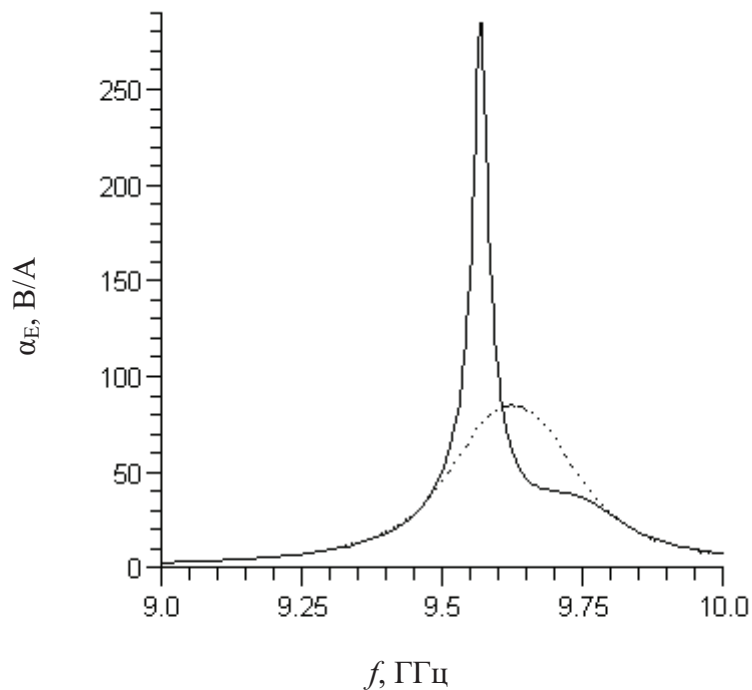


Рисунок 4.13 – Зависимость МЭ коэффициента от частоты для подмагничивающего поля 413 кА/м, толщины пленки ЦТС – 100 нм, толщина пленки ИЖГ – 85 нм. Пунктирная линия соответствует случаю нулевого обменного поля

В отличие от магнитоакустического резонанса в нормально намагниченной пластинке в случае касательно намагниченного образца резонанс наблюдается при меньшем значении подмагничивающего поля, что связано с отсутствием эффекта размагничивания в плоскости образца.

Толщина слоя феррита, соответствующая максимальному значению МЭ эффекта, меньше, чем для случая нормальной намагниченности образца. Это связано с зависимостью эффективной жесткости феррита от величины и направления подмагничивающего поля.

Включение в рассмотрение малого обменного эффекта привело к появлению асимметрии формы резонансной линии. После достижения максимума наблюдается резкое уменьшение величины МЭ коэффициента. Величина максимума и значение резонансной частоты остаются практически без изменений.

Таким образом, в данном разделе работы получено выражение для МЭ коэффициента по напряжению в области наложения частот электромеханического и магнитного резонансов с учетом неоднородного обменного взаимодействия. Приведена частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению для двухслойной структуры ИЖГ – ЦТС. В области магнитоакустического резонанса при совпадении частот электромеханического резонанса и однородной прецессии намагниченности ферритовой фазы обнаружено существенное увеличение МЭ коэффициента по напряжению. В случае касательно намагниченного образца резонанс наблюдается при меньшем значении подмагничивающего поля. При учете обменного поля форма резонансного пика существенно меняется.

Расчетное значение МЭ коэффициента по напряжению позволяет рекомендовать слоистые композиционные материалы на основе монокристаллических ферритов и пьезоэлектриков для использования в радиокомпонентах, работа которых основана на генерации магнитоупругих волн или на управлении параметрами магнитного резонанса с помощью электрического поля.

#### **4.4 Влияние электрического поля на магнитные свойства композиционных материалов**

Данная глава посвящена исследованию влияния внешнего электрического поля на магнитные свойства магнитострикционно-пьезоэлектрических структур, заключающегося в индуцировании переменным электрическим полем переменной намагниченности (обратный МЭ эффект). Образец предполагается помещённым во внешнее электрическое СВЧ-поле, под действием которого в пьезоэлектрическом слое благодаря пьезоэффекту возникают упругие волны. Поскольку фазы в композиционной структуре механически связаны, то в ферритовой фазе также возникают магнитоупругие волны, порождающие намагниченность посредством пьезомагнитного эффекта. При отсутствии внешнего переменного поля будет отсутствовать и однородная прецессия

намагниченности в ферритовой фазе. Влияние электрического поля на магнитные свойства композиционных материалов может быть использовано при проектировании различных преобразователей, трансформаторов, а также для разработки других устройств, где полезным свойством материала является намагниченность, например, для разработки управляемой индуктивности.

#### 4.4.1 МЭ восприимчивость в двухслойной феррит-пьезоэлектрической структуре

Рассмотрим расположенную в плоскости  $xOy$  двухслойную структуру феррит – ЦТС, помещенную в направленное вдоль оси  $z$  подмагничивающее поле  $\mathbf{H}_0$  (рис. 4.13). Величина поля  $\mathbf{H}_0$  предполагается достаточной для однодоменности ферритовой фазы, что минимизирует магнитные потери.

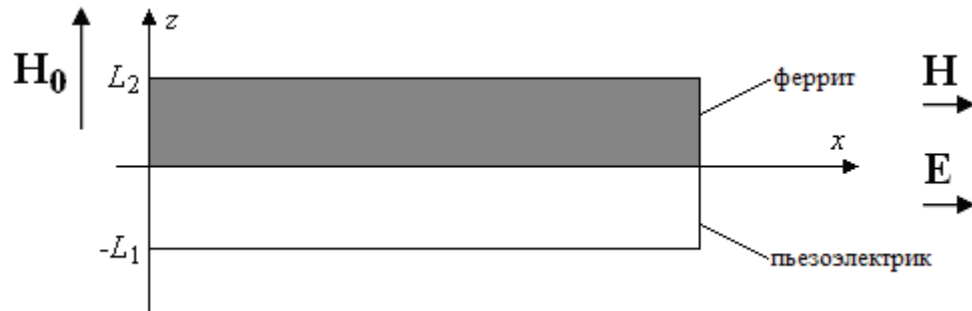


Рисунок 4.13 – Ориентация нормально намагниченного образца во внешних полях

Как и при исследовании прямого МЭ эффекта, рассмотрим волны, поляризованные по правому кругу. Уравнения относительно комплексных амплитуд смещений и намагниченности будут выглядеть аналогично системе (4.3):

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{{}^p \rho \omega^2}{{}^p c_{44}} \right) {}^p u^+ = 0, \quad (4.35)$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{{}^m \rho \omega^2}{{}^m c_{44}^+} \right) {}^m u^+ = 0, \quad (4.36)$$

$$(\omega - \omega_H) m^+ = \gamma B_2 \frac{\partial}{\partial z} {}^m u^+, \quad (4.37)$$

$$D^+ = 4\pi {}^p e_{15} \frac{\partial}{\partial z} {}^p u^+ + \varepsilon E^+, \quad (4.38)$$

где эффективная жесткость в уравнении (4.36) определяется соотношением (4.8), а в уравнении (4.37) не учитывается обменное взаимодействие.

Решение системы (4.35)-(4.38) запишется в виде:

$${}^p u^+ = C_1 \sin {}^p k z + C_2 \cos {}^p k z, \quad (4.39)$$

$$D^+ = 4\pi {}^p e_{15} {}^p k (C_1 \cos {}^p k z - C_2 \sin {}^p k z) + {}^p \varepsilon E^+, \quad (4.40)$$

$${}^m u^+ = C_3 \sin {}^m k z + C_4 \cos {}^m k z, \quad (4.41)$$

$$m^+ = \frac{\gamma B_2}{{\omega - \omega_H}} {}^m k (C_3 \cos {}^m k z - C_4 \sin {}^m k z). \quad (4.42)$$

Постоянные интегрирования находятся из граничных условий:

$$\begin{aligned} {}^p u^+(0) &= {}^m u^+(0), \\ {}^p T^+(0) &= {}^m T^+(0), \\ {}^p T^+(-L_1) &= 0, \\ {}^m T^+(L_2) &= 0, \end{aligned} \quad (4.43)$$

Подставив выражения для постоянных интегрирования, найденные из краевых условий (4.43), в выражение (4.42), получим зависимость намагниченности от координаты  $z$ :

$$m^+ = \frac{E^+ \gamma B_2 {}^p e_{15} {}^m k (1 - \cos {}^p k L_1) \cdot \sin({}^m k L_2 - {}^m k z)}{(\omega - \omega_H) ({}^p k {}^p c_{44} \sin {}^p k L_1 \cos {}^m k L_2 + {}^m k {}^m c_{44}^+ \cos {}^p k L_1 \sin {}^m k L_2)} \quad (4.44)$$

Выражение для МЭ восприимчивости  $\alpha = \partial m^+ / \partial E^+$  принимает вид:

$$\alpha = \frac{\gamma B_2 {}^p e_{15} {}^m k (1 - \cos {}^p k L_1) \cdot \sin({}^m k L_2 - {}^m k z)}{(\omega - \omega_H) ({}^p k {}^p c_{44} \sin {}^p k L_1 \cos {}^m k L_2 + {}^m k {}^m c_{44}^+ \cos {}^p k L_1 \sin {}^m k L_2)} \quad (4.45)$$

На рис. 4.14 показана зависимость  $\alpha$  от частоты  $f$ , вычисленная из (4.45). Мы выбрали толщины, равные 31 нм для ИЖГ и 134 нм для ЦТС, так что ЭМР находится в диапазоне 6 ГГц [92] для материальных параметров ИЖГ и ЦТС.

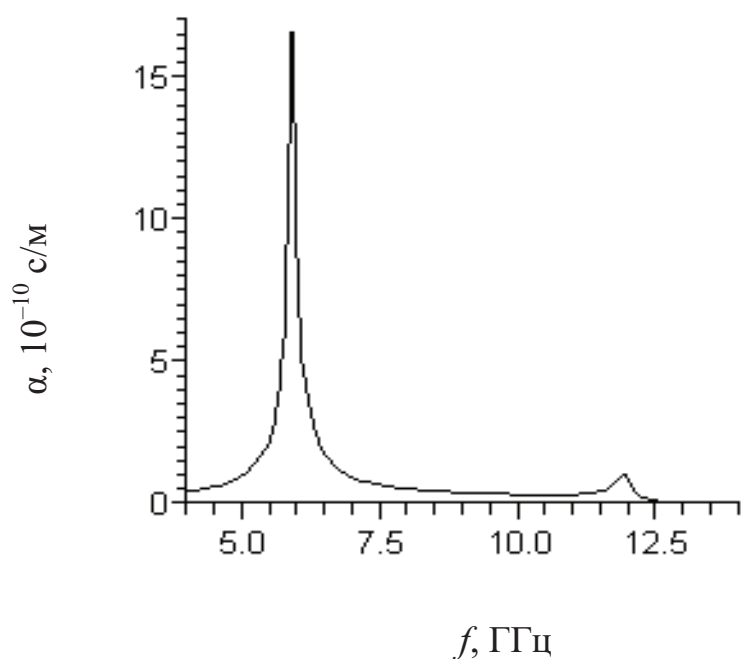


Рисунок 4.14 – Зависимость МЭ восприимчивости от частоты.

Подмагничивающее поле 160 кА/м, толщина ЦТС – 134 нм, толщина  
ИЖГ – 31 нм

Подмагничивающее поле  $H_0 = 160$  кА/м взято таким, что оно меньше поля, необходимого для возбуждения магнитных мод, включающих в себя ФМР. Имеют место пики МЭ восприимчивости при толщинных модах фундаментального ЭМР либо более высокого порядка. Восприимчивость на фундаментальной моде имеет более высокий порядок, чем на гармониках более высокого порядка.

Обсудим рисунки 4.15 и 4.16 для подмагничивающего поля, соответствующего магнитному резонансу в ИЖГ. Когда  $H_0$  установлен равным  $\omega/\gamma + 4\pi M_0$ , в связи с наложением резонансных характеристик механического смещения и намагниченности ожидается гигантское увеличение  $\alpha$ , как на рисунках 4.17 – 4.19. Когда частоты магнонов и фононов согласованы, имеет место эффективный обмен энергией между электрической и магнитной подсистемами. На рис. 4.16 для  $H_0 = 307,2$  кА/м фундаментальная акустическая мода накладывается на однородную прецессию намагниченности, что влечет значительное увеличение  $\alpha$ . Когда  $H_0$  увеличивается до 477,5 кА/м, частота

однородной прецессии намагниченности совпадает с ЭМР более высокого порядка.

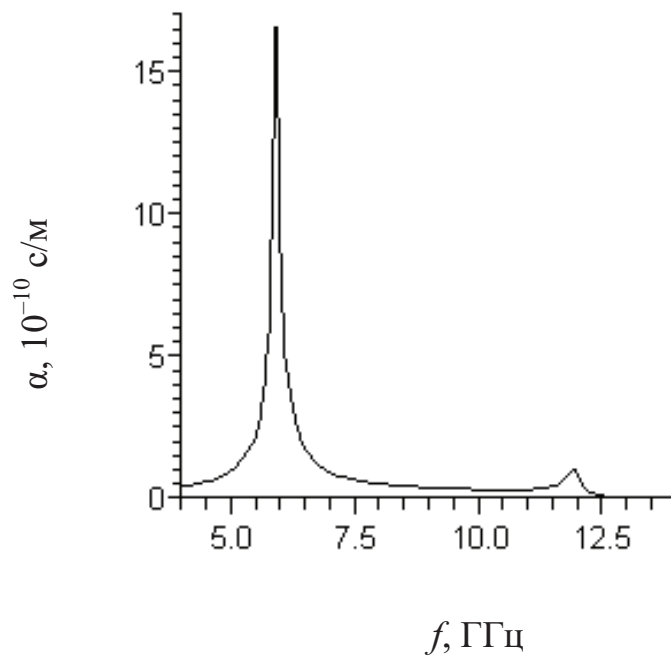


Рисунок 4.15 – Зависимость МЭ восприимчивости от частоты на границе раздела фаз. Подмагничивающее поле 160 кА/м, толщина ЦТС – 134 нм, толщина ИЖГ – 31 нм

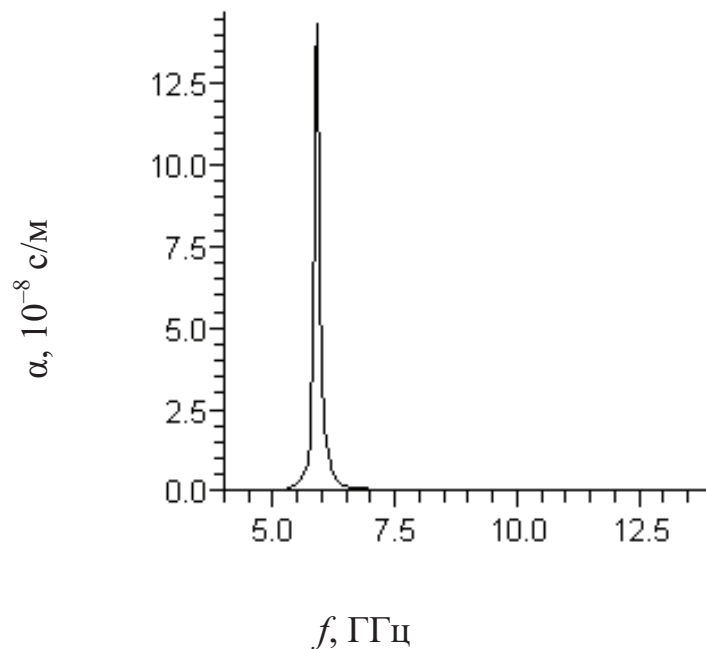


Рисунок 4.16 – Зависимость МЭ восприимчивости от частоты на границе раздела фаз. Подмагничивающее поле 307,2 кА/м, толщина ЦТС – 134 нм, толщина ИЖГ – 31 нм

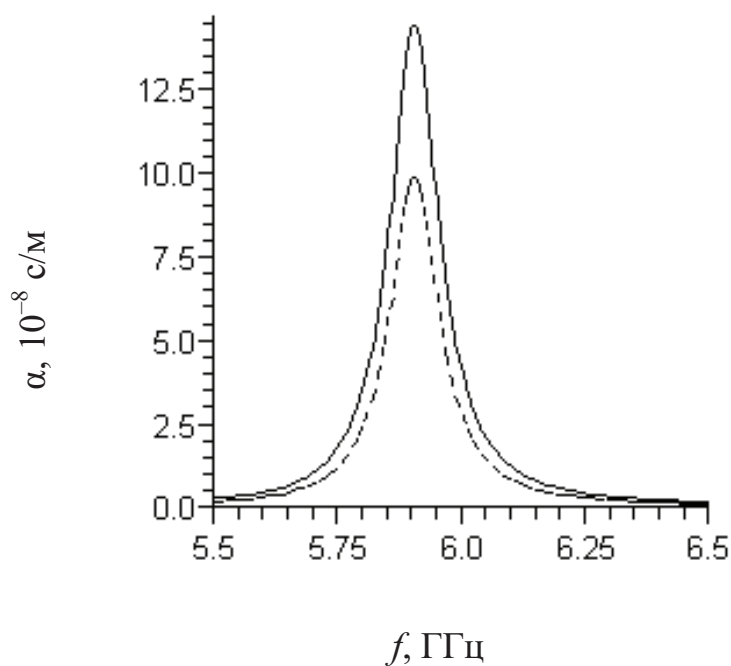


Рисунок 4.17 – Зависимость МЭ восприимчивости от частоты на границе раздела фаз (сплошная линия) и на расстоянии 10 нм от границы раздела фаз (пунктирная линия). Подмагничивающее поле 307,2 кА/м, толщина ЦТС – 134 нм, толщина ИЖГ – 31 нм.

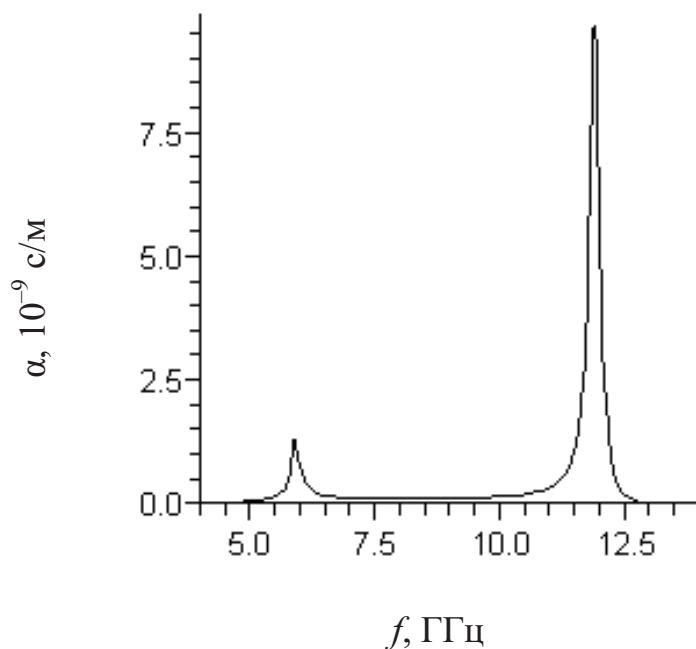


Рисунок 4.18 – Зависимость МЭ восприимчивости от частоты на границе раздела фаз. Подмагничивающее поле 477,5 кА/м, толщина ЦТС – 134 нм, толщина ИЖГ – 31 нм.

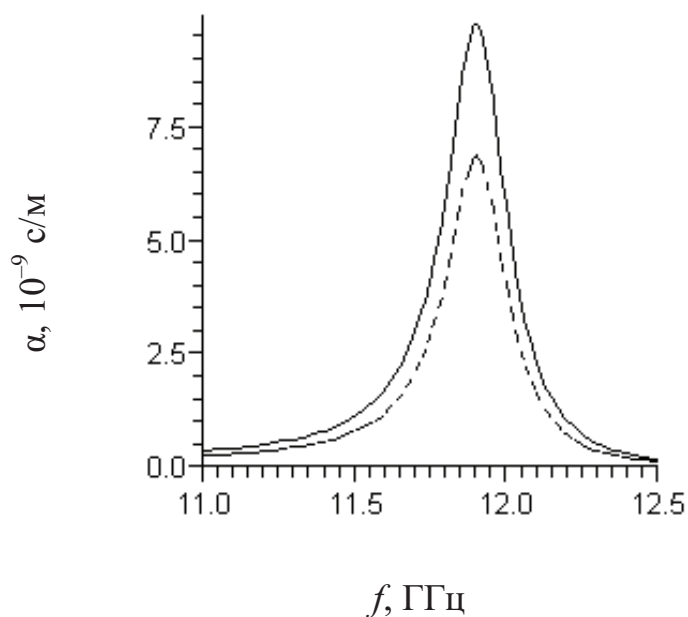


Рисунок 4.19 – Зависимость МЭ восприимчивости от частоты на границе раздела фаз (сплошная линия) и на расстоянии 10 нм от границы раздела фаз (пунктирная линия). Подмагничивающее поле 477,5 кА/м, толщина ЦТС – 134 нм, толщина ИЖГ – 31 нм.

#### 4.4.2 МЭ восприимчивость трехслойной феррит-пьезоэлектрической структуры

Рассмотрим теперь трехслойную композиционную структуру пьезоэлектрик – феррит – пьезоэлектрик (рис. 4.20). Предполагается, что первый и третий слой состоят из одного и того же вещества.

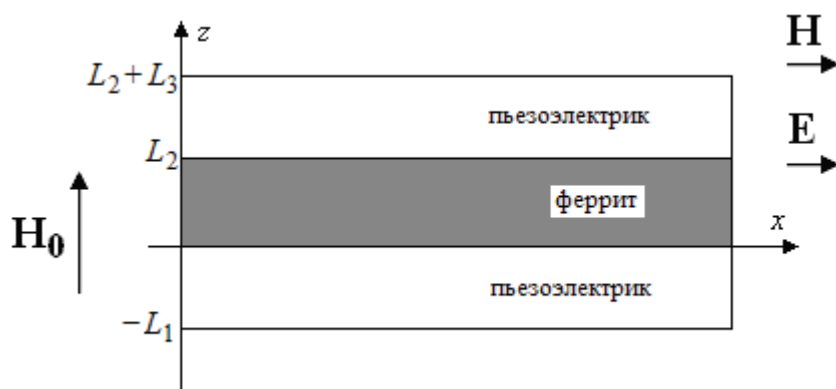


Рисунок 4.20 – Трехслойная структура ЦТС – ИЖГ – ЦТС во внешних полях

Система уравнений для такой структуры будет такова:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{{}^p\rho\omega^2}{{}^p c_{44}} \right) {}^p u_1^+ = 0, \quad (4.46)$$

$$D_1^+ = 4\pi {}^p e_{15} \frac{\partial}{\partial z} {}^p u_1^+ + \varepsilon E_1^+, \quad (4.47)$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{{}^p\rho\omega^2}{{}^p c_{44}} \right) {}^p u_3^+ = 0, \quad (4.48)$$

$$D_3^+ = 4\pi {}^p e_{15} \frac{\partial}{\partial z} {}^p u_3^+ + \varepsilon E_3^+, \quad (4.49)$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{{}^m\rho\omega^2}{{}^m c_{44}^+} \right) {}^m u^+ = 0, \quad (4.50)$$

$$(\omega - \omega_H) m^+ = \gamma B_2 \frac{\partial}{\partial z} {}^m u^+, \quad (4.51)$$

начальные условия запишутся в виде:

$$\begin{aligned} {}^p u_1^+(0) &= {}^m u^+(0), & {}^p u_3^+(L_2) &= {}^m u^+(L_2), \\ {}^p T_{(1)}^+(0) &= {}^m T^+(0), & {}^p T_{(3)}^+(L_2) &= {}^m T^+(L_2), \\ {}^p T_{(1)}^+(-L_1) &= 0, \\ {}^p T_{(3)}^+(L_2 + L_3) &= 0, \end{aligned} \quad (4.52)$$

где  $L_3$  – толщина третьего (пьезоэлектрического) слоя,

$$\begin{aligned} {}^p T_{(1)}^+ &= {}^p c_{44} \frac{\partial}{\partial z} {}^p u_1^+ - {}^p e_{15} E_1^+, \\ {}^p T_{(3)}^+ &= {}^p c_{44} \frac{\partial}{\partial z} {}^p u_3^+ - {}^p e_{15} E_3^+, \\ {}^m T^+ &= {}^m c_{44}^+ \frac{\partial}{\partial z} {}^m u^+ + \frac{B_2}{M_s} m_0^+ \end{aligned} \quad (4.53)$$

На рис. 4.21 показана зависимость МЭ восприимчивости от координаты  $z$ . Для композита ИЖГ – ЦТС  $\alpha$  максимальна на границе раздела фаз и линейно спадает до нуля на внешней поверхности ИЖГ. Профиль намагниченности соответствует возбуждению ряда магнитостатических мод, включающих однородную прецессию.

Рис. 4.21 также показывает аналогичный профиль для трехслойного композита ЦТС – ИЖГ – ЦТС. Толщины равны 31 нм для ИЖГ и 72 нм для слоев ЦТС. Электрическое поле, индуцированное магнитными модами, сходится к структуре однородной прецессии (или ФМР) в трехслойном композите.

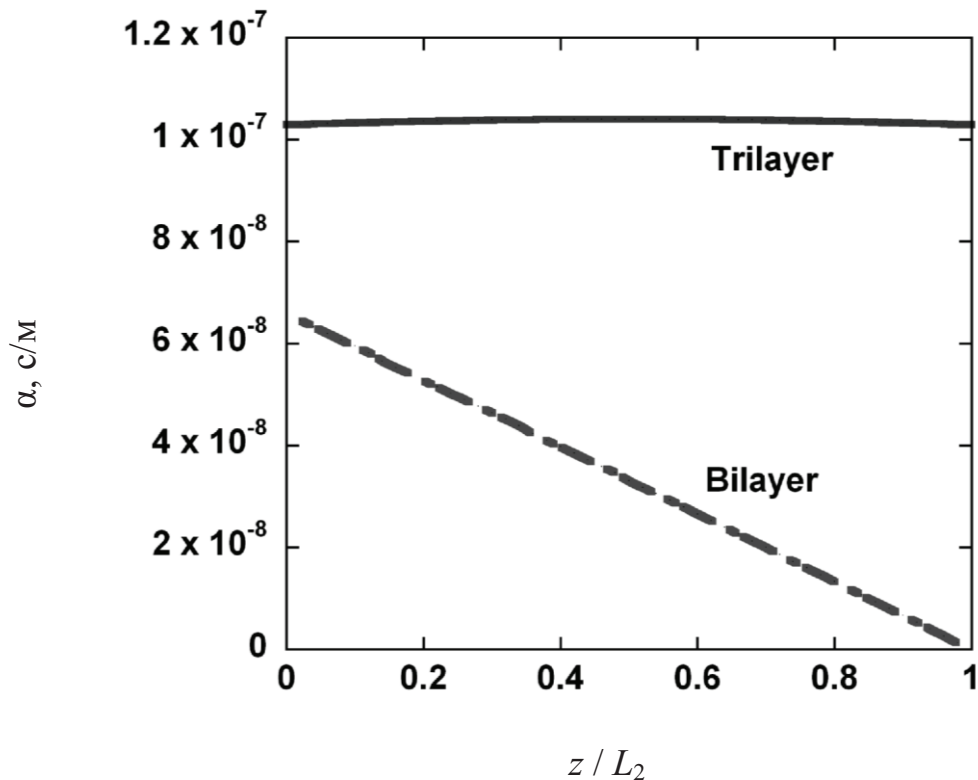


Рисунок 4.21 – зависимость МЭ восприимчивости от координаты  $z$  в трехслойном (сплошная линия) и двухслойном (прерывистая линия) композите.

#### 4.4.3 МЭ эффект в композиционной структуре на подложке из диэлектрика

Рассмотрим теперь трехслойную композиционную структуру диэлектрик – феррит – пьезоэлектрик (рисунок 4.22).

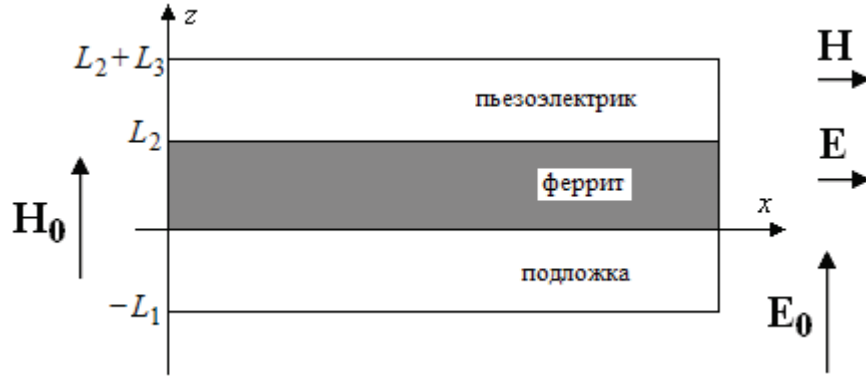


Рисунок 4.22 – Структура с подложкой

Система уравнений для такой структуры будет такова:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{{}^p \rho \omega^2}{{}^p c_{44}} \right) {}^p u_1^+ = 0, \quad (4.54)$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{{}^p \rho \omega^2}{{}^p c_{44}} \right) {}^p u_3^+ = 0, \quad (4.55)$$

$$D_3^+ = 4\pi {}^p e_{15} \frac{\partial}{\partial z} {}^p u_3^+ + \varepsilon E_3^+, \quad (4.56)$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{{}^m \rho \omega^2}{{}^m c_{44}^+} \right) {}^m u^+ = 0, \quad (4.57)$$

$$(\omega - \omega_H) m^+ = \gamma B_2 \frac{\partial}{\partial z} {}^m u^+, \quad (4.58)$$

начальные условия запишутся в виде:

$$\begin{aligned} {}^p u_1^+(0) &= {}^m u^+(0), & {}^p u_3^+(L_2) &= {}^m u^+(L_2), \\ {}^p T_{(1)}^+(0) &= {}^m T^+(0), & {}^p T_{(3)}^+(L_2) &= {}^m T^+(L_2), \\ {}^p T_{(3)}^+(L_2 + L_3) &= 0, \end{aligned} \quad (4.59)$$

где  $L_3$  – толщина третьего (пьезоэлектрического) слоя,

$$\begin{aligned}
{}^pT_{(1)}^+ &= {}^p c_{44} \frac{\partial}{\partial z} {}^p u_1^+, \\
{}^pT_{(3)}^+ &= {}^p c_{44} \frac{\partial}{\partial z} {}^p u_3^+ - {}^p e_{15} E_3^+, \\
{}^mT^+ &= {}^m c_{44}^+ \frac{\partial}{\partial z} {}^m u^+ + \frac{B_2}{M_s} m_0^+
\end{aligned} \tag{4.60}$$

Численные расчеты показывают, что влияние подложки сводится к уменьшению МЭ эффекта. В качестве примера на рис. 4.23 приведена частотная зависимость МЭ восприимчивости двухслойной структуры ИЖГ-ЦТС на подложке из галлий-гадолиниевого граната.

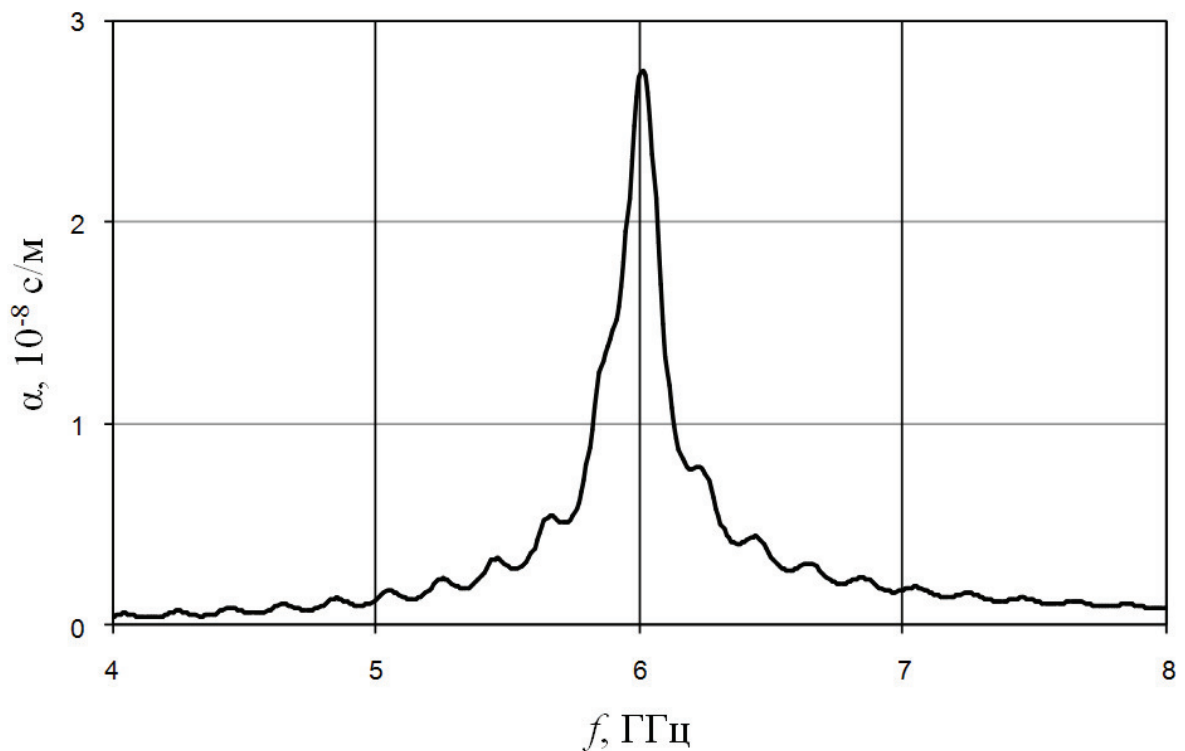


Рисунок 4.23 – Расчетная зависимость МЭ восприимчивости от частоты. Подмагничивающее поле 310 кА/м, толщина ЦТС – 100 нм, толщина ИЖГ – 130 нм, толщина подложки 300 мкм

Как следует из рис. 4.23, пиковое значение МЭ восприимчивости двухслойной структуры ИЖГ-ЦТС на подложке из ГГГ уменьшается приблизительно на порядок по сравнению с её значением для структуры ИЖГ-ЦТС без учета эффекта зажатия со стороны подложки.

#### 4.5 Выводы

В данной главе проведено моделирование МЭ взаимодействия в магнитострикционно-пьезоэлектрических слоистых структурах в области совпадения частот ЭМР и ФМР. Получено выражение для МЭ коэффициента по напряжению через физические параметры исходных компонент. Показано, что увеличение МЭ эффекта в области совпадения частот ЭМР и ФМР магнитоэлектрической структуры связано с энергетическим обменом между сдвиговой модой ЭМР и основной модой магнитного резонанса. В феррит-пьезоэлектрической структуре ИЖГ – ЦТС, толщины ферритового и пьезоэлектрического слоев которого равны соответственно 214 нм и 100 нм, резонансный МЭ эффект наблюдается на частоте 4,9 ГГц в подмагничивающем поле 277,7 кА/м соответственно, а расчётное значение МЭ коэффициента по напряжению превышает 130 В/А. В касательно намагниченной двухслойной структуре МАР наблюдается при меньшем подмагничивающем поле, что связано с меньшим размагничивающим полем по сравнению с нормально намагниченной структурой.

Изучено влияние неоднородного обменного взаимодействия на МЭ эффект в области МАР. Показано, что влияние сводится к увеличению МЭ эффекта и изменению формы пика. В нормально намагниченной феррит-пьезоэлектрической структуре ИЖГ – ЦТС учёт неоднородного обмена приводит к тому, что расчетные значения МЭ коэффициентов увеличиваются со 135 до 330 и с 85 до 290 В/А для соответственно первой и второй частот ЭМР. С уменьшением толщины образца влияние неоднородного обменного взаимодействия возрастает, что приводит к усилению МЭ эффекта.

Проведено моделирование влияния электрического поля на магнитные свойства двухслойной феррит-пьезоэлектрической структуры (обратного МЭ эффекта). На основе точного решения получено выражение для изменения намагниченности и МЭ восприимчивости по толщине композита. Показано, что

для композита ИЖГ – ЦТС МЭ восприимчивость имеет гигантский пик при взаимном наложении частот ФМР и ЭМР, достигая  $1,5 \cdot 10^{-7}$  с/м на частоте 5,9 ГГц.

Проведено моделирование влияния электрического поля на магнитные свойства трехслойной структуры пьезоэлектрик – феррит – пьезоэлектрик. Для трехслойной структуры ЦТС – ИЖГ – ЦТС получено, что вид изменения МЭ восприимчивости по толщине ферритового слоя приближается к структуре однородной прецессии (или ФМР).

## 5 ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ МЭ МАТЕРИАЛОВ

Разработка экспериментальных методов изучения физических свойств МЭ материалов и разработка физических принципов проектирования новых МЭ устройств в широком диапазоне частот – это новое актуальное направление исследований. Теоретическое и экспериментальное исследование природы МЭ веществ и изменение их физических свойств при внешних воздействиях, проведенное в предыдущих главах, позволяет перейти к макетированию подтверждающему возможности создания физических основ промышленной технологии магнитоэлектроники.

### *5.1 МЭ СВЧ устройства*

Разработка на основе МЭ эффекта СВЧ приборов, позволяющих построить систему в виде приёмных, передающих или приёмно-передающих модулей ФАР с заданными характеристиками [95,96], представляет большой научный и практический интерес. МЭ устройства должны обеспечивать выполнение различных требований к ФАР по чувствительности, мощности, диапазону частот, диаграмме направленности и др. Использование слоистых феррит-пьезоэлектрических структур в сочетании с резонансными явлениями сочетает в себе значительные преимущества, необходимые для проектирования МЭ СВЧ устройств и модулей ФАР на их основе. Слоистые феррит-пьезоэлектрические структуры [28,83] являются идеальным объектом для создания СВЧ МЭ устройств [97,98]. Использование электромеханического, ферромагнитного и магнитоакустического резонансов, магнитодипольных и электродипольных переходов в этих структурах позволяет проектировать новые СВЧ МЭ устройства [99] и создавать на их основе различные модули [100,101].

На СВЧ МЭ эффект сильнее всего проявляется в виде сдвига резонансной линии ФМР под действием управляющего электрического поля и большинство

предложенных конструкций работают именно на этом эффекте [98,102]. В приемный СВЧ модуль могут входить: приемная микрополосковая антенна [103-105]; фильтр-преселектор [106-114], предотвращающий перегрузку приемного тракта; аттенюатор, обеспечивающий амплитудное распределение сигнала по раскрыву решетки [99,115-116]; фазовращатель [59, 117-125], задающий фазовое распределение сигнала; гиратор [126-129], для обеспечения согласования элементов тракта; усилитель, состоящий из одного или более каскадов активного усиления [130], и детектор, для выделения огибающей сигнала [131]. Возможно использование МЭ преобразователей [132], в том числе управляемой индуктивности для радиотракта, или управляемого фильтра [133].

Кроме функциональных МЭ устройств, обеспечивающих выполнение основной задачи устройства, применение МЭ элементов также возможно для второстепенных и обеспечивающих задач. Контроль токов и электромагнитных полей на печатных платах и непосредственно у проводников с хорошей надёжностью могут выполнять МЭ сенсорные устройства [134]. Эти устройства могут работать как датчики для защиты от перегрузок по цепям питания, или, например, для предупреждения персонала о наличии сильного электромагнитного поля в зоне пребывания. Другую важную функцию, такую как обеспечение бесперебойного питания для различных устройств, могут выполнять устройства сбора и накопления энергии, реализованные на МЭ материалах [135]. Автономное питание, которое они реализуют, позволит создавать беспроводные системы и существенно экономить на химических элементах питания, кроме того, уменьшая необходимое регламентное время обслуживания автономных устройств.

Реализация приёмо-передающих модулей с использованием МЭ структур возможна как на единой технологической подложке, так и отдельно по устройствам [136]. Гибридная технология позволяет объединить отдельно изготовленные устройства в единый модуль. Наибольшие преимущества может

дать интегральная технология, объединяющая изготовление всех МЭ устройств в единый технологический цикл [137].

Гиратор с использованием МЭ эффекта обладает способностью инвертировать импеданс линии передачи и преобразовывать входное напряжение в ток и наоборот [138]. В [139] предложен МЭ гиратор, который имеет компактную форму благодаря используемому сосредоточенному элементу. Возможно использование МЭ гиратора в технике СВЧ для согласования импедансов, инвертирования импеданса, поворота фазы электромагнитной волны, преобразования электрического тока в электрическое напряжение или, наоборот, преобразования электрического напряжения в электрический ток [140]. Для исследования эффекта гирации в МЭ резонаторе был разработан макет устройства, на котором был поставлен ряд экспериментов [141].

## **5.2 МЭ СВЧ фазовращатель**

Исследования, проводимые в области исследования МЭ СВЧ фазовращателей [45,59,95-99,117-125,142-148] и МЭ материалов для них, показывают перспективность применения этого типа устройств, в том числе для интегральной техники. За последнее десятилетие управляющее напряжение было снижено с киловольт до сотен вольт [125,147-148], при хороших фазовых характеристиках и в ближайшие годы будет составлять десятки вольт, и в перспективе может быть уменьшено до нескольких вольт.

Блок схема установки для измерения фазовых характеристик образцов композитов представлена на рис. 5.2.1. Измеритель разности фаз комбинированный ФК2-33 (либо ФК2-14) предназначен для измерения разности фаз сигналов и отношения их амплитуд при прямой, непрерывной и одновременной индикации фазовых и амплитудных соотношений сигналов радиочастотного диапазона. Пределы измерения разности фаз сигналов от  $0 \pm 180^\circ$ , отношения амплитуд в динамическом диапазоне от -60 дБ до +30 дБ.

Измерения могут производиться по фиксированным частотным точкам в диапазоне 0,11-18 ГГц (0,11-7 ГГц) или при качании частоты в любой октаве диапазона 0,11-4 ГГц. Прибор позволяет анализировать характеристики цепей, в том числе: прямое определение и индикация параметров рассеяния (S-параметр); наблюдения фазо-частотных характеристик любых устройств в панорамном режиме; анализ параметров твердотельных широкодиапазонных цепей и т.д.

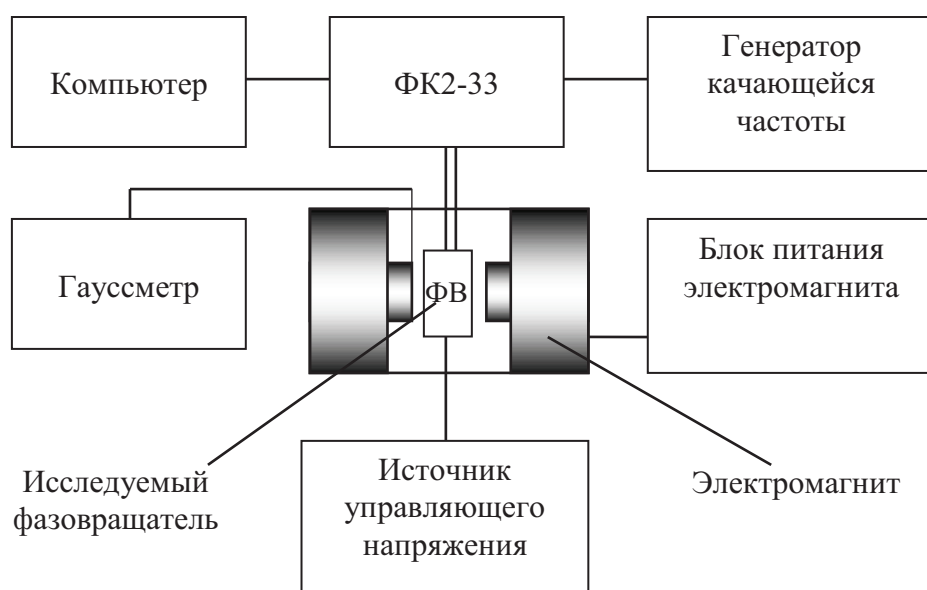


Рисунок 5.2.1 – Блок-схема измерительной установки

Для измерения сдвига фаз, времени задержки и возможности настройки электрическим полем  $E$  использовалась композиционная структура на основе смеси ИЖГ (20%) и ЦТС (80%). МЭ элемент представлял собой диск диаметром 5 мм толщиной 0,5 мм с металлизированными обкладками. Исследования проводились на частотах 7÷9 ГГц. Эскиз макета МЭ фазовращателя (ФВ) показан на рис. 5.2.2.

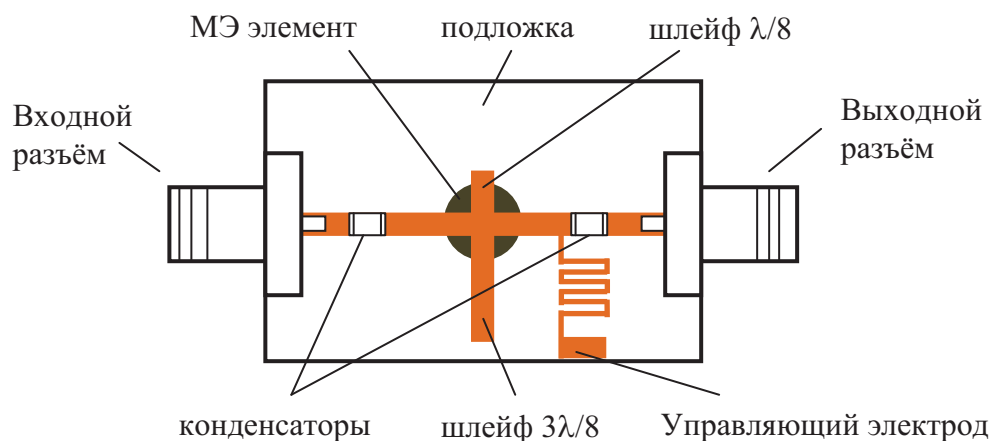


Рисунок 5.2.2 – МЭ СВЧ фазовращатель

Микрополосковая линия передачи содержит два шлейфа с длинами  $\lambda/8$  и  $3\lambda/8$  для создания СВЧ поля круговой поляризации на выбранной частоте сигнала. Дисковый МЭ элемент установлен в отверстие в подложке под шлейфами. Конденсаторы служат для развязки по постоянному току. Управляющие электроды подведены с двух сторон к металлизированным обкладкам МЭ элемента. На рис. 5.2.3 показана фазовая характеристика устройства.

На рис. 5.2.4 показана фазовая характеристика работы устройства в более узком диапазоне частот. Из приведённых графиков видно, что возможно получение большого сдвига фазы в области малых потерь.

ФМР фиксируется в МЭ резонаторе также при подмагничивающем поле 2495 Э. Ширина линии ФМР, при возникающем в резонаторе типе колебаний, равна 5 Э. В образце, наряду с однородной прецессией, возникают магнитостатические типы колебаний  $(m,m,0)$  и  $(m+1,m,0)$ . Переменная намагниченность, в случае колебаний  $(m,m,0)$  и  $(m+1,m,0)$ , имеет круговую

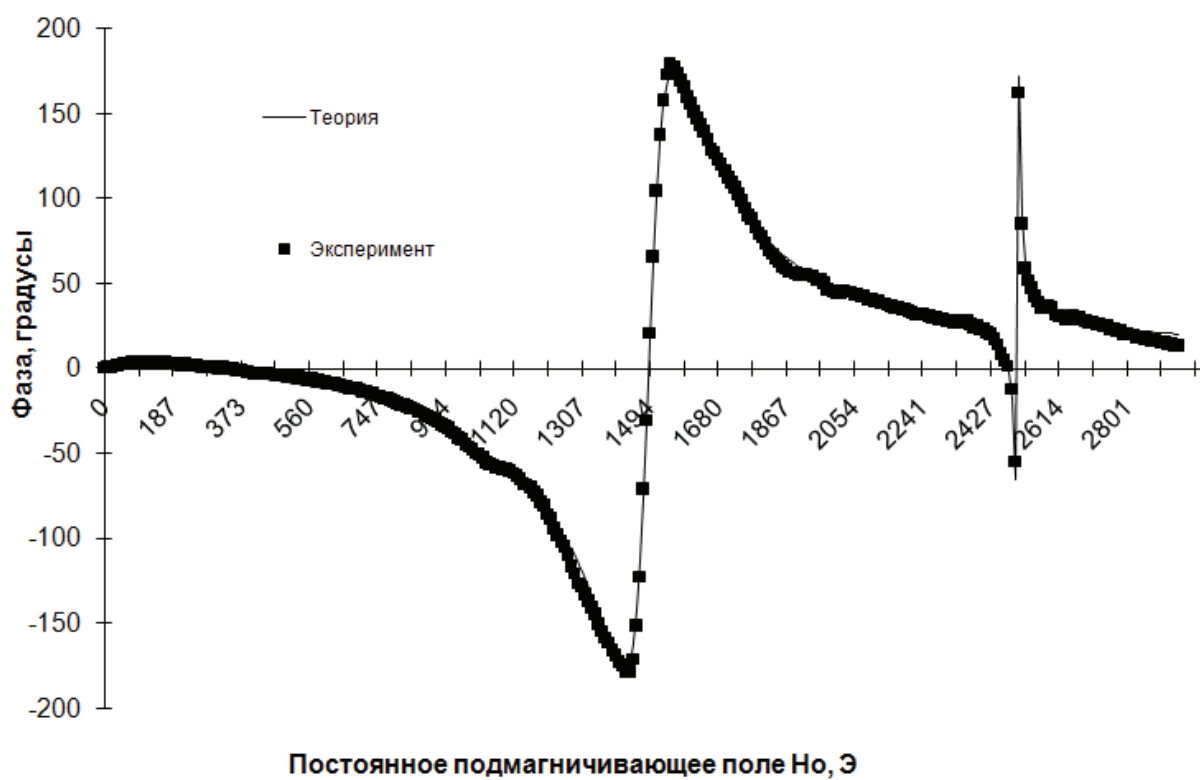


Рисунок 5.2.3 – Фазовая характеристика МЭ ФВ СВЧ

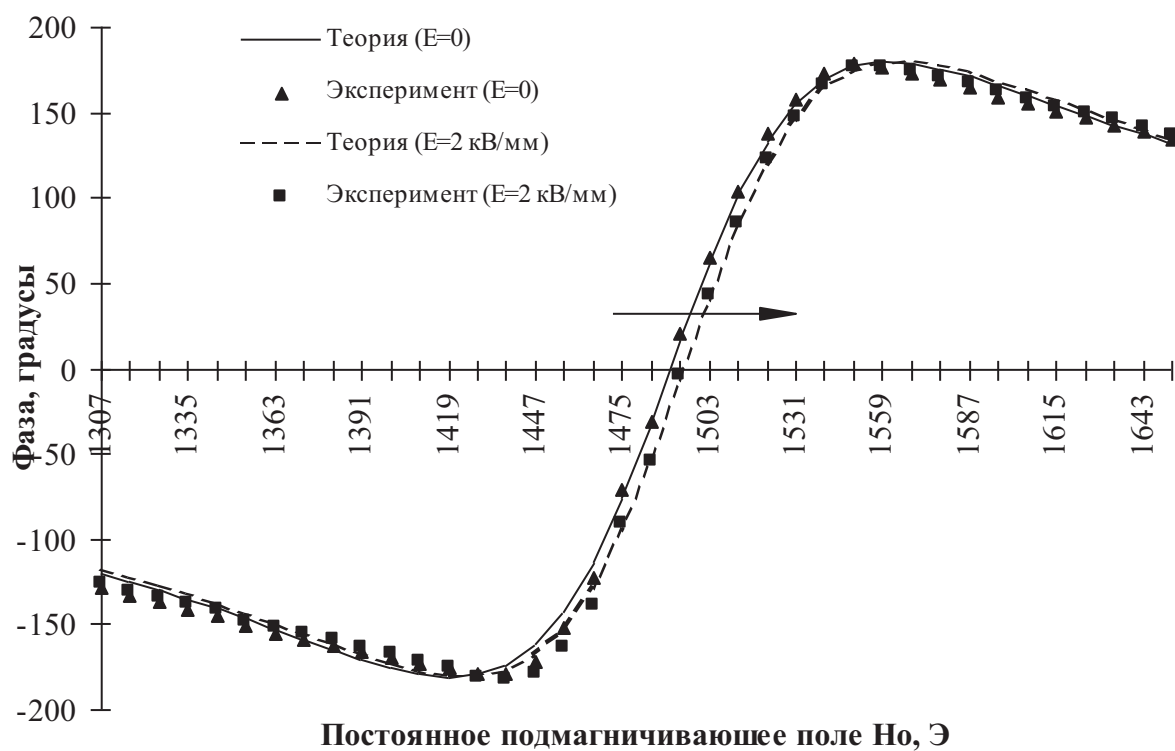


Рисунок 5.2.4 – Сдвиг фазы под действием управляющего напряжения 2 кВ

поляризацию с правым вращением. Однородная прецессия вырождена с типом (4,3,0). Известно, что при помещении образца в узловую точку высокочастотного магнитного поля появляется поглощение, обусловленное более высокими типами прецессии и при определённом положении образца можно полностью исключить поглощение за счёт основного типа. Таким образом, рабочим типом колебаний является мода (4,3,0). Магнитостатические колебания (5,4,0), (6,5,0), (7,6,0), (2,2,0), (2,1,0), (3,3,0) наблюдаются при полях примерно от 1500 до 300 Э, образуя зону больших резонансных потерь.

Общая зависимость электрически управляемого сдвига фазы от подмагничивающего поля изображена на рис. 5.2.5 и 5.2.6. Рис. 5.2.5 показывает, что положение пересечения кривой сдвига с осью подмагничивающего поля, т.е. там, где сдвиг фазы равен 0, при изменении величины управляющего напряжения смещается в сторону сдвига линии ФМР.

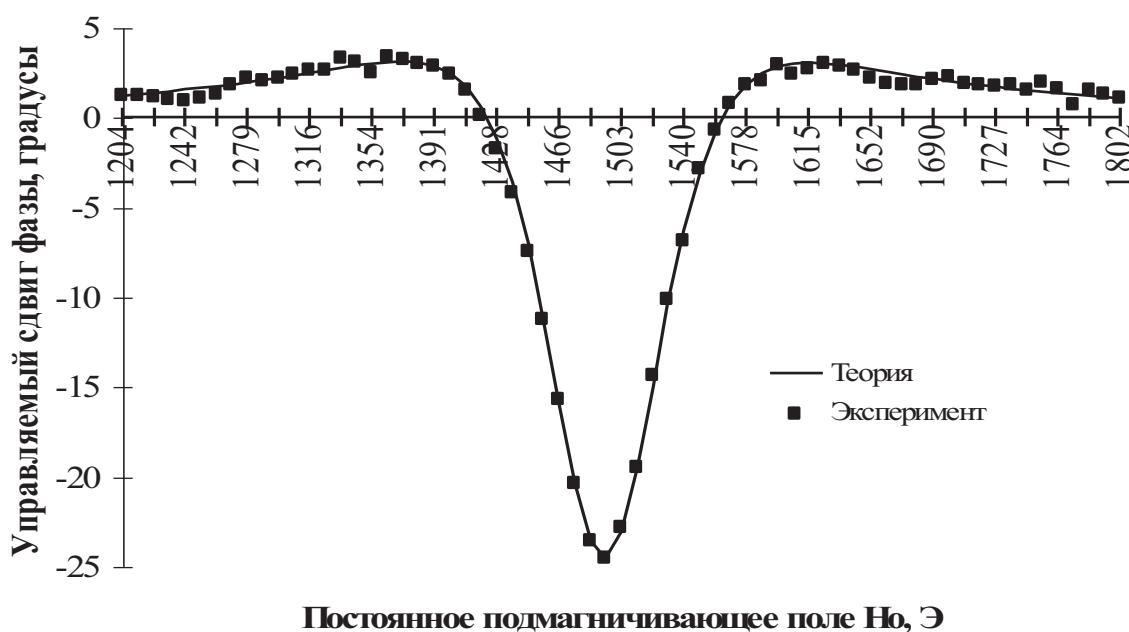


Рисунок 5.2.5 – Электрически управляемый сдвиг фазы ( $E=2$  кВ/мм)

На рис. 5.2.6 показана зона подмагничивающего поля, в которой сдвиг фазы в зависимости от приложенного напряжения имеет наибольшее значение. Потери в ней не превышают уровня 1,5 дБ. Это зона оптимальной работы устройства.

Характеристика зависимости сдвига фазы от управляющего напряжения показана на рисунке 5.2.7. Линейная зависимость управляющей характеристики свидетельствует о том, что МЭ резонатор поляризован. В том случае, если МЭ образец не поляризован, наблюдается квадратичная зависимость сдвига фазы от управляющего напряжения и сам эффект по величине меньше линейного.

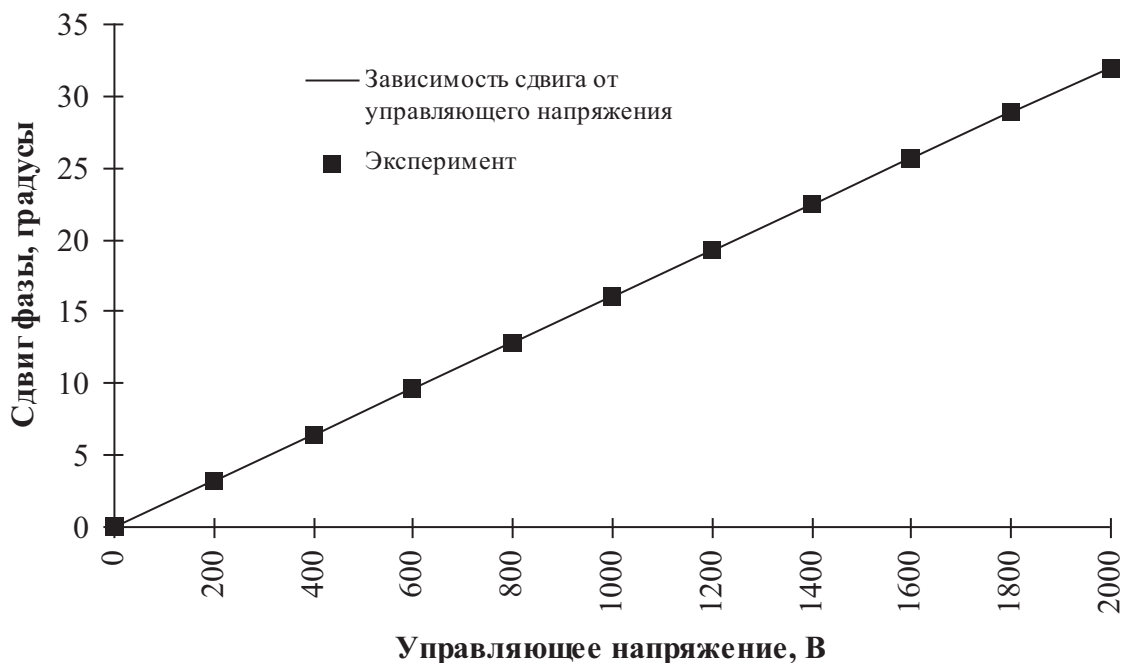


Рисунок 5.2.7 – Зависимость сдвига фазы от управляющего напряжения

Для достижения большого сдвига фазы можно использовать двуполярное питание, регулируя управляющее напряжение от  $-U_{\text{пит}}$  до  $U_{\text{пит}}$ . Дальнейшее усовершенствование конструкции прибора связано с уменьшением управляющего напряжения, что напрямую зависит от увеличения МЭ коэффициента в управляющем элементе. Добиться этого возможно, используя новые материалы, например, пьезоэлектрики с более высоким пьезоэлектрическим коэффициентом, либо конструктивными методами, используя, например, слоистые материалы, волокнистые или так называемые нанотрубки и нанопроволоки.

Сведения о новейших типах усилителей, смесителей, преобразователей, а также антенн и пр. непрерывно появляются как в коммерческих, так и в

научных публикациях. Улучшаются известные и хорошо отработанные элементы и предлагаются совершенно новые, основанные на новых, ранее не использованных принципах или эффектах [149]. Например, в работах [150,151] предлагается использование в качестве подложки для СВЧ устройств метаматериала с магнитными свойствами, обусловленными ЛНМ. В работах [152-154] показано, что использование в качестве подложки антенны СВЧ материалов с ферритовыми и МЭ элементами, также обеспечивающими магнитные свойства подложки и позволяющими управлять характеристиками антенны, даёт хорошие практические результаты. Анализ, проведённый в работах [155-162] показывает перспективность выбранного пути исследований, направленных на разработку новых и совершенствование существующих высокочастотных приборов, компонентов, изделий, повышении их функциональных и эксплуатационных характеристик, а также эффективности применения для создания радиотехнических систем. В работах [163-166] обсуждается практическая реализация миниатюризации антенн с подложкой из феррит-диэлектрического материала, основанного на принципе миниатюризации – фактор  $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$  максимален, а волновое сопротивление в материале равно волновому сопротивлению окружающей среды – воздуха, т.е.  $\varepsilon = \mu$ . В качестве нового функционального материала для разработки антенн и элементов фазированных решёток также возможно использование МЭ материалов [59,105,118]. Преимущества от такого решения: возможность управления характеристиками антенны и в конструктиве антенной решётки – управление диаграммой направленности. Миниатюризация размеров – удаётся совместить два элемента, элемент излучения и фазовращатель. Расположение МЭ элемента в плоскости антенны позволяет создавать плоскостные, невыступающие антенны, пригодные для использования в составе различных устройств – мобильных (подвижных наземных и летательных) и стационарных. Проведённые расчёты и экспериментальные результаты показали хорошую управляемость характеристиками, достаточную для практического применения [168].

Для улучшения направляющих свойств антенн и антенных решёток возможно применение линзовых антенн [169]. Применение материала с отрицательной магнитной и диэлектрической проницаемостями – “left-handed material (LHM)” [170] позволяет не только улучшить массогабаритные свойства подобных линз и их направляющие свойства [171-173], но и сделать СВЧ линзы, управляемыми за счёт применения магнитных и МЭ материалов [99,174,175]. Отметим, также возможность применения МЭ структур при проектировании антенных устройств [176].

### ***5.3 МЭ фильтр с управляемой характеристикой***

Упругое механическое взаимодействие между магнитострикционной и пьезоэлектрической фазами дает гигантский магнитоэлектрический отклик в магнитоэлектрических композиционных материалах [58]. Взаимодействие между магнитной (спиновой) и упругой подсистемами приводит к возникновению в магнетике связанных магнитоупругих колебаний, обладающих интересными физическими свойствами [177]. В отличие от большинства случаев релаксационных явлений в акустике, представляются возможности управления характеристиками (временем релаксации и т.д.) с помощью внешних магнитных полей [178]. Исследование этого явления позволит в дальнейшем создать ряд высокочастотных устройств, например, фильтр, клапан, фазовращатель и пр., характеристиками которых можно управлять, меняя величину электрического поля.

Исследование свойств управляемого электрическим и магнитным полем МЭ резонатора, настроенного на частоты ЭМР и МАР позволит в дальнейшем создавать усовершенствованные фильтрующие устройства. Возможность управления спектром проходящего сигнала таких МЭ фильтров открывает широкие перспективы для применения их в радиотехнических конструкциях и системах.

Для эксперимента была изготовлена МЭ структура из двух монокристаллических материалов. Первый материал пьезоэлектрик — лантангаллиевый силикат  $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  (лангасит — ЛГС) Y-среза с размерами 15x4x0,5 мм. Второй материал монокристаллический иттрий-железистый гранат (ИЖГ), пластина с размерами 13x4x1,35 мм, ориентированная в плоскости (110). Оба образца были отполированы до зеркальной поверхности. На плоскости ЛГС были нанесены золотые электроды толщиной 0,5 мкм. МЭ элемент был изготовлен методом склеивания двух фаз, пьезоэлектрика и феррита, с помощью поливинилбутираль-фенолформальдегидного клея. Толщина клеевого соединения составляла не более 12 мкм.

Расположение МЭ элемента в магнитных полях показано на рис. 5.3.1.

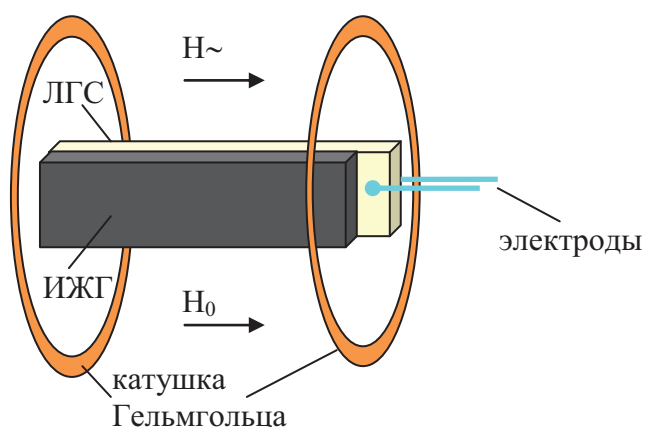


Рисунок 5.3.1 – Расположение МЭ элемента во внешних магнитных полях

МЭ элемент располагается в центре катушки Гельмгольца. Постоянное магнитное поле направлено вдоль плоскости магнитоэлектрического образца в первом случае и поперёк плоскости магнитоэлектрического образца во-втором. Переменное электромагнитное поле всегда было направлено вдоль плоскости магнитоэлектрического образца. В подобных условиях в феррите возбуждаются толщинно-сдвиговые волны. Резонансная характеристика  $S_{11}$  коэффициента отражения в отдельном образце ИЖГ до склеивания представлена на рис. 5.3.2a. В свою очередь эти волны возбуждают толщинно-сдвиговые волны в ЛГС — пьезоэлектрике Y-среза. Резонансная характеристика  $S_{11}$  коэффициента

отражения в отдельном образце ЛГС представлена на рис. 5.3.2б. Экспериментальные резонансные частоты для обоих образцов совпадают с расчётными. Волны генерируют сигнал на плоскостных электродах пьезоэлектрика. Величина постоянного магнитного поля в случае продольного намагничивания 164 Э и в случае поперечного – 597 Э. Величина переменного магнитного поля 150 мЛЭ. Сигнал снимался с электродов, расположенных на плоскостях пьезоэлектрика.

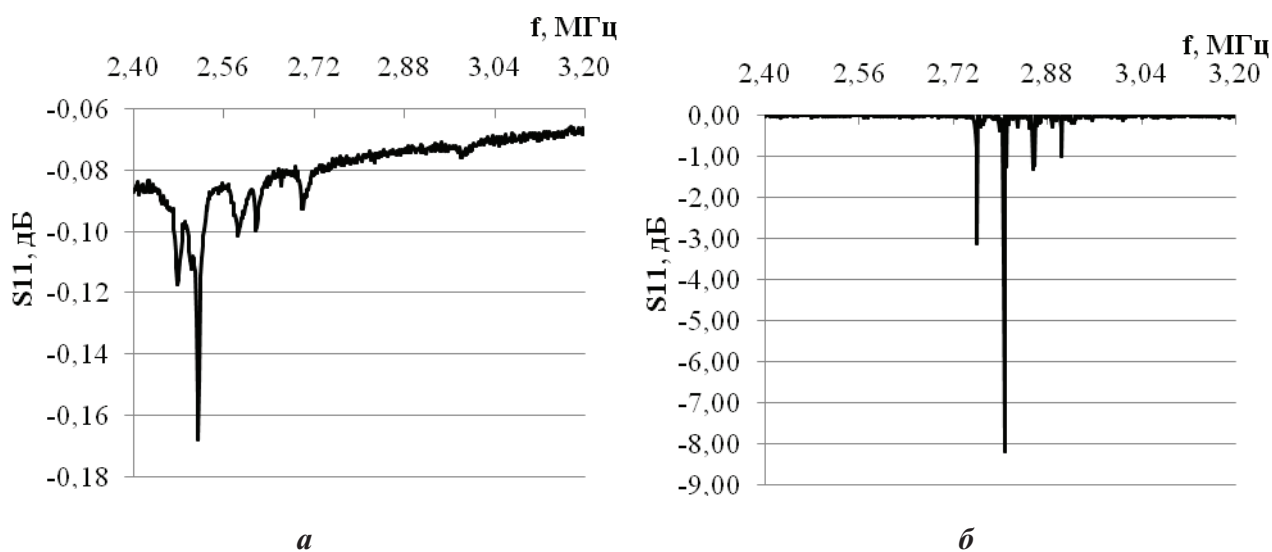


Рисунок 5.3.2 – Резонансная характеристика  $S_{11}$  коэффициента отражения в отдельном образце: *а* - ИЖГ, *б* - ЛГС.

Резонансная частота магнитоупругих колебаний в пластине ИЖГ после склеивания сдвигается вверх, что объясняется эффектом смещения линии ФМР под действием механического напряжения. После склеивания МЭ элемента обе резонансные характеристики совпадают по частоте.

Для измерений использовались два стенда. Для проведения панорамных измерений был использован стенд, изображённый на рис. 5.3.3а, включающий в себя МЭ образец, помещённый в катушку Гельмгольца, подключённую к измерителю комплексных коэффициентов передачи «Обзор-304», электромагнит, источник питания, гауссметр. Мощность сигнала на выходе измерителя была 10 мВт. На установке проводились измерения

коэффициентов отражения  $S_{11}$ ,  $S_{22}$  и коэффициента прохождения  $S_{21}$  на частоте около 2,8 МГц.

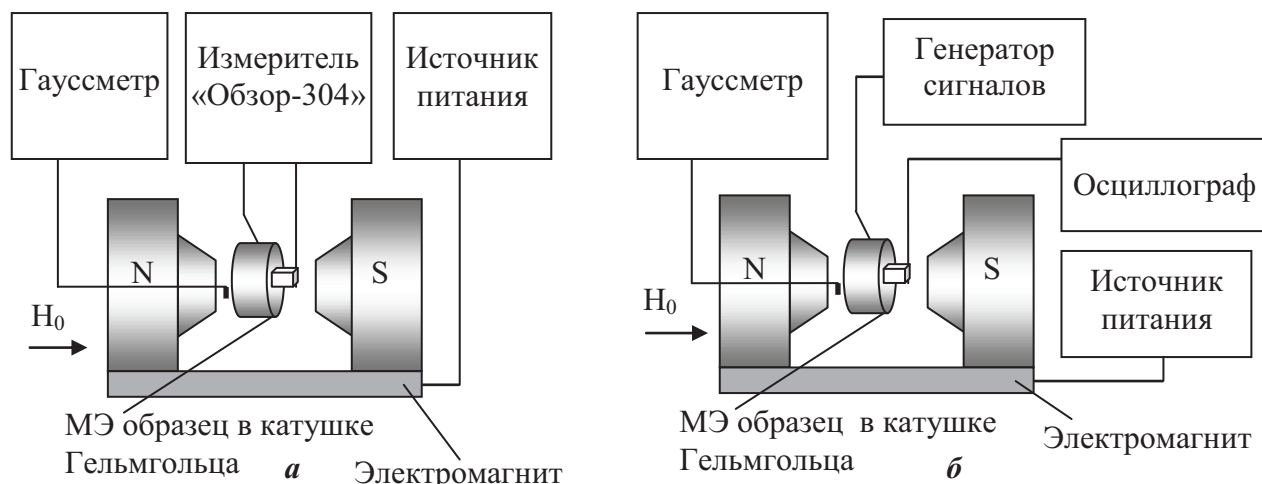


Рисунок 5.3.3 – Измерительный стенд: *a* - для панорамных измерений, *б* - на базе осциллографа

Такой стенд позволяет увидеть изменение характеристик в реальном режиме времени. Резонансная характеристика  $S_{11}$  коэффициента отражения от входа в МЭ образце, обусловленная магнитной фазой, представлена на рис. 5.3.4*a*. Резонансная характеристика  $S_{22}$  коэффициента отражения от выхода в МЭ образце, обусловленная пьезоэлектрической фазой, представлена на рис. 5.3.4*б*. Для создания условий, возбуждающих магнитоупругие колебания в МЭ образце, использовали подмагничивающее поле. Результаты при поперечном и продольном подмагничивании существенно не отличались. Передаточная характеристика  $S_{21}$  показана на рис. 5.3.5*a*. Кривая 1 показывает коэф. прохождения без подмагничивающего поля, кривая 2 - с подмагничивающим полем. На частоте магнитоакустического резонанса в феррите, около 2,8 МГц, наблюдается увеличение амплитуды коэффициента прохождения примерно на 15дБ по сравнению с нерезонансным случаем. Такое поведение указывает на то, что основная часть энергии передаётся посредством энергии волн от входа устройства к его выходу. Так как в структурах возможно возбуждение лишь толщинно-сдвиговых волн, то это свидетельствует о наличии эффекта МАР в

данном частотном диапазоне. Теоретические исследования МАР в связи с магнитоэлектрическими (МЭ) явлениями были проведены в работах [179-182], где рассмотрен магнитоэлектрический эффект в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической пленочной структуре на диэлектрической подложке в области магнитоакустического резонанса.

Структурная схема второй установки представлена на рис. 5.3.3б. В неё входят МЭ образец, подключенный к осциллографу и помещённый в катушку Гельмгольца, подключённую к генератору сигналов, электромагнит, источник питания, гауссметр. На стенде проводились измерения прямого МЭ коэффициента.

Значения МЭ коэффициента  $\alpha_{ME}$  на частоте магнитоакустического резонанса приведены на рис. 5.3.5б. На частоте около 2,8 МГц он составил около 14,1 В/(см·Э). Сравнивая данные, приведённые на рис. 5.3.5а и рис. 5.3.5б очевидно, что они полностью идентичны и два метода измерений полностью сопоставимы по результатам. В результате проведённых исследований получены удовлетворительные результаты по величине МЭ эффекта, исследованную структуру рекомендуется использовать для конструирования управляемых фильтрующих устройств в радиочастотном диапазоне спектра.

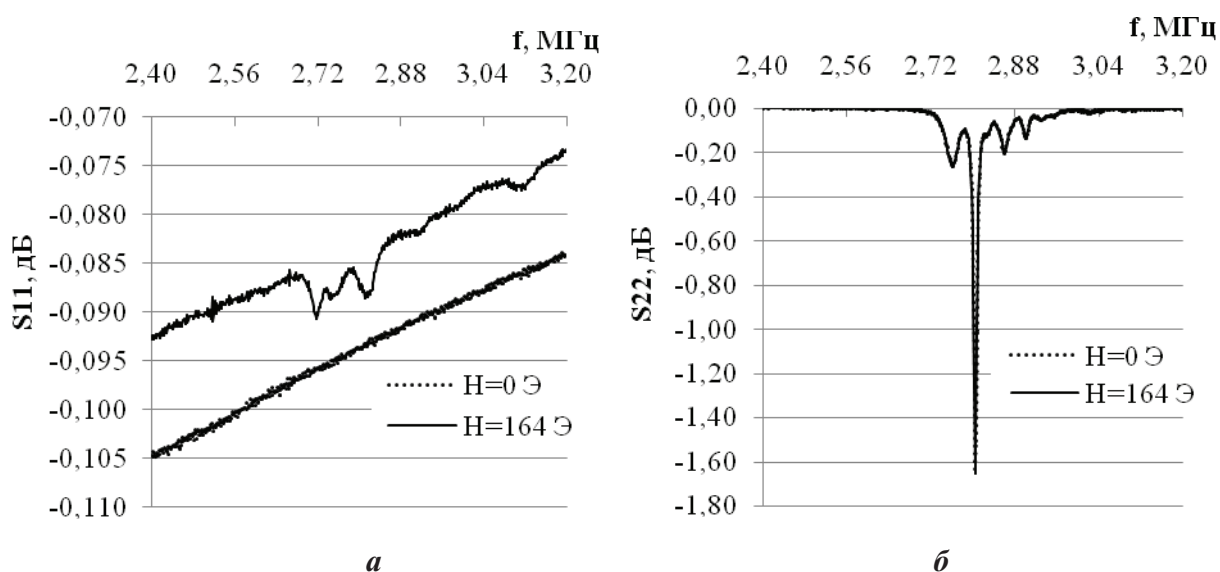


Рисунок 5.3.4 – Характеристики коэффициента отражения в МЭ образце:  
а - S11, б - S22.

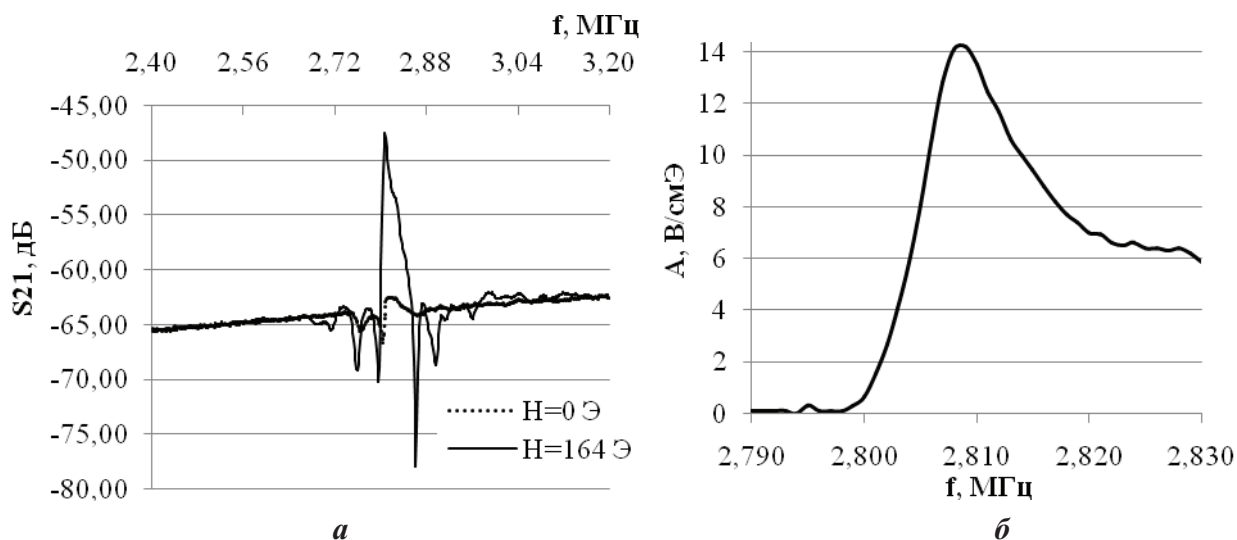


Рисунок 5.3.5 – *а* - передаточная характеристика  $S_{21}$  МЭ образца, *б* - значение  $\alpha_{ME}$  МЭ образца на частоте резонанса

МЭ экспериментальный образец двуслойной структуры PZT-NZFO установленный внутри соленоида показан на рис. 5.3.6. Внешнее магнитное поле прикладывалось с помощью электромагнита в пределах от 0 до 340 Э. МЭ элемент – двухфазная структура, состоящая из монокристалла  $Ni_{0,7}Zn_{0,3}Fe_2O_4$  (NZFO) и композиционного пьезоэлектрика цирконата-титаната свинца (PZT). PZT и NZFO имели размеры соответственно 20x5x0,5 мм и 8x5x0,2 мм. Выходное напряжение, возникающее на пьезоэлектрической фазе, измеряется с помощью электродов, размещенных на его плоских поверхностях. Связь между фазами образца обеспечивается путем склеивания. Двухслойная МЭ структура изготавливается таким способом, чтобы частота магнитоупругого резонанса в ферритовом слое совпадала с частотой ЭМР в пьезоэлектрическом слое. Частоты обоих резонансов имеют линейную зависимость от геометрических размеров и были настроены на частоту 350 кГц. Постоянное магнитное поле  $H_0$  необходимо для обеспечения ненулевого пьезомагнитного коэффициента в ферритовом слое и условий возбуждения резонанса.

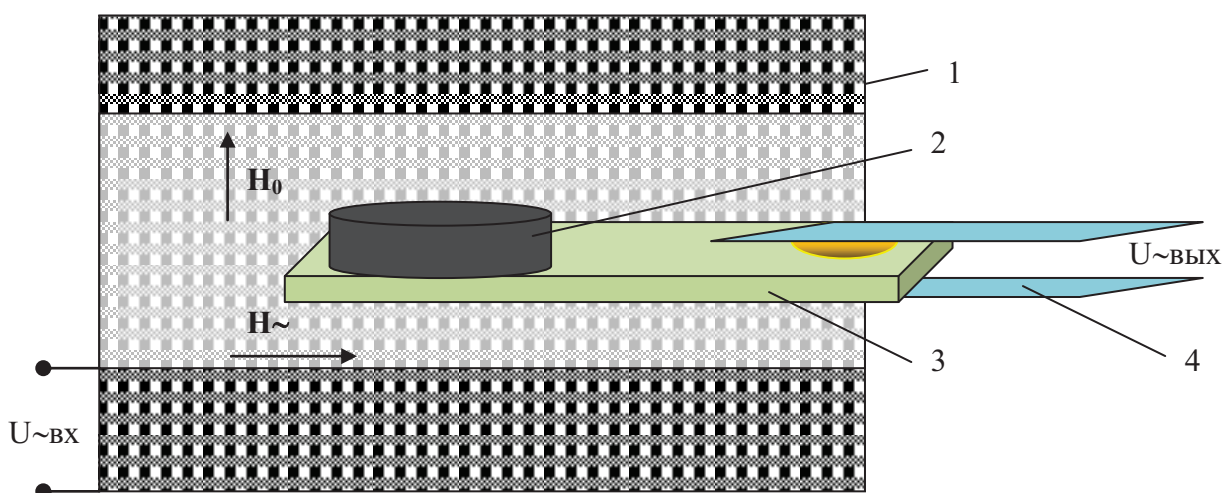


Рисунок 5.3.6 – Конструкция экспериментального образца МЭ управляемого резонатора. 1 – катушка, 2 – феррит, 3 – пьезоэлектрик, 4 – контактная группа.

Измерения проводились на установке Network Analyzer Obzor-304.

Под действием переменного магнитного поля, возникающего в катушке индуктивности и при наличии постоянного магнитного поля определённой величины, в МЭ элементе возникают резонансные колебания. В результате переменное магнитное поле преобразуется в напряжение на контактах, которое наблюдалось на анализаторе Network Analyzer Obzor-304. На рис. 5.3.7 и 5.3.8 представлены результаты измерений. Измерение  $S_{11}$  и  $S_{22}$  (рис. 5.3.7) необходимы для идентификации и совмещения резонансных частот. Измерения проведены при подмагничивающих полях 0 и 340 Э. Важной характеристикой, в нашем случае, является коэффициент прохождения  $S_{21}$  (рис. 5.3.8). При отсутствии постоянного магнитного поля коэффициент прохождения равен примерно  $-83\text{dB}$ . При наличии постоянного магнитного поля величиной 340 Э коэффициент прохождения на частоте около 350 кГц равен примерно  $-44\text{ dB}$ . Т.о. возможность регулировки составила 39 дБ.

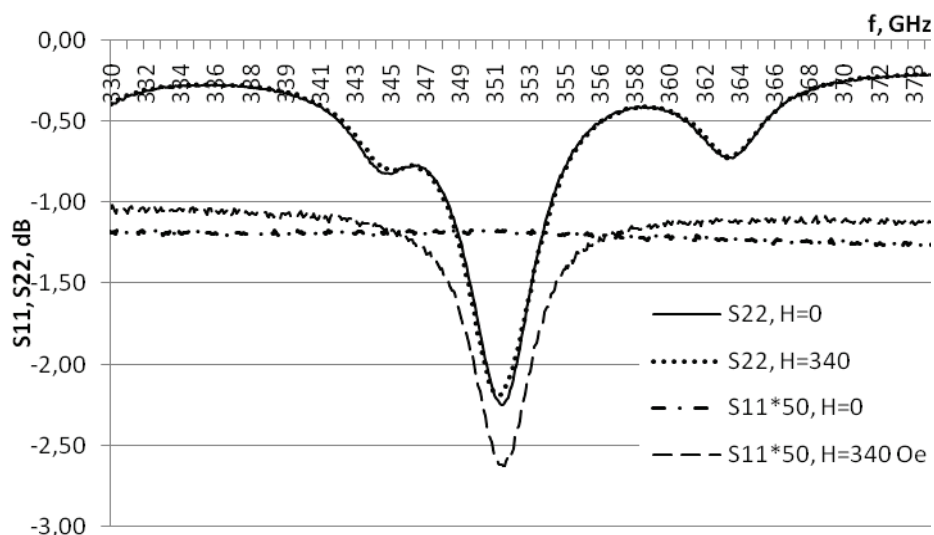


Рисунок 5.3.7 – Коэффициенты отражения  $S_{11}$ ,  $S_{22}$

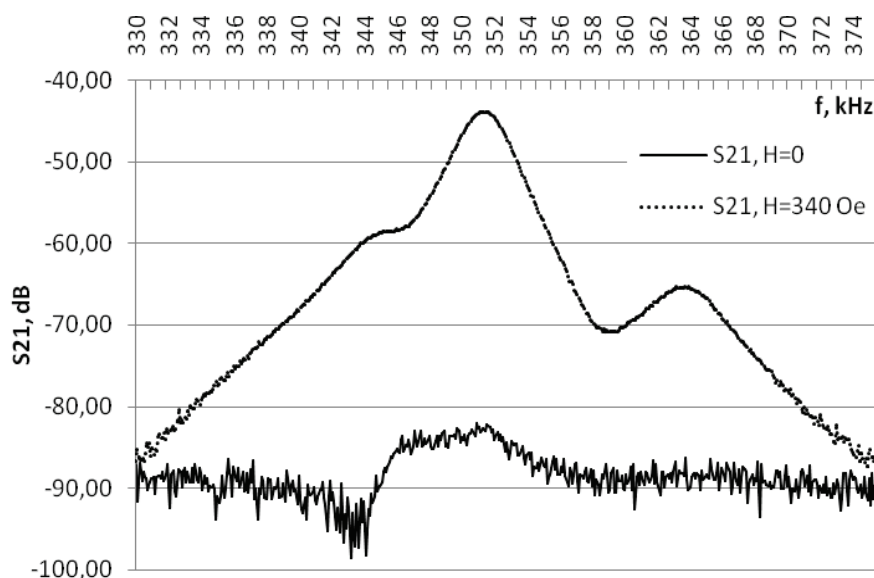


Рисунок 5.3.8 – Частотная зависимость коэффициента передачи  $S_{21}$ .

Величина МЭ коэффициента для измеряемого образца составила около 5 В/смЭ на резонансной частоте (рис. 5.3.9). Регулировать характеристику фильтра возможно, изменяя величину подмагничивающего поля. Перестройка может быть осуществлена как механически с помощью постоянного магнита, так и электронно, регулируя силу тока в подмагничивающих катушках. Кроме того, существует возможность электрической перестройки, если приложить постоянное напряжение на электроды пьезоэлектрика, и вызвать, таким

образом, деформацию ферритового слоя. Электрическая регулировка приложенным напряжением 500 В изменяла характеристику в районе резонанса в пределах 1–2 %.

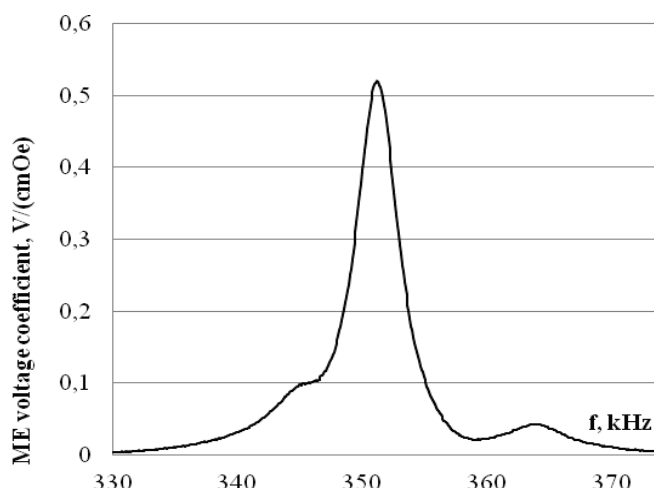


Рисунок 5.3.9 – Частотная зависимость МЭ коэффициента.

#### 5.4 МЭ сенсоры

Сенсоры на МЭ материалах предназначены для работы в цепях постоянного и переменного тока и фиксируют наличие переменного электромагнитного поля и постоянного магнитного поля [46,98,142,183-188]. Достаточно широкое распространение получили аналоги МЭ датчиков, такие как датчики Холла, индукционные катушки, в том числе двойные индукционные катушки (катушки Гельмгольца), SQUID сенсоры (*Superconducting Quantum Interference Device* – «сверхпроводящий квантовый интерферометр») – сверхчувствительные магнитометры, используемые для измерения очень слабых магнитных полей, феррозонды, магнитотранзисторы, магнитодиоды, магниторезисторы, магнитооптические и волоконно-оптические системы, и др. Сравнительные характеристики сенсоров приведены в табл. 5.4.1.

Датчики могут найти широкое применение в медицинской технике в качестве измерителей магнитных полей человека и живых существ для измерения магнитобиологических реакций, электрических сигналов сердца,

поиска ферромагнитных включений, сигналов скелетных мышц, глаз, фоновой и вызванной активности мозга, клетчатки глаза, также возможно применение МЭ датчиков для магнитной томографии; в охранных системах МЭ датчики могут быть использованы как датчики движения, в металлоискателях; для автомобилестроения – в системах АБС, системах управления двигателем; в робототехнике – контроль угловых и линейных перемещений; в измерительной технике для производства магнитометров, приборов для измерения характеристик магнитного поля и магнитных свойств материалов; в устройствах автоматики и электроники как бесконтактные датчики тока. Возможно применение в таких сферах как геология, при поиске полезных ископаемых; в археологии, при археологических раскопках; в астрофизике, при исследовании орбит планет; в навигации на море, космосе и авиации; в сейсмологии (предсказании землетрясений).

Таблица 5.4.1 Сравнение магнитных датчиков

| Магнитные датчики                           | Детектируемое поле (Гаусс) |                  |                  |                  |                  |   |                 |                 |                 |  |
|---------------------------------------------|----------------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|---|-----------------|-----------------|-----------------|--|
|                                             | 10 <sup>-10</sup>          | 10 <sup>-8</sup> | 10 <sup>-6</sup> | 10 <sup>-4</sup> | 10 <sup>-2</sup> | 1 | 10 <sup>2</sup> | 10 <sup>4</sup> | 10 <sup>6</sup> |  |
| 1. Индукционные катушки                     |                            |                  |                  |                  |                  |   |                 |                 |                 |  |
| 2. Феррозонды                               |                            |                  |                  |                  |                  |   |                 |                 |                 |  |
| 3. Магнитные датчики с оптической накачкой  |                            |                  |                  |                  |                  |   |                 |                 |                 |  |
| 4. Атомный магнитометр на щелочных металлах |                            |                  |                  |                  |                  |   |                 |                 |                 |  |
| 5. СКВИД                                    |                            |                  |                  |                  |                  |   |                 |                 |                 |  |
| 6. Датчики на эффекте Холла                 |                            |                  |                  |                  |                  |   |                 |                 |                 |  |
| 7. Магниторезистивные датчики               |                            |                  |                  |                  |                  |   |                 |                 |                 |  |
| 8. Магнитодиоды                             |                            |                  |                  |                  |                  |   |                 |                 |                 |  |
| 9. Магнитотранзисторы                       |                            |                  |                  |                  |                  |   |                 |                 |                 |  |
| 10. Волоконно-оптические магнитометры       |                            |                  |                  |                  |                  |   |                 |                 |                 |  |
| 11.Магнитооптические датчики                |                            |                  |                  |                  |                  |   |                 |                 |                 |  |
| 12. Магнитоэлектрические датчики            |                            |                  |                  |                  |                  |   |                 |                 |                 |  |

Конструированию МЭ датчиков и изучению материалов для них посвящено большое количество работ зарубежных авторов, в том числе [189-194], что свидетельствует о большой актуальности темы и востребованности этих устройств.

Конструкция МЭ элемента [195] представляет собой структуру, состоящую из тонкой пластины пьезокерамики ЦТС ( $0.9[\text{Pb}(\text{Zr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48})\text{O}_3]-0.1[\text{Pb}(\text{Zn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3 + 3 \text{ mol}\% \text{MnO}_2]$ ) и двух металлических магнитострикционных обкладок из аморфного магнито-мягкого сплава на основе железа - Метглас ( $\text{FeBSiC}$ ), рис. 5.4.1. Слоёв Метгласа может быть в одной обкладке не один, а несколько, в зависимости от необходимой чувствительности.

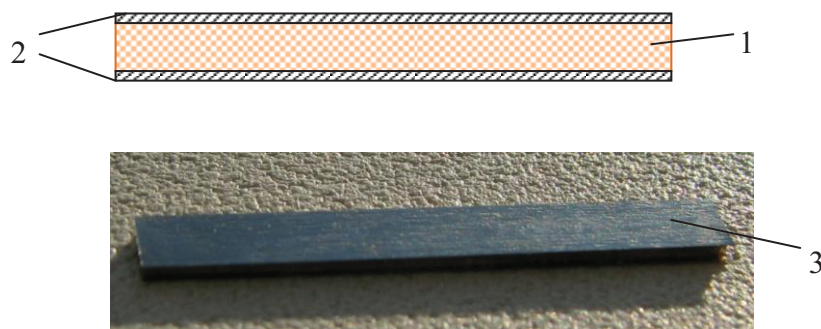


Рисунок 5.4.1 – Конструкция МЭ датчика. 1 – ЦТС, 2 – Метглас, 3 – МЭ элемент

Основные параметры применяемых материалов приведены в табл. 5.4.2. и табл. 5.4.3. Обкладки Метгласа соединялись с ЦТС посредством клеевого соединения. Клей подбирался из соображений технологичности и надёжности. Оптимальным клеем являлся эпоксидный двухкомпонентный быстросохнущий клей. Толщина клеевого соединения должна, по-возможности, стремиться к минимуму и не превышать нескольких микрон. Толщина клея определяется в основном технологией склеивания. Хорошие результаты показывает технология прессования.

Таблица 5.4.2 Основные параметры ЦТС-19.

| Параметр                                       | Обозначение. Единица измерения                     | ЦТС-19 |
|------------------------------------------------|----------------------------------------------------|--------|
| Пористость                                     | %                                                  | 1      |
| Относительная диэлектрическая проницаемость    | $\varepsilon_{33}^T/\varepsilon_0$                 | 1869   |
| Тангенс угла диэлектрических потерь            | $\operatorname{tg} \delta$ , %                     | 1,68   |
| Коэффициенты электромеханической связи:        | толщинной моды колебаний, $k_t$                    | 0,523  |
|                                                | планарной моды колебаний, $k_p$ не более           | 0,550  |
| Отношение                                      | $k_t/k_p$                                          | 0,950  |
| Пьезоэлектрические модули:                     | поперечной моды колебания, $d_{31}, 10^{-12}$ Кл/Н | 175    |
|                                                | продольной моды колебания, $d_{33}, 10^{-12}$ Кл/Н | 494    |
| Скорость звука                                 | $V^D_t, 10^3$ м/с                                  | 4,47   |
| Акустический импеданс толщинной моды колебаний | $Z_a$ , Mrayl                                      | 33,6   |

Таблица 5.4.3 Основные параметры материала Метглас.

| Параметр                                                   | Метглас      |              |
|------------------------------------------------------------|--------------|--------------|
|                                                            | На основе Co | На основе Fe |
| Амплитуда магн. индукции, $B_m$ (Т)                        | 0,58         | 1,56         |
| Коэрцитивная сила, $H_c$ (Э)                               | 0,005        | 0,03         |
| Начальная проницаемость, $\mu_i$                           | 60000        | 5000         |
| Максимальная проницаемость, $\mu_m$                        | 1000000      | 50000        |
| Удельное сопротивление, $\rho$ ( $\mu\Omega/\text{см}$ )   | 120          | 130          |
| Температура Кюри, $T_c$ ( $^{\circ}\text{C}$ )             | 255          | 415          |
| Температура кристаллизации, $T_x$ ( $^{\circ}\text{C}$ )   | 530          | 550          |
| Коэфф. прямоугольности, $B_r/B_m$ (%)                      | 90           | -            |
| Предельная рабочая температура, $T$ ( $^{\circ}\text{C}$ ) | 90           | 150          |
| Оптим. область рабочих частот, $f$ (кГц)                   | 10...1000    |              |
| Толщина, мкм                                               | 20           |              |

Для измерений МЭ коэффициента использовалась установка, показанная на рис. 5.4.2. Установка включала в себя катушки Гельмгольца для создания переменного и постоянного магнитного полей, генератор низкочастотных колебаний, двухлучевой осциллограф, источник постоянного тока, гауссметр. Катушки Гельмгольца создавали переменное магнитное поле величиной до 10 Э и постоянное магнитное поле – до 100 Э. Для создания постоянных сильных магнитных полей также использовался электромагнит и постоянные магниты. Датчик помещался в центр между катушками. Результаты измерений регистрировались на осциллографе. Данные измерений приведены ниже.

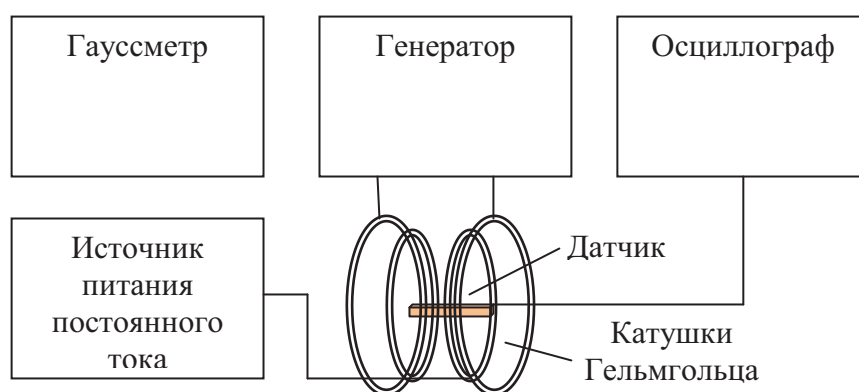


Рисунок 5.4.2 – Схема измерительной установки.

В результате проведённых измерений получены данные, приведённые на рис. 5.4.3-5.4.10. Исследовался датчик с размерами ЦТС 20x5x0,5 мм, размеры обкладок Метгласа 20x5x0,02 мм. Количество слоёв Метгласа  $N$  варьировалось от 1 до 8 шт., по 4 слоя Метгласа на каждую обкладку максимум. На рис. 5.4.3 приведены данные зависимости МЭ коэффициента  $\alpha_E$  от количества слоёв Метгласа в обкладках датчика. Увеличение количества слоёв приводит к росту коэффициента  $\alpha_E$ , стремясь к насыщению уже при 6 слоях, после 7 слоя прирост уже незначителен. Максимальный коэффициент при восьми слоях Метгласа достигал  $0,54 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Э}^{-1}$ . Рисунок 5.4.4 показывает зависимость  $\alpha_E$  в широком диапазоне частот от 20 Гц до 200 кГц для датчика, содержащего по три слоя Метгласа в одной обкладке с каждой стороны. Зависимость носит

нелинейный характер. Практически измеренный на 20 Гц коэффициент  $\alpha_E$  имел величину  $0,16 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Э}^{-1}$ , постепенно увеличиваясь и достигая локального максимума на частотах 200 – 400 Гц в размере  $0,46 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Э}^{-1}$ , затем убывая до величины  $0,16 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Э}^{-1}$  на частоте 2500 Гц и менее, до  $0,04 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Э}^{-1}$  на частоте 16 кГц. Уменьшение коэффициента  $\alpha_E$  на низкой частоте (ряд 1 рис. 5.4.4), объясняется изменением входного импеданса использованной измерительной аппаратуры (осциллограф С-61), что приводит к искажению реального результата. Истинная величина коэффициента  $\alpha_E$  на низких частотах не уменьшается, а остаётся на одном уровне (ряд 2 рис. 5.4.4), что подтверждается результатами моделирования и данными измерений других исследователей [189]. На частоте 88,22 кГц имеется второй максимум  $\alpha_E$ , который обусловлен размерным резонансом в пластине пьезоэлектрика. Пик достигал значения  $3,9 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Э}^{-1}$ , превышая значение нерезонансного коэффициента в окрестности максимума в сто раз. Зависимость  $\alpha_E$  на резонансной частоте показана на рис. 5.4.5. Добротность, рассчитанная по формуле

$$Q = \frac{f_0}{f_2 - f_1}, \quad (5.4.1)$$

где  $f_0$  – резонансная частота,  $f_1$  и  $f_2$  – частоты, рассчитанные по уровню резонансного напряжения 0,7, даёт значение 550.

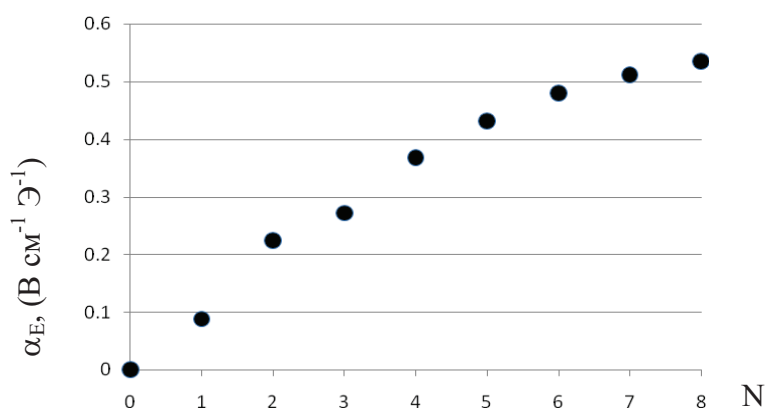


Рисунок 5.4.3 – Зависимость  $\alpha_E$  от количества слоёв Метгласа

Зависимость  $\alpha_E$  от величины переменного магнитного поля показана на рис. 5.4.6. При изменении величины переменного магнитного поля изменения коэффициента  $\alpha_E$  не происходит. Рис. 5.4.7 демонстрирует зависимость  $\alpha_E$  от величины постоянного магнитного поля. Для датчика с размерами ЦТС 20x5x0,5 мм, размерами обкладок Метгласа 20x5x0,02 мм, количеством слоёв Метгласа три на каждую обкладку, зависимость имела следующий характер: нулевая чувствительность датчика соответствовала нулевому полю, далее, коэффициент  $\alpha_E$  практически линейно повышался при увеличении величины постоянного магнитного поля и достигал 0,46 В·см<sup>-1</sup>·Э<sup>-1</sup> при подмагничивающем поле около 45 Э. В дальнейшем кривая имеет нелинейное снижение достигая при подмагничивающем поле около 350 Э величины 0,04 В·см<sup>-1</sup>·Э<sup>-1</sup>.

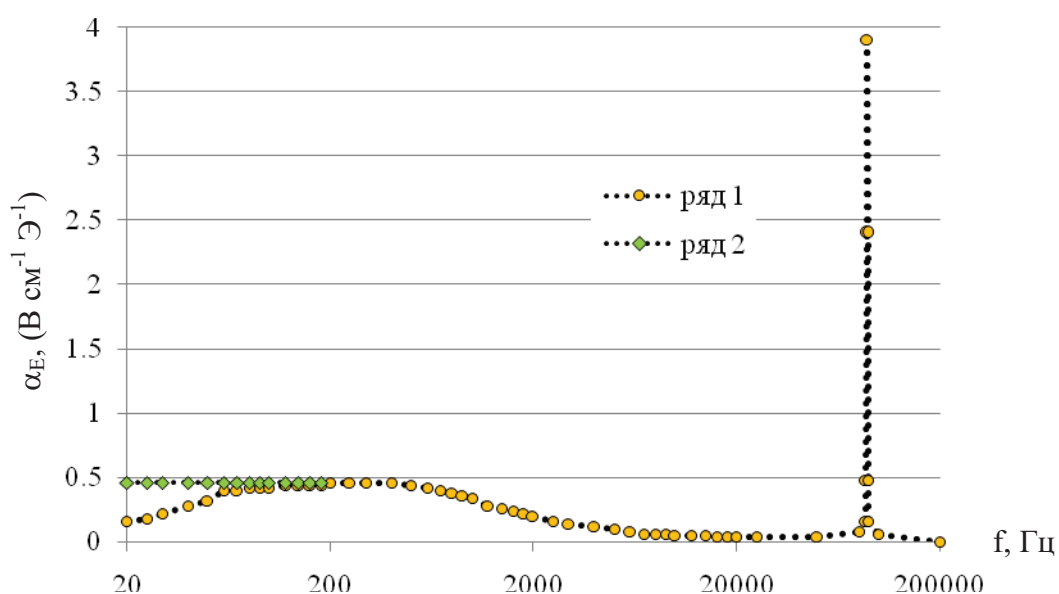


Рисунок 5.4.4 – Зависимость  $\alpha_E$  от частоты.

ряд 1 – экспериментальные данные, ряд 2 – данные теории.

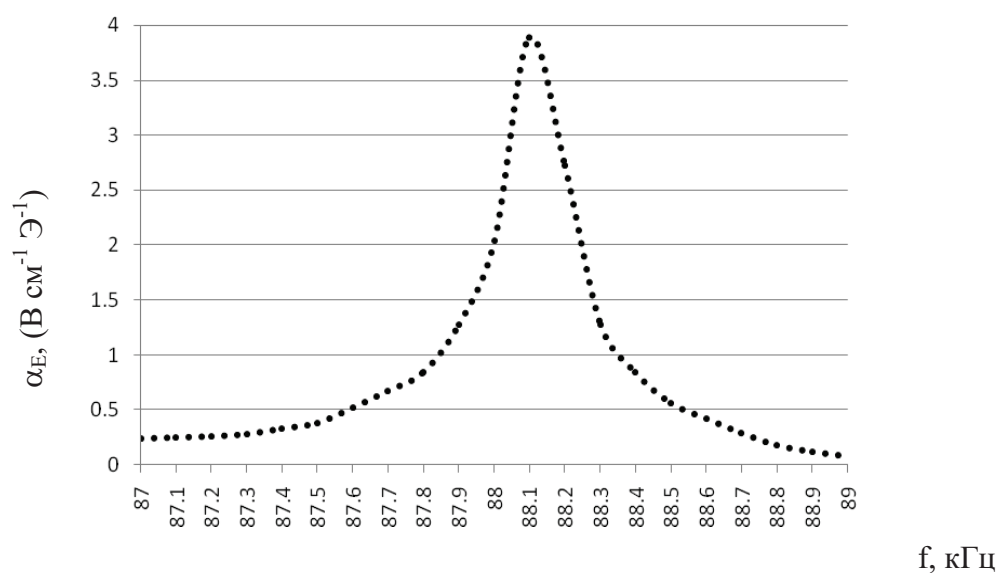


Рисунок 5.4.5 – Зависимость  $\alpha_E$  на резонансной частоте

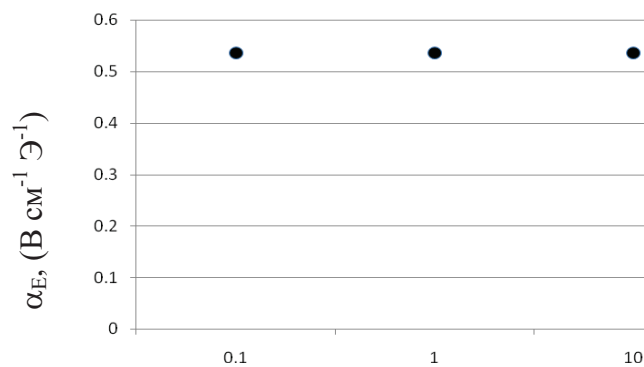


Рисунок 5.4.6 – Зависимость  $\alpha_E$  от величины переменного магнитного поля

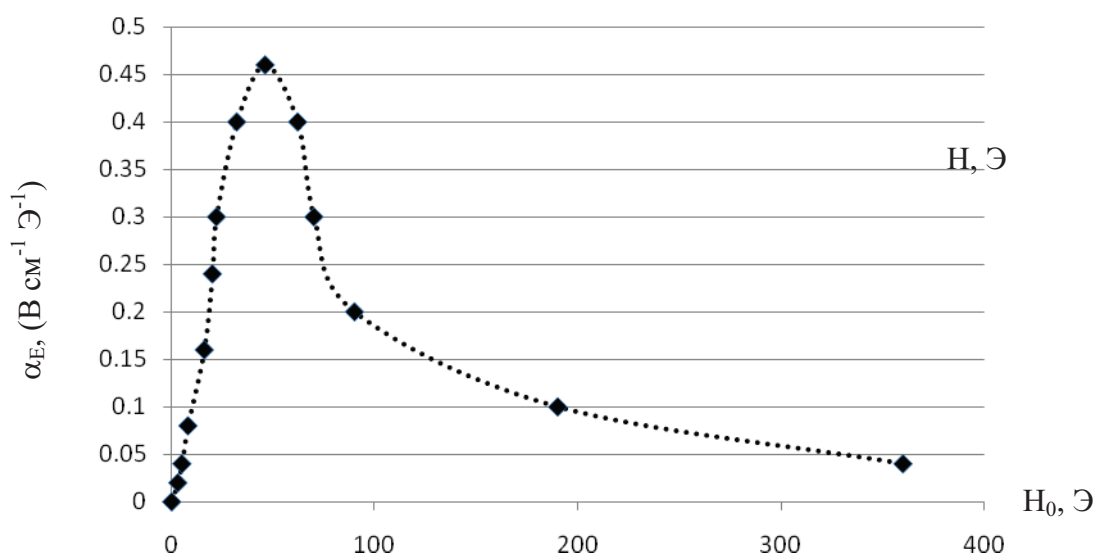


Рисунок 5.4.7 – Зависимость  $\alpha_E$  от величины постоянного магнитного поля

Значительно увеличить чувствительность датчиков можно соединяя их последовательно в одну цепь, как показано на рис. 5.4.8.

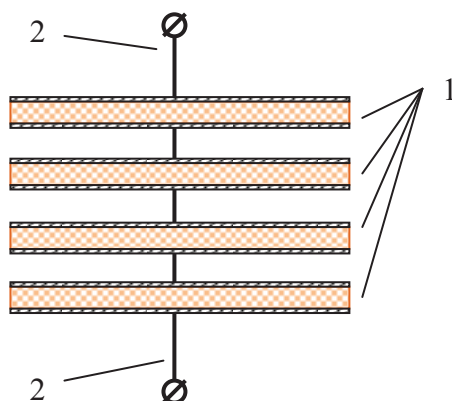


Рисунок 5.4.8 – Составной сенсор. 1 – элементы сенсора, 2 – электроды.

На рис. 5.4.9 показана зависимость  $\alpha_E$  от количества элементов в датчике. Использовались датчики с размерами ЦТС 20x5x0,5 мм, размерами обкладок Метгласа 20x5x0,02 мм, количеством слоёв Метгласа четыре на каждую обкладку. Прямого суммирования напряжения на выходе системы не происходит, как это видно на рис. 5.4.9. Максимально достижимый коэффициент  $\alpha_E$  достигал 1,28 В·см<sup>-1</sup>·Э<sup>-1</sup>. Это объясняется фазовым сдвигом равным 45° на каждый элемент составного датчика. Получаемую картину, наблюдаемую на осциллографе и поясняющую результат, показывает рис. 5.4.10. Видно, что каждый элемент составного датчика даёт сдвиг фаз и, в конце концов, уже пятый элемент начинает снижать совокупную чувствительность схемы. Тем не менее, с помощью данной схемы удаётся поднять чувствительность прибора практически в два с половиной раза.

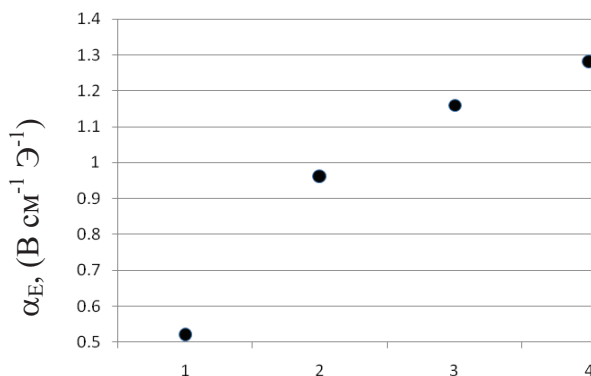


Рисунок 5.4.9 - Зависимость  $\alpha_E$  от количества элементов в датчике

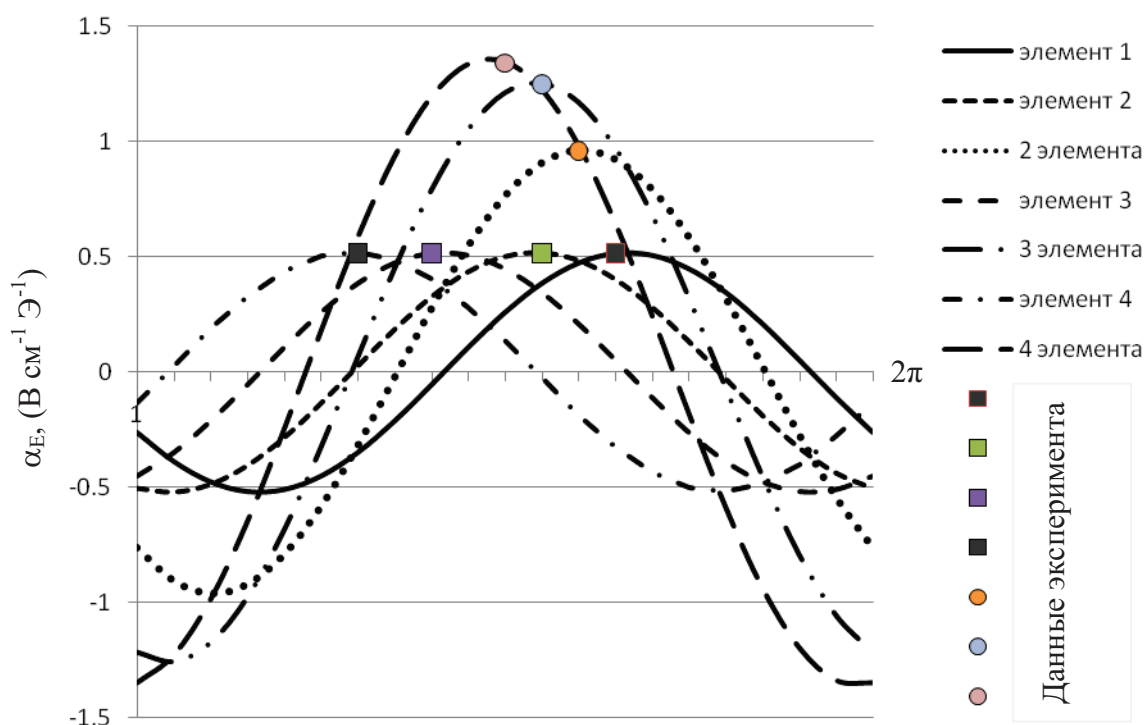


Рисунок 5.4.10 - Зависимость  $\alpha_E$  от количества элементов в датчике и сдвига фазы

Повышение чувствительности МЭ сенсоров возможно также применением материалов, имеющих лучшие характеристики, например, используя материалы с большей величиной пьезоэлектрического коэффициента и большей величиной коэффициента магнитострикции, варьируя толщину слоёв и форму сенсора, используя новейшие технологические приёмы производства, уменьшая шумы сенсора, подбирая необходимые режимы работы, проводя точное моделирование устройства [196]. Усиливая сигналы сенсора и, проводя обработку сигнала, также удаётся получить требуемый параметр чувствительности.

Магнитометры находят широкое применение в различных областях науки и техники [197]. Для измерения индукции магнитного поля, а также величин, связанных с магнитным полем, например, потока магнитного поля через заданную поверхность, применяют магнитометры, основанные на магнитодиодном эффекте, гальваномагнитных явлениях (эффекте Холла), катушках Гельмгольца, магниторезистивном эффекте и др.

Магнитоэлектрические (МЭ) магнитометры могут найти применение в медицинской технике в качестве измерителей магнитных полей человека и живых существ [198]. Применение магнитоэлектрического эффекта для измерения магнитных полей и построения магнитометра было описано в статье [199]. Исследования, проведённые в [200,201], подтверждают высокую чувствительность МЭ датчиков и приборов с их применением.

### **5.5 МЭ датчики тока**

МЭ датчики тока могут быть реализованы на различных принципах. В качестве чувствительного элемента датчиков в обоих случаях используется МЭ элемент, рассмотренный ранее, в первом случае режим работы МЭ элемента нерезонансный, во втором случае режим – резонансный. В статье [202] были рассмотрены нерезонансные МЭ датчики тока, а в статье [203,204] резонансные МЭ датчики тока. Также возможна реализация проходных МЭ датчиков тока, где используется внутренний токовый проводник в качестве источника информации о проходящем токе и устанавливаемых в разрыв цепи, и конструкции поверхностно-монтируемых датчиков, устанавливаемых непосредственно на проводник с измеряемым током. Здесь будут рассмотрены основные принципы работы проходных датчиков нерезонансного типа, основанного на использовании низкочастотного МЭ эффекта и далее резонансного типа, работающего на одном из возбуждаемых в пьезоэлектрической фазе магнитоэлектрика типе резонансного электромеханического колебания. Также различают МЭ датчики переменного и постоянного тока. МЭ датчик переменного тока является частным случаем датчика постоянного тока, так как не содержит модулирующей катушки и генератора и, соответственно, более прост в изготовлении. МЭ датчик постоянного тока может работать в качестве датчика переменного тока практически без изменения дизайна.

Известное выражение для расчёта напряжённости магнитного поля внутри соленоида (в случае использования соленоида в датчике тока):

$$H = \frac{N \cdot I}{\mu \cdot l} \quad (5.5.1)$$

где  $H$  – напряжённость магнитного поля внутри соленоида,  $I$  – ток в проводнике соленоида,  $\mu$  – магнитная проницаемость внутри соленоида,  $l$  – длина соленоида,  $N$  – число витков соленоида. Если используется прямолинейный проводник вместо соленоида, то выражение соответственно должно быть изменено. Запишем выражение для МЭ коэффициента, выразив напряжённость электрического поля:

$$E = H \cdot \alpha_E \quad (5.5.2)$$

где  $\alpha_E$  – магнитоэлектрический коэффициент,  $E$  – напряжённость электрического поля в МЭ материале. Вследствии МЭ эффекта возникает потенциал на обкладках МЭ элемента равный  $U = \Delta E$ . Выражение (5.8.1) подставим в (5.8.2) и получим соответственно:

$$U = \alpha_E \frac{N \cdot I}{\mu \cdot l} \quad (5.5.3)$$

Если в системе датчика тока используется схема усиления по напряжению, то в выражение добавляют соответствующий коэффициент усиления усилителя  $K_y$  и получают выражение связывающее измеряемый ток и напряжение на выходе датчика:

$$U_D = K_y \alpha_E \frac{N \cdot I}{\mu \cdot l} \quad (5.5.4)$$

Расчёт МЭ коэффициента может быть осуществлён, например, если в качестве МЭ элемента используется слоистая композиция ЦТС+Метгласс как предложено в [205]:

$$\alpha_E = \frac{A^p d_{31}^p Y^E \cdot q_{11}^m}{\Delta^p \varepsilon_{33}} \cdot (2 \cdot r_4 \cdot r_1 + 2 \cdot r_2 \cdot r_3), \quad (5.5.5)$$

где  $^p Y$  и  $^m Y$  – модули Юнга пьезоэлектрической и пьезомагнитной компоненты при постоянном электрическом поле  $E$  и постоянном магнитном поле  $H$ ,

соответственно,  ${}^p d_{31}$  и  ${}^m q_{11}$  – пьезоэлектрический и пьезомагнитный коэффициенты,  ${}^p \varepsilon_{33}$  – диэлектрическая проницаемость пьезоэлектрической компоненты,  $k$  – волновое число,  $L$  – длина МЭ элемента,  $r_1 = \cosh(kL)$ ,  $r_2 = \sinh(kL)$ ,  $r_3 = \cos(kL)$  и  $r_4 = \sin(kL)$ ,

$$\Delta = (r_1^2 + 2 \cdot r_1 \cdot r_3 + r_3^2 - r_2^2 + r_4^2) \cdot k \cdot L + (2 \cdot r_4 \cdot r_1 + 2 \cdot r_4 \cdot r_1) \cdot B, \quad (5.5.6)$$

$$A = \frac{{}^m Y^H \cdot {}^m t \cdot (2 \cdot z_0 + {}^m t) \cdot (2 \cdot z_0 - {}^p t)}{4 \cdot D \cdot (1 - {}^p K_{31}^2)}, \quad (5.5.7)$$

$$B = \frac{{}^p K_{31}^2 \cdot {}^p Y^E \cdot ((z_0 - {}^p t)^3 - z_0^3)}{3 \cdot D \cdot (1 - {}^p K_{31}^2)} + \frac{{}^m K_{31}^2 \cdot {}^m Y^H \cdot ((z_0 + {}^m t)^3 - z_0^3)}{3 \cdot D}, \quad (5.5.8)$$

где  $D$  – цилиндрическая жесткость МЭ элемента,  ${}^p t$  и  ${}^m t$  – толщины пьезоэлектрического и магнитного слоев,  $z_0$  – расстояние от срединной плоскости до границы раздела слоёв композита,  ${}^m \mu_{33}$  – магнитная проницаемость пьезомагнитной компоненты.

Согласно выражения (5.8.3) выходное напряжение прямо пропорционально зависит от проходящего тока и числа витков соленоида, обратно пропорционально магнитной проницаемости МЭ композита.

### 5.5.1 МЭ датчик постоянного тока в нерезонансном режиме

Преимуществами такого типа датчиков являются высокая температурная стабильность, большой динамический диапазон и высокая чувствительность. В ходе исследований была установлена зависимость чувствительности датчиков от количества витков токовой обмотки МЭ элемента и даны практические рекомендации по созданию промышленных конструкций датчиков.

Чувствительным элементом МЭ датчика тока является МЭ элемент (рис. 5.5.1), который представляет собой слоистую структуру, основой которой является пьезокерамическая пластина ЦТС, в данном случае 0,38 мм толщиной, 10 мм длиной и 1 мм шириной. Пьезоэлектрик был поляризован в толщинном направлении. С двух сторон к плате пьезоэлектрика приклеены электроды по три слоя Метгласса с каждой из сторон, соответствующие по размерам пластине ЦТС. Толщина одного слоя Метгласса составляла около 0,02 мм. Соединение слоистой конструкции осуществлялось склеиванием. Лучшие

результаты показали эпоксидные клеи. В общем случае для повышения чувствительности может быть использована не одна, а несколько плат пьезоэлектрика. Также слоёв метгласа может быть один и более в зависимости от необходимой чувствительности. Электрический сигнал снимается с поверхности обкладок Метгласа.

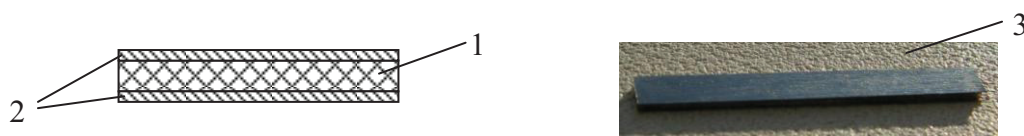


Рисунок 5.5.1 – МЭ структура: 1 – ЦТС, 2 – Метглас, 3 – МЭ элемент

Важным элементом датчика является измерительная головка, показанная на рис. 5.5.2. МЭ элемент помещён в модулирующую катушку индуктивности, внутри которой создано постоянное подмагничивающее поле и переменное модулирующее магнитное поле. В исследованном варианте датчика тока закрепление было сделано с одного конца МЭ элемента с целью избежать зажатие поверхности МЭ элемента. Витки токовой катушки могут быть расположены упорядоченно, к примеру, так как показано на рис. 5.5.2.

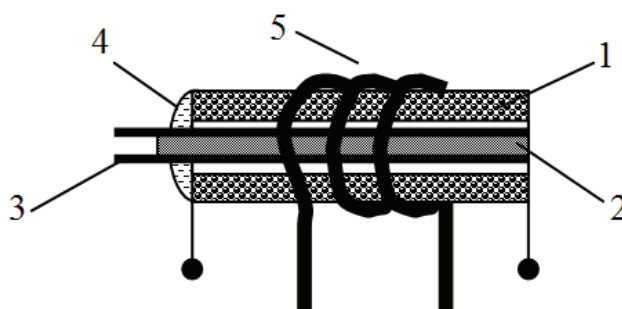


Рисунок 5.5.2 – Измерительная головка МЭ датчика: 1 – модулирующая катушка, 2 – МЭ элемент, 3 – выводы МЭ элемента, 4 – клей, 5 – токовая катушка.

В простейшем случае схема датчика состоит из задающего генератора, настроенного на частоту около 500 Гц. Частота генератора определяется из условия максимума МЭ коэффициента на этой частоте. Генератор соединён с

модулирующей катушкой, где происходит модуляция магнитного поля. Таким образом, модулированное переменное магнитное поле попадает на МЭ элемент. Благодаря МЭ эффекту происходит преобразование переменного магнитного поля в переменный электрический потенциал на обкладках МЭ датчика. Токовая катушка создаёт постоянное магнитное поле пропорциональное протекающему через проводник току. Это постоянное магнитное поле изменяет величину преобразуемого переменного поля в соответствии с формой кривой намагничивания для данного материала. Для упрощения измерений лучше подобрать линейный режим, соответствующий линейному участку намагничённости. В зависимости от конструкции выходной сигнал с головки МЭ датчика может составлять от нескольких милливольт до нескольких вольт. При необходимости сигнал с выводов головки МЭ датчика затем усиливается, и поступает на пиковый детектор. При необходимости, в схему датчика возможно установить микропроцессор с внутренними АЦП для преобразования сигнала.

В измерительном стенде применялись стандартные приборы: регулируемый блок питания, осциллограф, мультиметр. В начале проводятся измерения амплитудно-частотной характеристики МЭ элемента с целью определить зоны максимальной чувствительности (максимального МЭ коэффициента) в зависимости от частоты. Это необходимо для выбора частоты генератора. На рис. 5.5.3 показана АЧХ МЭ элемента при подмагничивающем поле 3 мТл. Первый максимум чувствительности находится между 250 и 2500 Гц и соответствует максимуму низкочастотного нерезонансного МЭ эффекта.

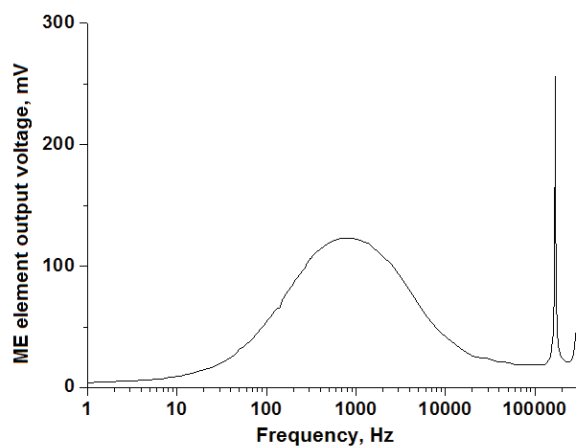


Рисунок 5.5.3 – АЧХ МЭ элемента при подмагничивающем поле 3 мТл.

Для того чтобы определить оптимальный линейный режим работы датчика была измерена характеристика выходного напряжения на МЭ элементе в зависимости от прилагаемого постоянного магнитного поля на частоте 500 Гц, показанная на рис. 5.5.4. Лучшие данные по линейности соответствуют диапазону магнитных полей от 1 до 4 мТл.

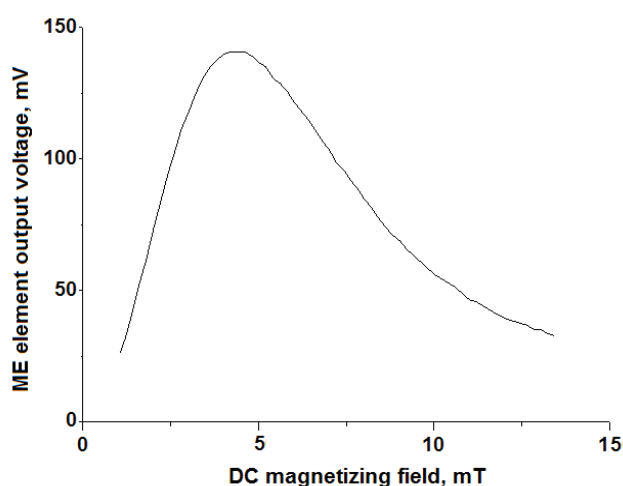


Рисунок 5.5.4 – Характеристика выходного напряжения на МЭ элементе в зависимости от прилагаемого постоянного магнитного поля на частоте 500 Гц

Для создания необходимого постоянного подмагничивающего поля в головке МЭ датчика сделана токовая катушка. Для достижения рабочего диапазона подмагничивающих полей с одной стороны выполнено начальное подмагничивание МЭ элемента, для того чтобы избежать начального нелинейного участка намагничивания и соответственно искажённых данных. Это выполняется конструктивно с помощью небольшого постоянного магнита, либо схемотехнически, подавая постоянный ток на модулирующую катушку.

Выходное напряжение МЭ элемента составляет более 100 мВ, но всё же недостаточно для качественного оцифровывания АЦП, для которого предпочтителен диапазон от 0 до 5 В. Таким образом, регулирование постоянного магнитного поля в датчике происходит на линейном участке, в нашем случае примерно от 1 до 4 мТл. Чтобы определить количество витков токовой катушки, необходимое для датчика, были проведены соответствующие

исследования. Исследования были проведены с использованием усилителя rail-to-rail, обеспечивающего лучшие выходные данные. На рис. 5.5.5 представлена характеристика выходного напряжения на МЭ датчике тока в зависимости от тока и числа витков в токовой катушке. Данные графика показывают хорошую чувствительность и линейность характеристики, кроме того очевидно, что различный токовый диапазон датчика легко обеспечить изменением числа витков токовой катушки.

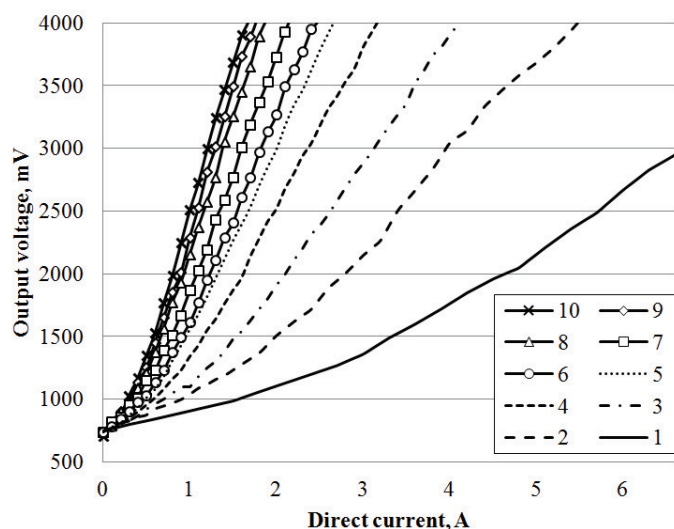


Рисунок 5.5.5 – Характеристика выходного напряжения на МЭ датчике тока в зависимости от тока и числа витков в токовой катушке

Чувствительность 1 А датчика тока превышает 3 В/А, для датчика тока на 5А чувствительность около 0,68 В/А. Линейность характеристики находится в пределах 5 %. Ток потребления датчика 2,6 мА.

### 5.5.2 МЭ датчик постоянного тока в резонансном режиме

Преимуществами такого типа датчиков являются, прежде всего, высокая чувствительность и большой динамический диапазон измерения токов. Разработаны и изготовлены конструкции датчиков, превосходящие по своим параметрам известные аналоги [204].

Чувствительным элементом МЭ датчика тока является МЭ элемент полностью аналогичный описанному ранее. Основное отличие заключается в режиме работы, который используется в датчике.

Генератор был настроен на частоту продольного электромеханического резонанса, возникающего в МЭ элементе, это 176 кГц в данном случае. АЧХ МЭ элемента на рис. 5.5.3 демонстрирует, что резонанс может обеспечить многократное увеличение выходного напряжения (правый пик). По сравнению с низкочастотным нерезонансным эффектом, резонансный эффект может превосходить его в десятки и даже сотни раз. На рис. 5.5.6 показана зависимость выходного напряжения МЭ элемента от измеряемого тока при разных уровнях подмагничивающего поля от 0,1 до 1,0 мТл. Подмагничивание МЭ элемента необходимо для получения лучшей линейности выходной характеристики.

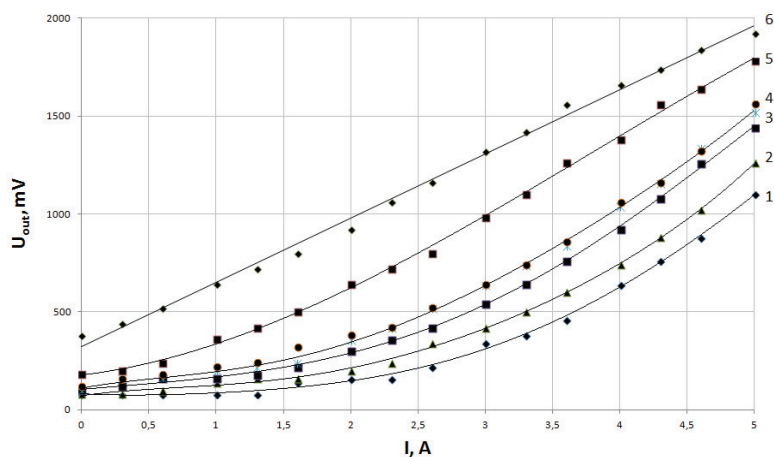


Рисунок 5.5.6 – Характеристика зависимости выходного напряжения МЭ элемента от измеряемого тока при разных уровнях подмагничивающего поля от 0,1 до 1,0 мТл. Кривая 1 – 0,1 мТл; 2 – 0,2 мТл; 3 – 0,4 мТл; 4 – 0,6 мТл; 5 – 0,8 мТл; 6 – 1,0 мТл

При достижении 1 мТл достигается уровень линейности в 1% при измерении тока 5А и выходном напряжении от 0,3 до 1,9 В. Чувствительность в 320 мВ/А у экспериментального образца вплотную приближается к чувствительности ближайшего аналога на датчике Холла – CSA-1V фирмы Sentron с чувствительностью 340 мВ/А.

### **5.6 Система сбора энергии с МЭ преобразователем**

Требования мобильности и энергонезависимости всё чаще выступают на первый план в создании сенсорных и автоматических систем [206]. Пути решения этой актуальной проблемы предлагаются самые разнообразные. Это: и уменьшение энергопотребления датчиков и преобразователей, входящих в систему измерения [183]; и создание аккумуляторов и батарей со сверхдлительным сроком службы; и передача, например, сверхвысокочастотной, магнитной или световой энергии по воздушным каналам. Автономность может быть достигнута также, за счёт установки на сенсорное устройство элемента способного выделять и аккумулировать внешнюю энергию, например, солнечную панель, преобразующую энергию солнца в электрический заряд. Для создания систем сбора и накопления энергии (energy harvesting systems [207]) возможно использование МЭ элементов, позволяющих преобразовать энергию механических, акустических и магнитных колебаний в электрический заряд с целью обеспечения энергией сенсоров и датчиков [208]. МЭ элемент представляет собой слоистую структуру, состоящую из одного или более слоёв пьезоэлектрика  $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$  (ЦТС) и расположенного между ними магнитострикционного материала, например, сплава Метглас ( $\text{FeBSiC}$ ) [44] либо никеля. Этот элемент должен быть закреплён с одной стороны. В результате воздействия на него акустических колебаний на обкладках элемента возникает электрический потенциал, обусловленный как механическими, так и магнитными преобразованиями в МЭ элементе. Как показано в работе [209], такая система может генерировать потенциал до 8 В в пике, при наличии механических колебаний амплитудой  $0,0098 \text{ м/с}^2$  и частотой 20 Гц в магнитном поле равном 2 Э. Ток в устройстве составлял 1,6 мкА. Размеры элемента –  $100 \times 12 \times 0.3 \text{ мм}$ . Разработка новых МЭ материалов и конструкций на их основе позволит разработать в дальнейшем эффективные системы сбора и накопления энергии.

Система сбора энергии работает следующим образом. Внешнее магнитное поле, воздействующее на магнитострикционно-пьезоэлектрическую

структуру, индуцирует на электродах пьезоэлектрика электрическое напряжение, что обусловлено МЭ взаимодействием. Благодаря пьезоэлектрическому эффекту внешнее механическое давление также приводит к появлению на электродах пьезоэлектрика электрического напряжения. В результате выходное напряжение оказывается пропорционально как внешнему магнитному полю, так и внешнему механическому давлению. При этом величина выходного напряжения максимальна, если частота внешних воздействий совпадает с частотой электромеханического резонанса.

МЭ источник энергии основан на слоистой композиционной структуре [210,211]. Конструкция компонентов слоистой структуры выбирается таким образом, чтобы обеспечить возможность преобразования энергии низкочастотных магнитных полей и механических колебаний в электрическую энергию на частоте изгибной моды электромеханического резонанса. Изгибная мода слоистой магнитострикционно - пьезоэлектрической структуры, жестко закрепленной с одной стороны и свободной с другой, характеризуется более низкой частотой электромеханического резонанса. Преимуществом предлагаемого устройства является возможность эффективной работы на инфранизких частотах [212]. На рис. 5.6.1 изображен общий вид устройства для преобразования и сбора энергии низкочастотного магнитного поля и механических колебаний.

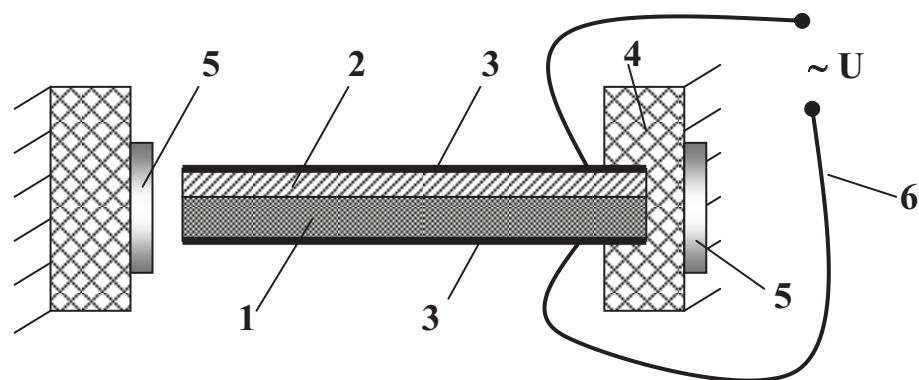


Рисунок 5.6.1 Элемент МЭ источника энергии.

Устройство работает следующим образом. Внешнее переменное магнитное поле, воздействующее на магнитострикционно-пьезоэлектрическую структуру, состоящую из поляризованного пьезоэлектрика 1 и магнитострикционного слоя 2, индуцирует на электродах 3 электрическое напряжение, что обусловлено МЭ взаимодействием. Вся структура закреплена с одной стороны в держателе 4. Благодаря пьезоэлектрическому эффекту внешнее механическое давление также приводит к появлению на электродах пьезоэлектрика электрического напряжения. В результате выходное напряжение оказывается пропорциональным как внешнему переменному магнитному полю, так и внешнему механическому давлению. При этом величина выходного напряжения максимальна, если частота внешних воздействий совпадает с частотой электромеханического резонанса. Значение резонансной частоты определяется размерами двухслойной структуры и может изменяться в широких пределах. Для выбора рабочей точки используются постоянные магниты, которые могут быть выполнены в виде тонких магнитных дисков 5. Напряжение с электродов 3 снимается через проводники 6.

На рис. 5.6.2 и рис. 5.6.3 приведены расчетные частотные зависимости коэффициентов преобразования по магнитному полю и механическому напряжению, равных, соответственно, отношению амплитуды индуцированного электрического напряжения к амплитуде внешнего магнитного поля и амплитуды индуцированного электрического напряжения к амплитуде внешнего давления. Расчет выполнен для двухслойной структуры длиной 15 см и шириной 1 см, состоящей из слоя пермендюра толщиной 0.25 мм и слоя ЦТС толщиной 0.25 мм.

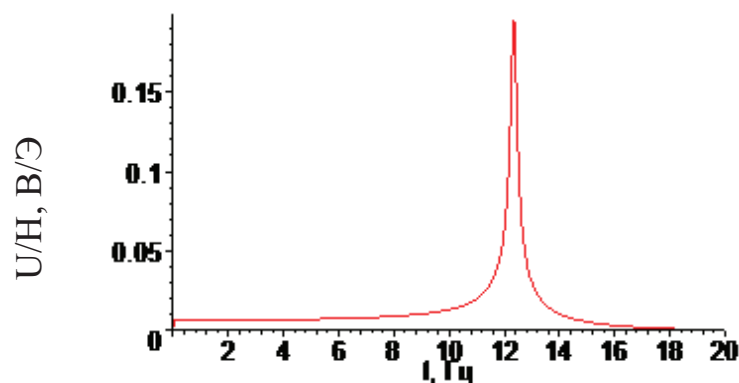


Рисунок 5.6.2

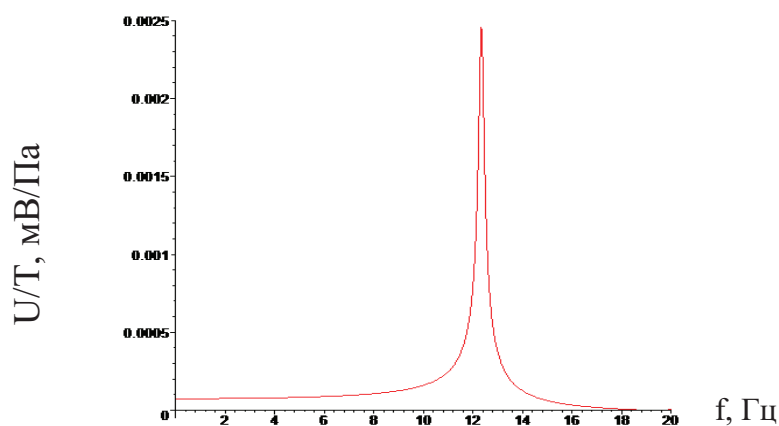


Рисунок 5.6.3

Устройство может быть использовано для энергообеспечения автономных необслуживаемых электронных средств, например, источников информации морского базирования. Данное устройство способно обеспечивать электропитание источника информации за счет преобразования и сбора энергии низкочастотного магнитного поля и волнения морской воды.

Для проведения эксперимента была собрана установка по структурной схеме, приведённой на рис. 5.6.4. Ключевой частью измерительной установки является композиционный МЭ слоистый элемент с размерами, приведёнными на рис. 5.6.5, который и выполняет роль преобразователя энергии. Опытный образец зажимался в пластине с контактами, через которые снималось индуцированное напряжение. С помощью установки измерялось выходное напряжение, получаемое при вибрации МЭ магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры. Вибрация создавалась посредством вращения электродвигателя. За счёт изменения напряжения питания двигателя,

изменялась скорость вращения, а, следовательно, и частота вибрации, воздействующей на опытный образец. Выходное напряжение фиксировалось осциллографом. Генератор с катушкой в установке служит для создания переменного магнитного поля, которое в образце также преобразовывается в электрическую энергию.

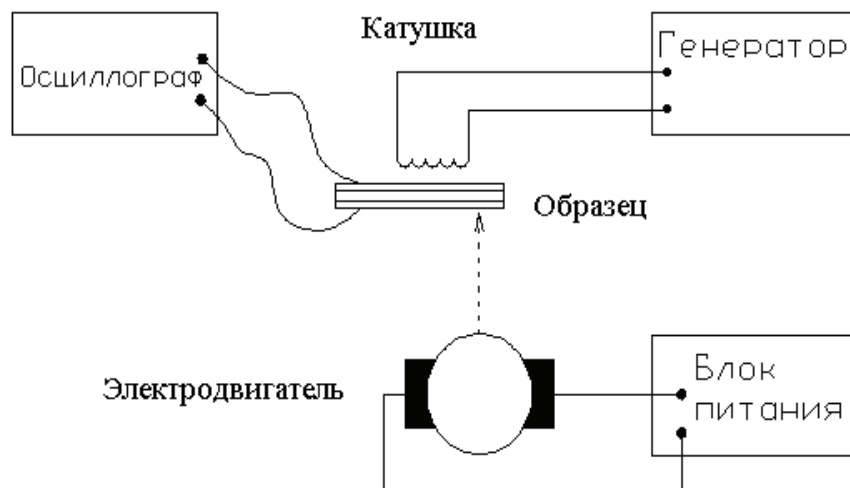


Рисунок 5.6.4. Структурная схема установки.

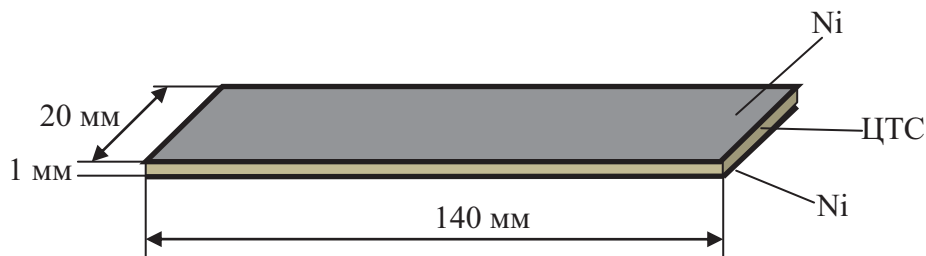


Рисунок 5.6.5. МЭ преобразователь на основе магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры.

По результатам эксперимента были получены осциллограммы, представленные на рис. 5.6.6, 5.6.7 и 5.6.8. На рис. 5.6.6 представлена осциллограмма, полученная при генерировании ЭДС с пластины во время вибрации. Такой вид кривой связан с особенностями преобразования механической энергии и несовершенством контакта образца и держателя.

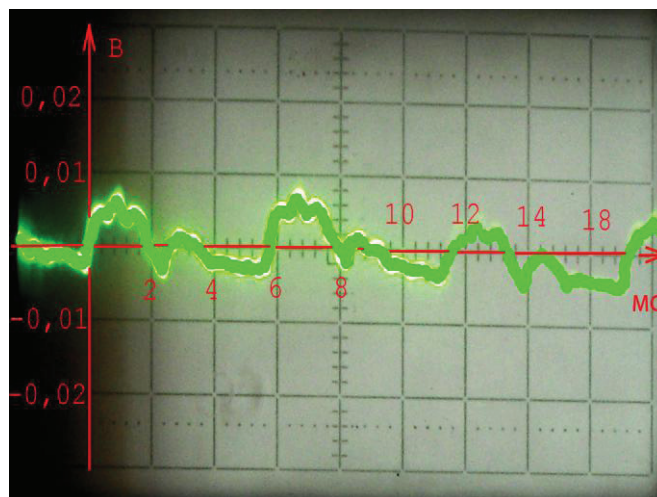


Рисунок 5.6.6. Осциллограмма генерации ЭДС преобразователя от вибрации

На рис. 5.6.7 представлена осциллограмма ЭДС при помещении системы сбора энергии в переменное магнитное поле.

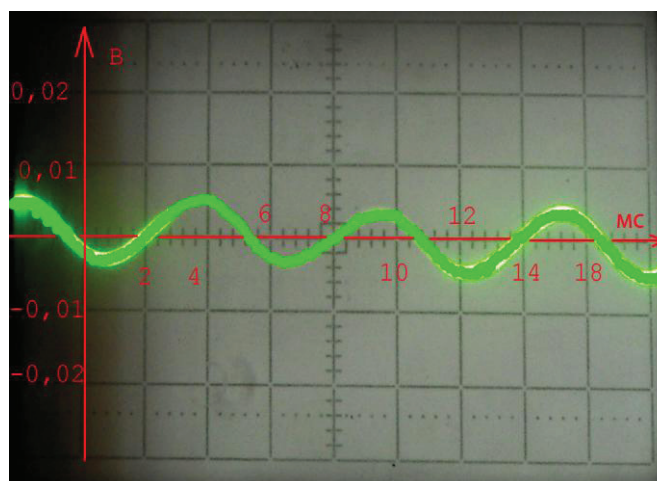


Рисунок 5.6.7. Осциллограмма ЭДС при помещении системы сбора энергии в переменное магнитное поле.

На рисунке 5.6.8 представлена осциллограмма ЭДС при одновременном воздействии вибрации и переменного магнитного поля.

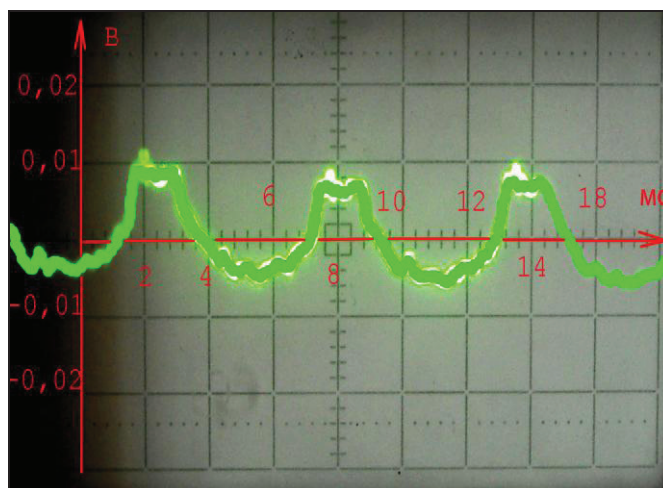


Рисунок 5.6.8. Осциллограмма ЭДС при одновременном воздействии вибрации и переменного магнитного поля.

Описанные выше эксперименты демонстрируют широкие возможности для создания систем сбора энергии от вибрации и переменного магнитного поля. В эксперименте пиковое значение напряжения составляло 10 мВ при токе до 1 мкА при воздействии магнитного поля в 1 Э и на частоте 185 Гц, что позволяет говорить о реальном техническом применении подобных систем для запасаания электроэнергии в энергонезависимом или мобильном варианте исполнения.

Анализ материалов показывает, что в качестве магнитостриктивного слоя больше всего подходит Метглас ( $\text{FeBSiC}$ ), обладающий очень сильной эффективной магнитострикцией, а в качестве пьезоэлектрического материала выступает ЦТС-19, который имеет высокий пьезоэлектрический коэффициент. Наиболее эффективные ориентации переменного и постоянного магнитного полей, а также направление поляризации слоев ЦТС, необходимые для получения максимального МЭ коэффициента по напряжению имеют следующую конфигурацию: следует прикладывать поля в поперечном направлении, а именно переменное и постоянное магнитное поля прикладываются вдоль длины образца, а слои пьезоэлектрика поляризуются по толщине (перпендикулярно длине). Системы сбора энергии индуцируют на

выходе переменное напряжение, что ограничивает их прямое применение в схемах питания. Поэтому в этих системах, предлагается использовать различные схемы, которые позволят выпрямлять напряжение и запасать электроэнергию [213]. Применение аккумуляторных элементов и драйверов управления еще более повысит гибкость их практического применения. Проводятся дальнейшие практические и теоретические исследования в этой области [214-217], направленные на повышение эффективности и увеличение величины МЭ коэффициента структур.

### **5.7 Выводы**

В данной главе проведены научные и технические исследования в области разработки экспериментальных методов изучения физических свойств и создания физических основ промышленной технологии получения МЭ материалов. Разработаны технические и технологические приложения физики конденсированного состояния, в частности схмотехники, конструкции, технологии, моделирования, измерения характеристик новых устройств на МЭ материалах.

Исследованы возможности применения МЭ структур и разработаны новые принципы построения макетов устройств с использованием МЭ материалов, таких как, фильтры, фазовращатели, гираторы, антенны, датчики магнитного поля, магнитометры, датчики тока, устройства сбора энергии.

Проведены исследования характеристик макетов МЭ СВЧ фазовращателей. Проведено моделирование, позволяющие объяснить работу устройства. Найдены области оптимальной работы устройства и выбраны оптимальные режимы работы. Показана возможность работы устройства на магнитостатическом типе колебаний. Даны рекомендации по дальнейшему улучшению работы устройства.

Были проведены эксперименты по созданию управляемого электрическим и магнитным полем МЭ резонатора, настроенного на частоты

ЭМР и МАР. Значение МЭ коэффициента  $\alpha_{ME}$  на частоте магнитоакустического резонанса для МЭ элемента ЛГС+ИЖГ составило около 14,1 В/(см·Э), при приложении магнитного поля величиной 164 Э изменение коэффициента прохождения составило 15 дБ. Значение МЭ коэффициента  $\alpha_{ME}$  на частоте магнитоакустического резонанса для МЭ элемента PZT+NZFO составило около 5 В/(см·Э), при приложении магнитного поля величиной 340 Э изменение коэффициента прохождения составило 39 дБ. Электрическая регулировка приложенным напряжением 500 В изменяла характеристику в районе резонанса в пределах 1–2 %.

Макеты МЭ сенсоров позволяют анализировать постоянные и переменные магнитные поля с высокой чувствительностью. На частоте 200 Гц коэффициент  $\alpha_E$  достигал 0,46 В·см<sup>-1</sup>·Э<sup>-1</sup>, на частоте 88,22 кГц на частоте резонанса  $\alpha_E$  достигал значения 3,9 В·см<sup>-1</sup>·Э<sup>-1</sup>, для составного датчика коэффициент  $\alpha_E$  достигал величины 1,28 В·см<sup>-1</sup>·Э<sup>-1</sup>.

Разработаны макеты проходных резонансных и нерезонансных МЭ датчиков тока. Датчики предназначены для измерения силы тока в цепях переменного и постоянного тока. Их использование возможно в диапазоне от нуля до нескольких миллиампер, ампер или сотен ампер в зависимости от конструкции. Преимуществами такого типа датчиков являются высокая температурная стабильность, большой динамический диапазон, высокая чувствительность и хорошая радиационная стойкость. Чувствительность разработанного нерезонансного проходного МЭ датчика постоянного тока на 1 А превышала 3 В/А, для датчика тока на 5А чувствительность была около 0,68 В/А. Линейность характеристики находилась в пределах 5 %. Ток потребления датчика составлял не более 2,6 мА.

Была рассмотрена возможность создания системы сбора энергии из внешней среды – энергии переменного магнитного поля и вибрационной энергии. Для преобразования использовался МЭ элемент. Как было показано, работа данного устройства основана на преобразовании внешнего магнитного поля и приложенной вибрации в электрическую энергию. Для устройства

размерами 140x20x1 мм пиковое значение напряжения составляло 10 мВ при токе до 1 мкА при воздействии магнитного поля в 1 Э и на частоте 185 Гц.

Результаты проведённых исследований подтверждают возможность использования МЭ структур для проектирования новых МЭ устройств. Разработаны и экспериментально подтверждены физические принципы проектирования новых МЭ устройств в широком диапазоне частот.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Диссертационная работа представляет собой комплексное исследование, существенно расширяющее и углубляющее представления в области физики конденсированного состояния, в частности, в области исследования магнитоэлектрического эффекта в магнитострикционно - пьезоэлектрических композитах в широком диапазоне частот. Полученные в диссертации результаты в совокупности можно охарактеризовать как значительный вклад в развитие отечественной физики конденсированного состояния.

В данной диссертации получены следующие основные результаты:

1. Проведено моделирование МЭ взаимодействия в магнитострикционно-пьезоэлектрических слоистых структурах на подложке в области ЭМР. Показано, что МЭ эффект в области продольной моды ЭМР в слоистых структурах на подложке уменьшается, что связано с эффектом зажатия со стороны подложки. Смещение частоты ЭМР обусловлено изменением вклада подложки в среднюю жёсткость подложки.

2. Проведено моделирование МЭ взаимодействия в магнитострикционно-пьезоэлектрических слоистых структурах в области изгибной моды ЭМР. Показано, что частота резонанса МЭ коэффициента на изгибной моде в магнитострикционно - пьезоэлектрических композитах лежит много ниже частоты аксиальной моды ЭМР. При уменьшении толщины слоя пьезоэлектрика имеет место увеличение резонансного МЭ коэффициента вследствие увеличения аксиальных напряжений в пьезоэлектрическом слое.

3. Проведено моделирование МЭ взаимодействия в магнитострикционно-пьезоэлектрических слоистых структурах в области толщинно-сдвиговой моды ЭМР. Показано, что в области толщинно-сдвиговой моды ЭМР двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры наблюдается увеличение МЭ эффекта, при этом величина эффекта

определяется сдвиговыми пьезомагнитным и пьезоэлектрическим модулями исходных компонентов.

4. Проведено моделирование МЭ взаимодействия в магнитострикционно-пьезоэлектрических слоистых структурах в области магнитного резонанса. Показано, что учёт изгибных деформаций образца ведёт к ослаблению МЭ эффекта в области магнитного резонанса, что связано с уменьшением аксиальных напряжений в ферритовом слое, при этом влияние изгибных деформаций уменьшается при уменьшении толщины ферритового слоя. При увеличении толщины подложки слоистой структуры МЭ коэффициент убывает вследствие эффекта зажатия со стороны подложки.

5. Проведено моделирование МЭ взаимодействия в магнитострикционно-пьезоэлектрических слоистых структурах в области совпадения частот ЭМР и ФМР. Показано, что увеличение МЭ эффекта в области совпадения частот ЭМР и ФМР магнитоэлектрической структуры связано с энергетическим обменом между сдвиговой модой ЭМР и основной модой магнитного резонанса. В феррит-пьезоэлектрической структуре ИЖГ – ЦТС, толщины ферритового и пьезоэлектрического слоев которого равны соответственно 214 нм и 100 нм, резонансный МЭ эффект наблюдается на частоте 4,9 ГГц в подмагничивающем поле 277,7 кА/м соответственно, а расчётное значение МЭ коэффициента по напряжению превышает 130 В/А.

6. Результаты проведённых исследований подтверждают возможность использования МЭ структур для проектирования новых МЭ устройств. Разработаны и экспериментально подтверждены физические принципы проектирования новых МЭ устройств в широком диапазоне частот.

## 7. БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976. 564с.
2. Дзялошинский И.Б. К вопросу о магнитоэлектрическом эффекте в антиферромагнетиках // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. С. 881-882.
3. Астров Д.Н. Магнитоэлектрический эффект в окиси хрома. ЖЭТФ // 1961. Т. 40. С. 1035-1041.
4. Folen V.J., Rado G.T., Stalder E.W. Anisotropy of the magnetoelectric effect in  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  // Phys. Rev. Lett. 1961. V.6. №11. P. 607-608.
5. Rado G.T. Observation and Possible Mechanisms of Magnetoelectric Effect in Ferromagnet // Phys. Rev. Lett., 1964, V. 13, p. 335-337.
6. Rado G.T. Present Status of the Theory of Magnetoelectric Effects // Proc. of Symposium on Magnetoelectric Interaction in Crystals, USA, 1973 /Ed Freeman A and Schmid H. Gordon and Breach Sci. Publ., N.-Y, 1975, p. 3-22.
7. Бичурин М.И., Петров В.М. Влияние электрического поля на спектр антиферромагнитного резонанса в борате железа // ФТТ, 1987, т.29, № 8, с.2509-2510.
8. Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals / Eds. A. J Freeman, H. Schmid. London. N.-J. Paris: Gordon and Breach, 1975. 228 p.
9. Смоленский Г.А., Чупис И.Е. Сегнетомагнетики // УФН, 1982. Т.137, №3. С. 415-448.
10. Сегнетомагнитные вещества / Под ред. Ю.Н.Веневцева, В.Н.Любимова, М.: Наука, 1990. 184с.
11. Proceedings of the 2nd International Conference on Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals (MEIPIC-2, Ascona) // Ferroelectrics. 1993. V. 161-162, 748 P.
12. Proceedings of the 3rd International Conference on Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals (MEIPIC-3, Novgorod) // Ferroelectrics. 1997. V. 204, 356 P.
13. Proceedings of the Fourth Conference on Magnetoelectric Interaction

Phenomena in Crystals (MEIPIC-4, Veliky Novgorod) // *Ferroelectrics*. 2002. V. 279-280, 386 P.

14. Магнитоэлектрические материалы. Физические свойства на сверхвысоких частотах / М.И. Бичурин, В.М. Петров, Н.Н. Фомич, Яковлев Ю.М. // *Обзоры по электронной технике*. Сер. 6. 1985. Вып. 2 (1113). С. 1-80.
15. Van Suchtelen J. Product properties: A New Application of Composite Materials // *Philips Res. Rep.*, 1972, V. 27, p. 28-37.
16. Van Suchtelen J. Non structural Application of Composite Materials // *Ann. Chim. Fr.*, 1980, V. 5, p. 139-145.
17. Van den Boomgard J. et al. An In Situ Grown Eutectic Magnetoelectric Composite Materials: Part I // *J. Mater. Sci.*, 1974, V. 9, p. 1705-1710.
18. Van Run A.M.J.G et al. An In Situ Grown Eutectic Magnetoelectric Composite Materials: Part II // *J. Mater. Sci.*, 1974, V. 9, p. 1710-1715.
19. Van den Boomgard J., Van Run A.M.J.G. and van Suchtelen J. Magnetoelectricity in Piezoelectric-magnetostrictive Composites // *Ferroelectrics*, 1976, V. 10, p. 295-299.
20. Van den Boomgard J., Van Run A.M.J.G. and van Suchtelen J. Piezoelectric-Piezomagnetic Composites with Magnetoelectric Effect// *Ferroelectrics*, 1976, V. 14, p. 727-732.
21. Van den Boomgard J., Van Run A.M.J.G. Poling of a Ferroelectric Medium by means of a Built-in Space Charge Field with Special Reference to Sintered Magnetoelectric Composites // *Solid State Comm.*, 1976, V. 19, p. 405-407.
22. Van den Boomgard J. and Born R.A.J. Sintered Magnetoelectric Composite Material  $\text{BaTiO}_3\text{Ni}(\text{Co}, \text{Mn})\text{Fe}_2\text{O}_4$  // *J. Mater. Sci.*, 1978, V. 13, p. 1538-1539.
23. Bunget I. and Raetchi V. Magnetoelectric Effect in the Heterogeneous System NiZn Ferrite – PZT Ceramic // *Phys. Stat. Sol.*, 1981, V. 63, p. 55.
24. Bunget I. and Raetchi V. Dynamic Magnetoelectric Effect in the Composite System of NiZn Ferrite and PZT Ceramics // *Rev. Roum. Phys.*, 1982, V. 27, p. 401-404.

25. Bracke L.P.M. and Van Vliet R.G. Broadband Magneto-Electric Transducer Using a Composite Material // *Int. J. Electronics*, 1981, V. 51, p. 255-263.
26. Rottenbacher R., Oel H.J. and Tomandel G. Ferroelectrics Ferromagnetics // *Ceramics Int.*, 1991, V. 106, p. 106-109.
27. Гелясин А.Е., Лалетин В.М. Влияние магнитного поля на резонансную частоту композиционной керамики феррит – пьезоэлектрик // *Письма в ЖТФ*, 1988, т. 14, вып. 19, с. 1746-1748.
28. Бичурин М.И., Петров В.М. Магнитный резонанс в слоистых феррит-сегнетоэлектрических структурах // *ЖТФ*, 1988, № 11, т.58, с.2277-2278.
29. М.И. Бичурин, О.С. Дидковская, В.М. Петров, С.Э. Софроньев Резонансный магнитоэлектрический эффект в композиционных материалах // *Изв. вузов. Сер. Физика.* – 1985. – № 1. – С. 121 – 122.
30. М. И. Бичурин Резонансные магнитоэлектрические эффекты в парамагнитных и магнитоупорядоченных средах на сверхвысоких частотах // *дис. д. физ.-мат. наук.* – Великий Новгород, 1988. – 288 с.
31. В. М. Петров Магнитоэлектрические свойства композиционных феррит-пьезоэлектрических материалов // *дис. д. техн. наук.* – Великий Новгород, 2004. – 186 с.
32. V. M. Petrov, M. I. Bichurin, O. V. Ryabkov, G. Srinivasan Magnetoelectric susceptibility dispersion of ferrite – piezoelectric composites // *Bull. Am. Phys. Soc.* – 2005. – Vol. 50. – P. 507
33. M. I. Bichurin, V. M. Petrov, O. V. Ryabkov, S. V. Averkin, G. Srinivasan Theory of magnetoelectric effects at magnetoacoustic resonance in single-crystal ferromagnetic–ferroelectric heterostructures // *Phys. Rev. B* 72, 060408(R) (2005).
34. M.I. Bichurin, V.M. Petrov, S.V. Averkin, and E. Liverts, Present status of theoretical modeling the magnetoelectric effect in magnetostrictive-piezoelectric nanostructures. Part II: Magnetic and magnetoacoustic resonance ranges // *J. Appl. Phys.*, 107, 053905 (2010).

35. Newnham R.E., Skinner D.P and Cross. L.E. Connectivity and Piezoelectric-Pyroelectric Composites // *Mat. Res. Bull.*, 1978, V. 13, p. 525-536.
36. Harshe G., Dougherty J.O., and Newnham R. E. Theoretical Modelling of Multilayer Magnetoelectric Composites // *Int. J. Appl. Electromagn. Mater.*, 1993, V. 4, P. 145-159.
37. Mantese J.V. et al. Applicability of Effective Medium Theory to Ferroelectric/ferromagnetic Composites with Composition and Frequency-Dependent Complex Permittivities and Permeabilities // *J. Appl. Phys.*, 1996, V. 79, p. 1655-1660.
38. Van den Boomgaard J., Terrell D. R., Born R. A. J. and Giller H. F. J. I. An In Situ Grown Eutectic Magnetoelectric Composite Material // *J. Mater. Sci.* 1974, V. 9, p. 1705-1710.
39. Harshe G., Dougherty J. P., and Newnham R. E. Theoretical Modelling of 3-0.0-3 Magnetoelectric Composites // *Int. J. Appl. Electromagn. Mater.*, 1993, V. 4, P. 161-171.
40. Nan C. W., Yuanhua Lin and Huang Jin H. Magnetoelectricity of Multiferroic Composites // *Ferroelectrics*, 2002, Vol. 280, pp. 153–163.
41. Cai N., Zhai J., Nan C.-W., Lin Y. and Shi Z. Dielectric, ferroelectric, magnetic and magnetoelectric properties of multiferroic laminated composites // *Phys. Rev.* 2003, V. B 68, P. 224103 (1–7).
42. Zhai Jun Yi, Cai Ning, Liu Li, Lin Yuan Hua, Nan Ce Wen. Dielectric behavior and magnetoelectric properties of lead zirconate titanate/Co-ferrite particulate composites // *Mater. Sci. Engineering*, 2003, V. B99, p. 329-331.
43. Бичурин М. И., Петров В.М. и др. Магнитоэлектрические материалы: особенности технологии и перспективы применения // *Сегнетомагнитные вещества*. - М.: Наука. 1990. С. 118 - 133.
44. C.-W. Nan, M. I. Bichurin, S.X. Dong, D. Viehland, and G. Srinivasan Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions // *J. Appl. Phys.* **103**, 031101 (2008). DOI: 10.1063/1.2836410

45. Петров Р.В. Магнитоэлектрические фазовращатели СВЧ диапазона // Дисс. к.т.н.: 05.12.07.- Новгород, 1997, 120 с.: ил.
46. Килиба Ю.В. Разработка магнитоэлектрических датчиков магнитного поля и СВЧ мощности на основе композиционных материалов // Дисс. к.т.н.: 05.27.01.- Великий Новгород, 2003.- 131 с.: ил.
47. Van E. Wood, Austin A.E. Possible application for magnetoelectric materials // - Intern. J. Magn., 1973. V.5, P. 303-315.
48. Van E. Wood, A.E. Austin. Possible application for magnetoelectric materials // “Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals”, In A. J. Freeman, H. Schmid, Eds., Gordon and Breach Science Publishers, New York, 1975, pp. 181-194.
49. Manfred Fiebig. Revival of the magnetoelectric effect // J. Phys. D: Appl. Phys. 38 (2005) R123–R152 doi:10.1088/0022-3727/38/8/R01
50. Shashank Priya, Rashed Islam, Shuxiang Dong, D. Viehland. Recent advancements in magnetoelectric particulate and laminate composites // J. Electroceram (2007) 19:147–164, DOI 10.1007/s10832-007-9042-5
51. M.I. Bichurin, D. Viehland, G. Srinivasan. Magnetoelectric interactions in ferromagnetic-piezoelectric layered structures: Phenomena and devices // J. Electroceram (2007) 19:243–250. DOI 10.1007/s10832-007-9058-x
52. M.I. Bichurin, V.M. Petrov and S. Priya. Magnetoelectric Multiferroic Composites // Ferroelectrics - Physical Effects / Ed. M.Lallart. Rijeka: InTech, 2011. pp. 277-302.
53. Yao Wang, Jiamian Hu, Yuanhua Lin and Ce-Wen Nan. Multiferroic magnetoelectric composite nanostructures // NPG Asia Mater. 2(2) 61–68 (2010) doi: 10.1038/asiamat.2010.32
54. G. Srinivasan. Magnetoelectric composites // Annual Review of Materials Research Vol. 40: 153-178 (2010) DOI: 10.1146/annurev-matsci-070909-104459
55. Mirza Bichurin, Vladimir Petrov, Anatoly Zakharov, Denis Kovalenko, Su Chul Yang, Deepam Maurya, Vishwas Bedekar and Shashank Priya. Magnetoelectric

- Interactions in Lead-Based and Lead-Free Composites // *Materials* 2011, 4, 651-702; doi:10.3390/ma4040651
56. Jing Ma, Jiamian Hu, Zheng Li, and Ce-Wen Nan. Recent Progress in Multiferroic Magnetoelectric Composites: from Bulk to Thin Films // *Adv. Mater.* 2011, XX, 1–26. DOI: 10.1002/adma.201003636
57. G. Lawes and G. Srinivasan. Introduction to magnetoelectric coupling and multiferroic films // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 44 (2011) 243001 (22pp). doi:10.1088/0022-3727/44/24/243001
58. Пятаков А.П., Звездин А.К. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики // *УФН* 182 593–620 (2012).
59. M.I. Bichurin, R.V. Petrov. Magnetoelectric Phasers for PAS // *Proceedings of the 2nd International Conference and Exhibition on Satellite Communications (ICSC'96)*, Moscow, 1996, p. 236-241.
60. Bichurin M.I., Filippov D.A., Petrov V.M., Laletsin V.M., Paddubnaya N.N., Srinivasan G. Resonance magnetoelectric effects in layered magnetostrictive-piezoelectric composites // *Phys. Rev. B.* – 2003. - V. 68. - P. 132408 (1-4).
61. Филиппов Д.А., Бичурин М.И., Петров В.М., Лалетин В.М., Поддубная Н.Н., Srinivasan G. Гигантский магнитоэлектрический эффект в композиционных материалах в области электромеханического резонанса // *Письма в ЖТФ.* - 2004. - Т. 30. - № 1. - С. 15-20.
62. Петров В.М., Бичурин М.И., Соловьев И.Н., Лалетин В.М., Нан С.-В. Частотная зависимость магнитоэлектрического эффекта в магнитострикционно-пьезоэлектрических двухслойных структурах // *Вестн. Новг. гос. ун-та.* 2010. №60. с.81-85.
63. М.И. Бичурин, В.М. Петров, К.В. Лаврентьева, Р.В. Петров. Изгибные колебания двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры // *Вестн. Новг. гос. ун-та. Сер.: Техн. науки.* 2011. №65. с.11-13.
64. Mirza Bichurin, Vladimir Petrov, Roman Petrov and Shashank Priya. Electromechanical Resonance in Magnetoelectric Composites: Direct and Inverse Effect // *Solid State Phenomena Vol. 189* (2012) pp 129-143.

65. K.V. Lavrentjeva, V.M. Petrov, and R.V. Petrov. Shear Vibrations of Magnetostrictive-piezoelectric Film Structure // PIERS Proceedings, Moscow, Russia, August 19-23, 2012, p. 1060-1062.
66. M.I. Bichurin, R.V. Petrov, and V.M. Petrov Magnetolectric effect at thickness shear mode in ferrite-piezoelectric bilayer // Appl. Phys. Lett. 103, 092902 (2013) [<http://dx.doi.org/10.1063/1.4819477>]
67. R.V. Petrov, V.M. Petrov and M.I. Bichurin. Bending modes of two-phase magnetoelectric structure // Abstract of XVIII-th International Symposium on Electrical Apparatus and Technologies SIELA 2014, 29-31 May 2014, Bourgas, Bulgaria
68. R.V. Petrov, V.M. Petrov, M.I. Bichurin. Magnetolectric effect in ferrite-piezoelectric dual-phase structure // Abstract of Moscow International Symposium on Magnetism (MISM-2014), Moscow, 29 June - 3 July 2014.
69. Bichurin M.I., Petrov V.M., and Petrov R.V. Direct and Inverse Magnetolectric Effect in Layered Composites in Electromechanical Resonance Range: A review // Journal of Magnetism and Magnetic Materials <http://dx.doi.org/10.1016/j.jmmm.2012.02.086>
70. Petrov V.M., Bichurin M.I., Srinivasan G., Laletin V.M., Petrov R.V. Bending Modes and Magnetolectric Effects in Asymmetric Ferromagnetic-Ferroelectric Structure // Solid State Phenomena Vol. 190 (2012) pp 281-284.
71. V. M. Petrov, G. Srinivasan, M. I. Bichurin and T.A. Galkina, J. Appl. Phys., **105**, 063911 (2009).
72. P. Timoshenko and D. H. Young. *Vibration problems in engineering*. 3rd ed. — N. Y.: Van Nostrand Co., Inc., 1955.
73. Филиппов Д.А. Магнитоэлектрический эффект в тонкопленочных магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах, выращенных на подложке // Физика твёрдого тела, 2012, том **54**, вып. 6, с.1112-1115.
74. Asher E. and Janner A.G.M. Upper Bounds on the Magnetolectric Susceptibility // Phys. Lett., 1969, V. A29, p. 295-304.

75. Rado G.T. Present Status of the Theory of Magnetoelectric Effects // Proc. of Symposium on Magnetoelectric Interaction in Crystals, USA, 1973 /Ed Freeman A and Schmid H. Gordon and Breach Sci. Publ., N.-Y, 1975, p. 3-22.
76. Rado G.T. Observation and Possible Mechanisms of Magnetoelectric Effect in Ferromagnet // Phys. Rev. Lett., 1964, V. 13, p. 335-337.
77. Alexander S. and Shtrikman S. On the Origin of Axial Magnetoelectric Effect of  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  // Sol. State. Comm., 1966, V. 4, p. 115-125.
78. H. Zheng, J. Wang, L. Mohaddes-Ardabili, M. Wuttig, L. Salamanca-Riba, D. G. Schlom, and R. Ramesh, Appl. Phys. Lett. 85, 2035 (2004).
79. M.I. Bichurin and V.M. Petrov, *Ferroelectrics* **162**, 33 (1994).
80. Kita E., Siratori K., Tasaki. Electric shift in the antiferromagnetic and mechanism of the parallel magnetoelectric effect of  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  // J Phys. Soc. Japan. 1979. V. 46, N3. P. 1033 - 1034.
81. Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
82. Котюков Ю.Н. Об измерении констант магнитострикции монокристаллов ферритов методом ферромагнитного резонанса // ФТТ, 1967, т. 8, с. 1149-1151.
83. Bichurin M.I., Kornev I.A., Petrov V.M., Tatarenko A.S, Kiliba Yu.V., Srinivasan G. Theory of magnetoelectric effects at microwave frequencies in a piezoelectric/magnetostrictive multilayer composite // Phys.Rev. B, **64**, 094409(1-6) (2001).
84. S. Shastry, G. Srinivasan, M. I. Bichurin, V. M. Petrov, and A. S. Tatarenko // *Phys. Rev. B* **70**, 064416 (2004).
85. M. I. Bichurin, V. M. Petrov, Yu.V. Kiliba, and G. Srinivasan // *Phys. Rev. B*. **66**, 134404 (2002).
86. M.I. Bichurin, V.M. Petrov, and T.A. Galkina // *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **45**, 30801 (2009).
87. M.I. Bichurin, V.M. Petrov, O.V. Ryabkov, S.V. Averkin, and G. Srinivasan // *Phys. Rev. B* **72**, 060408 (R) (2005).

88. Петров В.М., Бичурин М.И., Петров Р.В. Магнитоакустический резонанс в феррит-пьезоэлектрических плёночных структурах // Современные проблемы науки и образования. – 2012. – № 2; URL: [www.science-education.ru/102-5701](http://www.science-education.ru/102-5701)
89. Петров Р.В., Петров В.М., Татаренко А.С., Бичурин М.И., Пятаков А.П., Звездин А.К. Магнитоэлектрический эффект в области магнитоакустического резонанса в структуре феррит-пьезоэлектрик // Современные проблемы науки и образования. – 2013. – № 4; URL: [www.science-education.ru/110-9654](http://www.science-education.ru/110-9654)
90. O. V. Ryabkov, V. M. Petrov, M. I. Bichurin, and G. Srinivasan // *Tech. Phys. Lett.* **32**, 1021 (2006).
91. O.V. Ryabkov, S.V. Averkin, M.I. Bichurin, V. M. Petrov and G.Srinivasan // *J. Mat. Res.* **22**, 2174 (2007).
92. V.M.Petrov, G.Srinivasan, O.V.Ryabkov, S.V.Averkin, M.I.Bichurin // *Sol. State Comm.* **144**, 50 (2007).
93. Бичурин М. И. и др. Магнитоэлектрическая восприимчивость ферромагнетиков в диапазоне СВЧ и методы изменений // Сегнетомагнитные вещества. М.: Наука. 1990. С. 67 - 79.
94. Moria T. Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism // *Phys. Rev.* 1960. V. 120, N5. P. 91 -98.
95. Бичурин М.И., Петров Р.В., Татаренко А.С. Магнитоэлектроника СВЧ // Современные достижения физики и фундаментальное физическое образование: Сборник трудов 7-ой Международной научной конференции (3-5 октября, 2011, Алматы, Казахстан).- стр. 148-150.
96. Бичурин М.И., Петров Р.В., Татаренко А.С. Магнитоэлектрические СВЧ устройства для ФАР // Современные проблемы науки и образования, №4, 2011г., [URL:www/science-education.ru/98-4727](http://www/science-education.ru/98-4727)
97. Бичурин М.И. Магнитоэлектрические материалы и их применение в технике СВЧ // Вестник НовГУ, Сер.: Естеств. и техн. науки, 2001, №19, с. 7-12.

98. Bichurin M.I., Petrov V.M., Petrov R.V., Kapralov G.N., Kiliba Yu.V., Bukashev F.I., Smirnov A.Yu., Tatarenko A.S. Magnetoelectric microwave devices // *Ferroelectrics*, 2002, **280**, p. 211-218.
99. Петров Р.В. Магнитоэлектрические СВЧ-устройства // *Электронная техника*, сер. 1, СВЧ-техника, вып. 1 (481), 2003, 78 стр.
100. Бичурин М.И., Петров Р.В., Татаренко А.С. Применение магнитоэлектрических композитов для построения модулей ФАР // <http://www.sworld.com.ua/index.php/ru/projects/article-directory-to-okt2011/6-technics-sciences/27-electrical-engineer-radiotrician-telecommunication-and-electronics>, 2011.
101. Бичурин М.И., Петров Р.В., Татаренко А.С. Модули ФАР разработанные на основе магнитоэлектрических композитов // Сб. статей 12 Междун. НПК “Фундаментальные и прикладные исследования, разработка и применение высоких технологий в промышленности”, том 1, С.-Петербург, 2011г., с.75-77 (8-10.12).
102. М.И.Бичурин, Р.В.Петров, Ф.И.Букашев, А.Ю.Смирнов, Г.Н.Капралов, А.С.Татаренко Магнитоэлектрические микроволновые устройства // Magnetoelectric Interaction Phenomena In Crystals: The abstracts of the reports IV conference (MEIPIC-4) 16-19 October 2001 / Ed. By M.I.Bichurin; NovGU Novgorod, 2001. -88 p. (p.82).
103. Petrov R.V., Tatarenko A.S., Srinivasan G., Mantese J.V. Antenna miniaturization with ferrite-ferroelectric composites // *Mic. Opt. Tech. Lett.*, **50**, 2008, p.3155-3157.
104. Petrov R.V., Tatarenko A.S., Pandey, S., Srinivasan G., Mantese J.V., Azadegan R. Miniature antenna based on magnetoelectric composites // *Electronics Letters*, 44, 506-508 (2008).
105. Петров Р.В., Сринивасан Г. Проектирование магнитоэлектрической фазированной антенной решётки. // *Вестн. Новг. гос. ун-та., Сер.: Техн. науки*. 2009. № 50, с. 61-65.

106. Бичурин М.И., Петров Р.В., Воробьев Ю.Д., Килиба Ю.В. Полосовой перестраиваемый магнитоэлектрический СВЧ фильтр // Тез. докл. Международного форума по проблемам науки, техники и образования, 1997, МИИГАИК. М., 1997, ч.2 стр.76.
107. Петров Р.В., Бичурин М.И., Воробьев Ю.Д., Килиба Ю.В. Полосовой перестраиваемый магнитоэлектрический СВЧ фильтр // Сб. докл. Международного форума по проблемам науки, техники и образования, 1997, МИИГАИК. М., 1997, с. 234-238.
108. Капралов Г.Н., Петров Р.В., Букашев Ф.И., Бичурин М.И. Электродинамический расчет элементарных звеньев диплексера // НовГУ, Новгород, 2000. Деп.ВИНИТИ №2875-ВОО от 14.11.2000.
109. Капралов Г.Н., Петров Р.В., Букашев Ф.И., Бичурин М.И. Электродинамический расчет фильтров СВЧ на встречных стержнях // Труды Межд. форума по проблемам науки и образ. т.1.М.: Акад. Наук о Земле, 2000, с.108.
110. Капралов Г.Н., Петров Р.В., Букашев Ф.И., Бичурин М.И. Электродинамический расчёт элементарных звеньев СВЧ // НовГУ, Новгород, 2000. Деп.ВИНИТИ №244-В2ОО1 от 30.01.2001.
111. М.И. Бичурин, Р.В. Петров, Ф.И. Букашев, А.Ю. Смирнов Электродинамический анализ микрополосковой линии передачи на магнитоэлектрической подложке // Magnetoelectric Interaction Phenomena In Crystals: The abstracts of the reports IV conference (MEIPIC-4) 16-19 October 2001 / Ed. By M.I.Bichurin; NovGU Novgorod, 2001. -88 p. (p.80).
112. Ю.Д. Воробьев, Р.В. Петров, М.И. Бичурин Исследование полосно-пропускающих магнитоэлектрических фильтров // Студенческая наука: Сб. науч. ст. / Отв. ред. М.И.Бичурин; НовГУ им. Ярослава Мудрого. –Великий Новгород, 2001. - 130 с.
113. M.I.Bichurin, R.V.Petrov, V.M.Petrov, F.I.Bukashev, A.Yu.Smirnov Electrodynamic analysys of strip line on magnetoelectric substrate // Proceedings

- of The Fourth Conference On Magnetoelectric Internation Phenomena In Crystals (MEIPIC-4) / *Ferroelectrics*, 2002, V. 280, p.203.
114. Tatarenko A.S., Gheeverughese V., Srinivasan G. Magnetoelectric microwave bandpass filter // *Electronics Lett.*, 2006. **42**, 540
  115. М.В.Шаповалов, Р.В. Петров Устройства управления амплитудой СВЧ-сигнала // Студенческая наука: Сб. науч. ст. / Отв. ред. М.И.Бичурин; НовГУ им. Ярослава Мудрого. –Великий Новгород, 2001. - 130 с.
  116. Tatarenko A.S., Srinivasan G., Filippov D.A. Magnetoelectric microwave attenuator // *Electronics Lett.*, 2007. **43**, 674.
  117. Петров Р.В., Килиба Ю.В. Расчёт параметров управляемого СВЧ фазовращателя методом теории возмущений // конф. Новгу. Тез. докл., Новгород, 1996, с. 46.
  118. M.I.Bichurin, Petrov R.V., Kiliba Yu.V. Magnetoelectric Microwave Phase Shifters // *Magnetoelectric Interaction Phenomena In Crystals: The theses of the reports III International conferences 16-20 september 1996* / M.I.Bichurin; NovGU Novgorod, 1996. -53 p.
  119. Бичурин М.И., Петров Р.В., Килиба Ю.В. Магнитоэлектрический СВЧ фазовращатель // Международный форум по проблемам науки, техники и образования 1997 г Москва, Тез. докл., МИИГАИК. М., 1997, ч.2 стр.77.
  120. Бичурин М.И., Петров Р.В., Килиба Ю.В. Магнитоэлектрический СВЧ фазовращатель // Международный форум по проблемам науки, техники и образования 1997 г Москва, сб. докл., МИИГАИК. М., 1997, стр. 239-245.
  121. M.I.Bichurin, R.V.Petrov, Yu.V.Kiliba Magnetoelectric Microwave Phase Shifters // *Proceedings Of The 3nd International Conference On Magnetoelectric Internation Phenomena In Crystals (MEIPIC-3) / Ferroelectrics*, 1997, <sup>1</sup>.241, p.97.
  122. Бичурин М.И., Петров Р.В., Килиба Ю.В. СВЧ фазовращатели на магнитоэлектрических материалах // Микроволновая электроника больших мощностей: измерения, идентификация, применение / ИИЭР-НГТУ ИИП-МЭ'97 Новосибирск, 23-25 сентября, 1997, с. 157-161.

- 123.Петров Р.В. Магнитоэлектрические фазовращатели СВЧ диапазона // Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидат технических наук // Новгород, 1997, 21 с.
- 124.Ф.И. Букашев, Р.В. Петров Исследование магнитоэлектрических фазовращателей КВЧ-диапазона // Студенческая наука: Сб. науч. ст. / Отв. ред. М.И.Бичурин; НовГУ им. Ярослава Мудрого. –Великий Новгород, 2001.- 130 с.
- 125.A.S. Tatarenko, G. Srinivasan, and M.I. Bichurin Magnetolectric microwave phase shifter // Appl. Phys. Lett. 88, 183507 (2006).
- 126.Zhai J.Y.,Li J.F., Dong S.X., Viehland D., Bichurin M.I. A quasi(unidirectional) Tellegen gyrator // J. Appl. Phys.,**100**, 124509 (2006).
- 127.Бичурин М.И., Петров Р.В., Филиппов А.В. Гиратор СВЧ магнитоэлектрический // Патент 2357356. Н03Н011/42. 2009 г., 5 стр.
- 128.Р.В.Петров, С.В.Аверкин, А.В.Филиппов Исследование эффекта гирации в магнитоэлектрическом резонаторе // Вестн. Новг. гос. ун-та. Сер.: Техн. науки. 2010. №60. С.85-89.
- 129.М.И.Бичурин, Р.В.Петров, И.Н.Соловьёв, А.Н.Соловьёв, Д.В.Коваленко Исследование магнитоэлектрического СВЧ гиратора // Современные проблемы науки и образования. – 2012. – № 2; URL: [www.science-education.ru/102-5370](http://www.science-education.ru/102-5370).
- 130.Петров Р.В., Бичурин М.И., Килиба Ю.В., Иванов С.Н. Усилитель СВЧ магнитоэлектрический // Патент на изобретение №2439751 от 28.07.2010.
- 131.Бичурин М.И., Иванов С.Н. Селективный детектор СВЧ-мощности // Патент на изобретение № 2451942 от 11.01.2011.
- 132.R.V. Petrov, A.N. Soloviev, K.V. Lavrentyeva, I.N. Solovyev, V.M. Petrov, M.I. Bichurin. Magnetolectric transducers // PIERS Proceedings, Stockholm, Sweden, Aug. 12-15, 2013, p. 1271-1274.
- 133.R.V. Petrov, V.M. Petrov, D.V. Kovalenko, M.I. Bichurin. Magnetic field tunable electromechanical resonance properties of magnetolectric bilayer //

Abstract of Moscow International Symposium on Magnetism (MISM-2014), Moscow, 29 June - 3 July 2014.

134. Bichurin M.I., Petrov V.M., Petrov R.V., Kiliba Y.V., Bukashev F.I., Smirnov Yu.V., Eliseev D.N. Magnetolectric Sensor of Magnetic Field // Proceedings of The Fourth Conference On Magnetolectric Internation Phenomena In Crystals (MEIPIC-4) / Ferroelectrics, 2002, V. 280, p.199.
135. Петров Р.В., Иванов Д.Н. Система сбора энергии с магнитоэлектрическим преобразователем // Вестн. Новг. гос. ун-та. Сер.: Техн. науки. 2010. №55. С.42-44.
136. Бичурин М.И., Татаренко А.С., Петров Р.В. Модуль приемной активной фазированной антенной решетки // Патент РФ № 123586 от 03.05.2012.
137. R.V. Petrov, M.I. Bichurin, A.S. Tatarenko. Magnetolectric Microwave Module for Phased Array // PIERS Proceedings, Stockholm, Sweden, Aug. 12-15, 2013, p. 455-458.
138. B. D. H. Tellegen, Philips Res. Rep. 3, 81 (1948).
139. Andrey V. Filippov, Mirza Imamovich Bichurin, Roman V. Petrov and Edward Liverts. Magnetolectric Microwave Gyrator // MRS Spring Meeting. Engineered Multiferroics Magnetolectric Interactions, Sensors, and Devices, San-Francisco, April 13 - 16, 2009.
140. Бичурин М.И., Петров Р.В., Филиппов А.В. Гиратор СВЧ магнитоэлектрический. / Патент 2357356. Н03Н011/42. 2009 г., 5 стр.
141. Р.В.Петров, С.В.Аверкин, А.В.Филиппов Исследование эффекта гирации в магнитоэлектрическом резонаторе // Вестн. Новг. гос. ун-та. Сер.: Техн. науки. 2010. №60. С.85-89.
142. Бичурин М.И., Петров Р.В., Петров В.М. Магнитоэлектрические управляющие СВЧ устройства // Тезисы 7 Всероссийской научно-технической конференции “Датчики и преобразователи информации систем измерения, контроля и управления” М.: МГИЭМ, 1995, т.2, с.270-271.
143. Бичурин М.И., Петров В.М., Корнев И.А., Петров Р.В. Методика исследования магнитоэлектрических свойств композиционных материалов

- // 1 Объединенная конференция по магнитоэлектронике, ИРЭ РАН, М.: 1995, с.125-126.
- 144.Петров Р.В. Методика измерения разности фаз в магнитоэлектрических СВЧ фазовращателях // конф. НовГУ. Тез. докл., Новгород,1996, с. 46.
- 145.Петров Р.В., Килиба Ю.В. Расчёт параметров управляемого СВЧ фазовращателя методом теории возмущений // конф. Новгу. Тез. докл., Новгород,1996, с. 46.
- 146.Бичурин М.И., Петров Р.В., Браун А.А., Петров В.М., Килиба Ю.В. Методы измерения магнитоэлектрической восприимчивости в композиционных материалах на СВЧ // Тезисы 2 Всероссийской научно-технической конференции “Методы и средства измерений физических величин”, Часть 1, Нижний Новгород, НГТУ, 1997 г. С. 22- 23.
- 147.Tatarenko A.S., Srinivasan G., Bichurin M.I. Electrically-tunable microwave phase shifter based on ferrite-piezoelectric layered structure // *Microwave & Telecommunication Technology*, 2008. CriMiCo 2008. 2008 18th International Crimean Conference.
- 148.A. S. Tatarenko, G. Srinivasan A strain engineered voltage tunable millimeter-wave ferrite phase shifter // *Mic. Opt. Tech. Lett.*, Volume 53, Issue 2, pages 261–264, February 2011.
- 149.Roman Petrov, Gopalan Srinivasan, Mirza Bichurin and A. V Filippov. A Tunable Multiferroic Antenna // *MRS Spring Meeting. Engineered Multiferroics Magnetoelectric Interactions, Sensors, and Devices*, San-Francisco, April 13 - 16, 2009.
- 150.P. Ikonen, S. Maslovski, S. Tretyakov, On artificial magneto-dielectric substrates with microstrip antennas: The role of frequency dispersion // *XXVIIIth General Assembly of International Union of Radio Science (URSI)*, New Delhi, India, paper BCDP.6(0052).pdf, October 23-29, 2005.
- 151.P. Ikonen, S. Maslovski, and S. Tretyakov PIFA loaded with artificial magnetic material: Practical example for two utilization strategies // *Mic. Opt. Tech. Lett.*, vol. 46, no. 3, pp. 205-210, 2005.

- 152.Петров Р.В. Двухдиапазонная ферритовая антенна // Вестн. Новг. гос. ун-та. Сер.: Техн. науки. 2008. № 46, стр. 24-27.
- 153.Петров Р.В., Бичурин И.М., Сринивасан Г. Исследование свойств антенн с ферритовыми элементами // Антенны. 2009. Вып. 8(147). С. 50-55.
- 154.Р.В. Петров, М.И. Бичурин, Г. Сринивасан. Исследование свойств антенн с ферритовыми элементами // Инженерная физика. - 2010. - N 2. - С. 15-20.
- 155.Цветкович З. З., Алексич С. Р., Бажич М. И., Татаренко А. С., Бритин С. Н., Бичурин М. И., Петров Р. В. Линия передачи с конечными потерями в диэлектрике // Современные проблемы науки и образования. – 2012. – № 6; URL: [www.science-education.ru/106-7720](http://www.science-education.ru/106-7720) (ISSN 1817-6321)
- 156.Хаванова М.А., Петров Р.В., Татаренко А.С., Бичурин М.И., Алексич С.Р. Широкополосное согласование щелевых антенн с помощью неоднородных линий элементов // Фундаментальные исследования. – 2012. – № 11; URL: [www.science-education.ru](http://www.science-education.ru) (ISSN 1812-7339)
- 157.Ранчич М.П., Алексич С.Р., Хаванова М.А., Петров Р.В., Татаренко А.С., Бичурин М.И. Анализ симметричной дипольной антенны, расположенной на границе между воздушной средой и средой с потерями // Современные проблемы науки и образования. – 2012. – № 6; URL: [www.science-education.ru/106-7992](http://www.science-education.ru/106-7992)
- 158.Перич М.Т., Ильич С.С., Алексич С.Р., Райцевич Н.В., Петров Р.В., Татаренко А.С., Бичурин М.И. Анализ полосковой линии передачи, расположенной вертикально между двумя параллельными бесконечными заземляющими пластинами с использованием гибридного метода граничных элементов // Фундаментальные исследования. – 2013. – № 1 (часть 1). – стр. 185-190; URL: [www.rae.ru/fs/?section=content&op=show\\_article&article\\_id=10000139](http://www.rae.ru/fs/?section=content&op=show_article&article_id=10000139)
- 159.Ana Vučković, Slavoljub Aleksić, Saša Ilić, Alexander Tatarenko, Roman Petrov, Mirza Bichurin Attraction Magnetic Force Calculation of Axial Passive Magnetic Bearing // Electrical and Electronic Engineering, p-ISSN: 2162-9455, e-ISSN: 2162-8459, 2013; 3(2): 43-48, doi:10.5923/j.eee.20130302.03

- 160.M.T. Perić, S.S. Ilić, S.R. Aleksić, N.B. Raičević, M.I. Bichurin, A.S. Tatarenko, R.V. Petrov Improvement of Induction Machine Inductances Estimation Based on Machine // Proceedings of 11th International Conference on Applied Electromagnetics - ПЕЕС 2013 September 01 – 04, 2013, Niš, Serbia, p. 75-76.
- 161.Vesna Javor, Slavoljub Aleksić, Alexander Tatarenko, Roman Petrov, Mirza Bichurin Improvements in Lightning Electromagnetic Field Computation Using Modified Transmission Line Models // Вестник НовГУ, серия ФМН. №73, т.2
- 162.N.N. Cvetkovic, S.R. Aleksic, A.S. Tatarenko, M.I. Bichurin, R.V. Petrov. Numerical solving of boundary surface potential integral equation and “sliding” problem // Scientific & Academic Publishing: «International Journal of Electromagnetics and Applications», 2013, 3(5): 121-126 DOI: 10.5923/j.ijea.20130305.01
- 163.A.S.Tatarenko, R.V. Petrov, G.Srinivasan, M. I. Bichurin. A 100 MHz antenna based on magnetoelectric composite materials Bull. American Phys. Soc. – APS March Meeting, March 10-14, 2008, abstract #R1 112.
- 164.R.V. Petrov, G. Srinivasan, A.S.Tatarenko, M.I. Bichurin. Magnetoelectric Composites for 1.3 GHz Antennas Bull. American Phys. Soc. – APS March Meeting, March 10-14, 2008, abstract #R1 113.
- 165.R.V. Petrov, A.S. Tatarenko, S. Pandey, G. Srinivasan, J.V. Mantese and R. Azadegan. Miniature antenna based on magnetoelectric composites // Electr. Lett. 10th April 2008 Vol. 44 No. 8.
- 166.Petrov R.V., Tatarenko A.S., Srinivasan G., Mantese J.V. Antenna miniaturization with ferrite-ferroelectric composites // Mic. Opt. Tech. Lett. 2008. V. 50. P. 3154.
- 167.Бичурин М. И., Петров Р. В., Татаренко А. С. Микрополосковая СВЧ антенна на основе магнитоэлектрического композита // 2013 23rd Int. Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology” (CriMiCo’2013). 9—13 September, Sevastopol, Crimea, Ukraine, стр. 592-593.

168. Roman V. Petrov, Devata V. B. Murthy, Gollapudi Sreenivasulu and Gopalan Srinivasan. A slot antenna with magnetoelectric elements // *Microwave Opt Technol Lett* Vol. 55, No. 3, March 2013 DOI 10.1002/mop
169. Конструкции СВЧ устройств и экранов / под ред. А.М.Чернушенко. – М.: Радио и связь, 1983. – 400 с.
170. V. G. Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of  $\epsilon$  and  $\mu$  // *Soviet Physics USPEKHI*, V. 10, N 4, 1968, p. 509-514.
171. Петров Р.В., Бичурин М.И. Исследование линзы на материале с отрицательным коэффициентом преломления // *Вестн. Новг. гос. ун-та. Сер.: Техн. науки*. 2005. № 34, стр. 33-37.
172. R.V.Petrov, G.Srinivasan, M.I.Bichurin, D.Viehland. Three-dimensional left-handed material lens // *Appl.Phys.Lett.* **91**, 104103 (2007).
173. M. I. Bichurin, A. S. Tatarenko, G. Srinivasan, and J. V. Mantese Left-handed materials based on ferromagnetic-ferroelectric composites // *Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals-NATO Science Series II. Vol. 164*, Eds. M. Fiebig, V. V. Eremenko, and I. E. Chupis (Kluwer Academic Publishers, London, 2004), p.81-86.
174. R.V. Petrov, R. Pandey, G. Srinivasan, M.I. Bichurin A magnetic field controlled negative-index microwave lens // *Mic. Opt. Tech. Lett.*, 2008, **50**:11, 2804.
175. S.V. Bely, R.V. Petrov, M.I. Bichurin, A.V. Filippov, G. Srinivasan Electric field controlled left-handed-materials lens // *Bull. American Phys. Soc. – APS March Meeting*, March 10-14, 2008, abstract # R1.00109.
176. Р.В.Петров, М.А.Хаванова. Расчёт диаграммы направленности антенны с магнитоэлектрическим излучателем // *Вестн. Новг. гос. ун-та. Сер.: Техн. науки*. 2012. №67. С.25-29.
177. Гуляев Ю.В., Дикштейн И.Е., Шавров В.Г. Поверхностные магнитоакустические волны в магнитных кристаллах в области ориентационных фазовых переходов // *УФН* 167 735–750 (1997).
178. Беляева О.Ю., Зарембо Л.К., Карпачев С.Н. Магнитоакустика ферритов и магнитоакустический резонанс // *УФН* 162 (2) 107–138 (1992).

179. Bichurin M.I., Petrov V.M., Ryabkov O.V. et al. Theory of magnetoelectric effects at magnetoacoustic resonance in single-crystal ferromagnetic-ferroelectric heterostructures // *Phys. Rev. B*, 2005, v. 72, P. 060408(R) (1-4).
180. Бичурин М.И., Петров В.М., Рябков О.В., Srinivasan G., Nan C.-W. Магнитоэлектрический эффект в феррит-пьезоэлектрических композитах в области магнитоакустического резонанса // *Фундаментальные исследования*. URL: <http://econf.rae.ru/article/837>
181. Петров В.М., Бичурин М.И., Петров Р.В. Магнитоакустический резонанс в феррит-пьезоэлектрических плёночных структурах // *Современные проблемы науки и образования*. – 2012. – № 2; URL: [www.science-education.ru/102-5701](http://www.science-education.ru/102-5701)
182. Петров Р.В., Бичурин М.И., Петров В.М. Резонансные эффекты в магнитострикционно-пьезоэлектрических композитах для твердотельных электронных устройств // *Palmarium Academic Publishing*, 2012. – 264 с.
183. Петров Р.В., Бичурин М.И., Килиба Ю.В. Датчики электромагнитного поля // Тезисы 8 Всероссийской научно-технической конференции “Датчики и преобразователи информации систем измерения, контроля и управления” М.: МГИЭМ, 1996, т. 2, с. 324.
184. Бичурин М.И., Килиба Ю.В. Петров Р.В. Датчики электромагнитного поля // VIII Всеросс. Н.-т. конф.: Тез. докл. Н. Новгород. НГТУ. Т. 2, 1996. С. 324.
185. Петров Р.В., Килиба Ю.В. Магнитоэлектрические датчики // “XXI Гагаринские чтения”: Тез. докл., МГАТУ. М., 1996, ч.3 стр.148.
186. Petrov R.V., Bichurin M.I., Kiliba Yu.V. Electromagnetic Field Gauges // *Sterowanie w Energoelektronice i Napedzie Elektrycznym* // *tesis, SENE'97 Lodz-Arturowek*, 1997 r, s. 74.
187. М.И.Бичурин, В.М.Петров, Р.В.Петров, Ф.И.Букашев, А.Ю.Смирнов Магнитоэлектрический датчик для измерения магнитного поля // *Magnetoelectric Interaction Phenomena In Crystals: The abstracts of the reports IV conference (MEIPIC-4) 16-19 October 2001 / Ed. By M.I.Bichurin; NovGU Novgorod*, 2001. -88 p. (p.84).

188. Bichurin M.I., Petrov V.M., Petrov R.V., Kiliba Y.V., Bukashev F.I., Smirnov Yu.V., Eliseev D.N. Magnetolectric Sensor of Magnetic Field // Proceedings of The Fourth Conference On Magnetolectric Internation Phenomena In Crystals (MEIPIC-4) / Ferroelectrics, 2002, V. 280, p.199.
189. J. Zhai, Z. Xing, S. Dong, J.F. Li, and D. Viehland. Detection of pico-Tesla magnetic fields using magneto-electric sensors at room temperature // Appl. Phys. Letters **88**, 062510-1-3 (2006).
190. Shuxiang Dong, Junyi Zhai, Jiefang Li, and D. Viehland Near-ideal magnetolectricity in high-permeability magnetostrictive/piezofiber laminates with a (2-1) connectivity // Appl. Phys. Letters **89**, 252904 (2006).
191. Junyi Zhai, Shuxiang Dong, Zengping Xing, Jiefang Li, and D. Viehland Giant magnetolectric effect in Metglas/polyvinylidene-fluoride laminates // Appl. Phys. Letters **89**, 083507 (2006).
192. J. Das, J. Gao, Z. Xing, J. F. Li, and D. Viehland. Enhancement in the field sensitivity of magnetolectric laminate heterostructures // Appl. Phys. Letters **95**, 092501 (2009).
193. Yaojin Wang, David Gray, David Berry, Junqi Gao, Menghui Li, Jiefang Li, Dwight Viehland. An Extremely Low Equivalent Magnetic Noise Magnetolectric Sensor // Adv. Mater. 2011, 23, 4111-4114.
194. Yaojin Wang, David Gray, David Berry, Junqi Gao, Jiefang Li, D. Viehland and Haosu Luo Equivalent magnetic noise in magnetolectric Metglas/Pb(Mg<sub>1/3</sub>Nb<sub>2/3</sub>)O<sub>3</sub>-PbTiO<sub>3</sub> laminate composites // Physica status solidi (RRL), July 2011, Volume 5, Issue 7, p. A73–A82, 217–258.
195. Бичурин М.И., Петров Р.В., Соловьев И.Н., Соловьев А.Н. Исследование магнитоэлектрических сенсоров на основе пьезокерамики ЦТС и Метгласа // Современные проблемы науки и образования. – 2012. – № 1; URL: [www.science-education.ru/101-5367](http://www.science-education.ru/101-5367).
196. I. N. Soloviev, M. I. Bichurin, and R. V. Petrov. Magnetolectric Magnetic Field Sensors // PIERS Proceedings, Moscow, Russia, August 19-23, 2012, p. 1359-1362.

- 197.Игнатъев В.К., Протопопов А.Г. Магнитометр на основе преобразователя Холла // ПТЭ. 2003. № 3. с. 116-120.
- 198.Бичурин М.И., Петров Р. В., Сулиманов Р.А., Лосев Д.В. Конструкция электродов для снятия электрокардиограммы // Патент на изобретение №2523356 от 16.10.2012.
- 199.Р.В. Петров, В.С. Леонтьев. Магнитоэлектрический магнитометр // Вестник НовГУ, сер. Технические науки, №75, т.1, 2013.
- 200.Yaojin Wang, David Gray, David Berry, Junqi Gao, Menghui Li, Jiefang Li, and Dwight Viehland. An Extremely Low Equivalent Magnetic Noise Magnetoelectric Sensor // Adv. Mater. 2011, 23, 4111–4114, DOI: 10.1002/adma.201100773
- 201.Yaojin Wang, Menghui Li, D. Hasanyan, Junqi Gao, Jiefang Li, and D. Viehland. Geometry-induced magnetoelectric effect enhancement and noise floor reduction in Metglas/piezofiber sensors // APL 101, 092905 (2012), [http://dx.doi.org/10.1063/1.4737906]
- 202.Roman V. Petrov, Nikita V. Yegerev, Mirza I. Bichurin, Slavoljub R. Aleksić. Current sensor based on magnetoelectric effect // XVIII-th International Symposium on Electrical Apparatus and Technologies SIELA 2014, 29-31 May 2014, Bourgas, Bulgaria
- 203.I.N. Solovyev, A.N. Solovyev, R.V. Petrov, M.I. Bichurin, A.N. Vučković, N.B. Raičević. Sensitivity of Magnetoelectric Current Sensor // Proceedings of 11th International Conference on Applied Electromagnetics - PIEC 2013 September 01 – 04, 2013, Niš, Serbia, p. 109-110.
- 204.R.V. Petrov, I.N. Solovyev, A.N. Soloviev and M.I. Bichurin. Magnetoelectric current sensor // PIERS Proceedings, Stockholm, Sweden, Aug. 12-15, 2013, p. 105-108.
- 205.M. I. Bichurin and V.M. Petrov, “Modeling of Magnetoelectric Interaction in Magnetostrictive-Piezoelectric Composites”, Advances in Condensed Matter Physics, 2012, V. 2012.

- 206.P. Glynn-Jones, N.M. White Self-powered systems, a review of energy sources // *Sens. Rev.* **21** (2) (2000) 91–97.
- 207.Sodano, H.A., Park, G. and Inman, D.J., 2004, “A Review of Power Harvesting Using Piezoelectric Materials // *Shock and Vibration Digest*, Vol. **36**, No. 3, pp. 197-206.
- 208.Петров Р.В., Бичурин М.И. «Магнитоэлектрическая система сбора энергии для датчиков физических величин» // материалы I-й международной конференции «Диагностика-2009», Курск, 2009 г., том 2, стр. 172.
- 209.S. X. Dong, J. Zhai, J. F. Li, D. Viehland, and S. Priya Multimodal system for harvesting magnetic and mechanical energy // *Appl. Phys. Lett.* **93**, 103511 (2008).
- 210.Петров Р.В., Иванов Д.Н. Система сбора энергии с магнитоэлектрическим преобразователем // *Вестн. Новг. гос. ун-та. Сер.: Техн. науки.* 2010. №55. С.42-44.
- 211.Бичурин М.И., Иванов Д.Н., Петров Р.В., Priya S. Сборщик магнитной и механической энергии // Приоритетные направления развития науки, технологий и техники, научная международная конференция, Египет, 15-22 августа 2010г. Современные наукоемкие технологии. – 2010. – № 9 – С. 106-106. URL: [www.rae.ru/snt/?section=content&op=show\\_article&article\\_id=6603](http://www.rae.ru/snt/?section=content&op=show_article&article_id=6603).
- 212.Бичурин М.И., Петров Р. В., Иванов Д.Н., Аверкин С.В. Устройство сбора и накопления энергии низкочастотного магнитного поля и механических колебаний // Патент на изобретение №2425438 от 21.12.2009.
- 213.Научно-технический отчёт о выполнении Государственного контракта № П1658 от 15 сентября 2009 г. по проекту: «Исследование и разработка магнитоэлектрических источников энергии» федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг., в рамках реализации мероприятия № 1.2.2
- 214.R.V. Petrov, V.M. Petrov, M.I. Bichurin, I.N. Soloviev, A.N. Soloviev, Y. Zhou, S. Priya. Physics of dimensionally graded magnetoelectric energy harvester //

Abstract of Moscow International Symposium on Magnetism (MISM-2014),  
Moscow, 29 June - 3 July 2014.

- 215.R.V. Petrov, V.M. Petrov, M.I. Bichurin, Y. Zhou, S. Priya. Modeling of dimensionally graded magnetoelectric energy harvester // JMMM, V. 383, 2015, p. 246–249. doi:10.1016/j.jmmm.2014.10.145
- 216.R.V. Petrov, V.M. Petrov, M.I. Bichurin. Magnetoelectric effect in ferrite-piezoelectric dual-phase structure // Solid State Phenomena Vol. 233 (2015) pp 353-356.
- 217.R.V. Petrov, V.M. Petrov, D.V. Kovalenko, M.I. Bichurin. Magnetic field tunable electromechanical resonance properties of magnetoelectric bilayer // Solid State Phenomena Vol. 233 (2015) pp 349-352.