

НОВГОРОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени ЯРОСЛАВА МУДРОГО

На правах рукописи



ГАЛИЧЯН ТИГРАН АЛЕКСАНДРОВИЧ

**МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ
В ОБЛАСТИ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА**

Специальность: 01.04.07 – Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук,
профессор Филиппов Д. А.

Великий Новгород – 2015

Содержание

Введение	4
Глава 1 Литературный обзор.....	17
1.1 Магнитоэлектрики и магнитоэлектрический эффект	17
1.2 Магнитоэлектрический эффект в композитных материалах.....	21
1.3 Теоретическое описание магнитоэлектрического эффекта.....	26
1.4 Практическое применение магнитоэлектрического эффекта	30
1.5 Выводы по главе 1.....	32
Глава 2 Прямой магнитоэлектрический эффект в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре	33
2.1 Модель.....	33
2.2 Продольный магнитоэлектрический эффект	39
2.3 Поперечный магнитоэлектрический эффект.....	44
2.4 Обсуждение результатов. Сравнение с экспериментом	48
2.5 Выводы по главе 2.....	59
Глава 3 Прямой магнитоэлектрический эффект в трехслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре	61
3.1 Модель.....	61
3.2 Частотная зависимость магнитоэлектрического эффекта	65
3.3 Обсуждение результатов	71
3.4 Выводы по главе 3.....	75

Глава 4	Прямой магнитоэлектрический эффект в слоистых структурах с учетом клеевого соединения	76
4.1	Модель.....	76
4.2	Влияние клеевого соединения на магнитоэлектрический эффект	81
4.3	Обсуждение результатов. Сравнение с экспериментом	86
4.4	Выводы по главе 4.....	93
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	94
	СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	96

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность диссертационной работы. Большой интерес к изучению магнитоэлектрического (МЭ) эффекта вызван как научной новизной данного направления исследований, так и перспективами его практического применения в создании принципиально новых устройств твердотельной электроники. Примерами использования МЭ эффекта в данном направлении является изготовление датчиков магнитных полей, фазовращателей, элементов памяти и т.д. [1-3]. Основными достоинствами магнитоэлектрических датчиков магнитного поля является их высокая чувствительность при комнатной температуре, которая превышает чувствительность датчиков Холла [4].

Магнитоэлектрический эффект заключается в возникновении поляризации вещества под действием магнитного поля (прямой МЭ эффект) и возникновении намагниченности вещества под действием электрического поля [5,6] (обратный МЭ эффект). Его особенность заключается в том, что он связывает полярный вектор (поляризация) с аксиальным вектором (напряженность магнитного поля) и, наоборот, аксиальный (намагниченность) с полярным (напряженность электрического поля). Вследствие этого МЭ эффект можно отнести к перекрестным эффектам.

Наличие МЭ эффекта в монокристаллах тесно связано с симметрией кристалла. В работе [7] указаны группы кристаллов, в которых этот эффект может существовать. Величина МЭ эффекта в монокристаллах мала, что обусловлена малостью спин-орбитального взаимодействия, которое само по себе является релятивистским эффектом. В магнитоэлектрично-пьезоэлектрических композиционных материалах величина МЭ эффекта намного больше величины эффекта в монокристаллах. Возникновение МЭ эффекта в композиционных материалах обусловлено механическим взаимодействием магнитоэлектричной и пьезоэлектрической подсистем. Оно напрямую связано с распространением упругих колебаний, возникающих в материале. При прямом МЭ эффекте, после помещения структуры в магнитное

поле, в магнитострикционной фазе возникают механические напряжения вследствие магнитострикции. Эти напряжения передаются в пьезоэлектрическую подсистему и приводят к изменению поляризации образца вследствие пьезоэффекта.

При теоретическом описании МЭ эффекта в настоящее время наибольшее распространение получили два метода:

- метод эффективных параметров
- метод, основанный на совместном решении уравнений отдельно для магнитострикционной и пьезоэлектрической подсистем, с учетом условий на границе раздела между фазами.

Несмотря на большой объем исследований, основанный на методе эффективных параметров, недостатком этого метода является его ограниченность применения. Его можно использовать только тогда, когда размеры структурных единиц композитного материала (размер зерна, или толщина слоев) много меньше длины акустической волны. В этом случае композитный материал можно рассматривать как однородную среду с некоторыми эффективными параметрами, но возникает проблема определения самих эффективных параметров, для решения которой используются разные модели [8-10], которые в той или иной степени отражают реальные факты.

Учитывая недостатки первого метода, представляется целесообразным исследование МЭ эффекта методом, основанным на совместном решении уравнений отдельно для каждой из подсистем с учетом граничных условий. Поскольку взаимодействие между слоями передается через границу раздела, то в связи с этим возникает необходимость более детального исследования влияния неоднородного пространственного распределения деформаций и напряжений, обусловленного наличием границы раздела, на величину МЭ эффекта.

Слоистые МЭ структуры, как правило, изготавливаются либо методом напыления, либо методом осаждения, либо методом склеивания магнитострикционного и пьезоэлектрического слоев. Если в первых двух

случаях наличием промежуточного слоя между магнитоэлектрической и пьезоэлектрической фазами можно пренебречь, то во втором случае свойства промежуточной фазы оказывают сильное влияние на величину эффекта. Вместе с тем, число работ, где учитывается межслоевое соединение на границе раздела магнитоэлектрично-пьезоэлектрического образца, незначительно и его детальных исследований не проводилось. Межслоевое соединение между фазами учитывалось формально либо введением коэффициента связи между фазами [11-13], либо делалось предположение, что связь между магнитоэлектрической и пьезоэлектрической подсистемами идеальная, и амплитуда смещений одинакова как в магнитоэлектрической, так и в пьезоэлектрической фазах [14-16].

Таким образом, установление более детальной взаимосвязи между упругими, магнитными и электрическими свойствами материала в исследовании МЭ эффекта является актуальной задачей. Данная работа представляет дополнительные теоретические результаты в области изучения прямого МЭ эффекта, что позволяет получить более точные результаты о величине и частотных зависимостях эффекта, необходимые для построения устройств на его основе.

Целью данной работы являлось получение новых знаний в области прямого МЭ эффекта путем теоретического исследования взаимосвязи магнитных, электрических и упругих свойств магнитоэлектрично-пьезоэлектрических слоистых структур.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи:**

- Разработать теоретическую модель и методику расчета прямого МЭ эффекта в магнитоэлектрично-пьезоэлектрических слоистых структурах с учетом наличия границы раздела между слоями
- Получить выражения для МЭ коэффициента через параметры, геометрические размеры магнитоэлектричной и пьезоэлектрической слоев в случае продольной и поперечной ориентации полей с учетом неоднородности амплитуды планарных колебаний по толщине данного образца
- Рассчитать частотные зависимости МЭ коэффициента по напряжению для различных значений параметров и геометрических размеров структур
- Исследовать влияние межслоевого клеевого соединения на величину МЭ эффекта в слоистых магнитоэлектрично-пьезоэлектрических структурах.

Объектом исследований были выбраны слоистые (двухслойные и трехслойные) магнитоэлектрично-пьезоэлектрические образцы в форме пластинки.

При получении основных результатов работы были использованы **методы исследования** теоретической физики и физики конденсированных сред. В частности, был использован метод, основанный на совместном решении уравнений движения среды, эластодинамики и электростатики для каждой из

подсистем. Расчеты численных значений параметров были выполнены с помощью математического пакета Maple (версия 17.0).

Научная новизна работы заключается в следующем:

- Представлено детальное теоретическое описание прямого МЭ эффекта в слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах с учетом наличия границы раздела между слоями
- Получены выражения и проанализирована частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению и его зависимость от параметров и геометрических размеров слоев для образцов в форме пластинки
- Проведено исследование влияния клеевой прослойки между слоями на величину и частотные характеристики эффекта. Показано, что наличие клеевой прослойки приводит к незначительному изменению резонансной частоты эффекта и значительному изменению МЭ коэффициента по напряжению.

Практическая значимость работы:

- Представленный в работе механизм МЭ эффекта в явном виде учитывает наличие границы раздела между слоями, что позволяет получить более точные выражения для частотной зависимости величины МЭ коэффициента в области электромеханического резонанса
- Полученные выражения для МЭ коэффициента с учетом межслоевого соединения позволяют оценить влияние клеевой прослойки на резонансную частоту и величину МЭ эффекта

- Разработанные программы для ЭВМ позволяют рассчитывать МЭ характеристики структур на основе параметров магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз.

Научные положения, выносимые на защиту

- Неоднородность структуры, связанная с наличием границы раздела феррит-пьезоэлектрик, обуславливает неоднородное распределение амплитуды смещений по толщине образца, что приводит к нелинейному соотношению между угловой частотой и волновым вектором
- Неоднородность распределения амплитуды смещений и механических напряжений по толщине структуры, связанная с наличием границы раздела, вносит значительный вклад в величину МЭ коэффициента по напряжению
- Наличие клеевой прослойки между слоями приводит к незначительному изменению резонансной частоты эффекта и нелинейной зависимости величины МЭ коэффициента по напряжению, как от толщины клеевой прослойки, так и её упругих свойств.

Список публикаций по теме диссертационной работы

Публикации в изданиях, рекомендованных ВАК РФ

1. Филиппов, Д.А. Магнитоэлектрический эффект в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре [Текст] / Д.А. Филиппов, В.М. Лалетин, **Т.А. Galichyan** // ФТТ. – 2013. – Т. 55. – №9. – С. 1728–1733.
2. **Galichyan, Т.А.** Propagation of elastic waves in bilayer ferrite-piezoelectric structure [Text] / **Т.А. Galichyan**, Т.О. Firsova // J. Phys.: Conf. Ser. – 2013. – Vol. 461. – P. 012016.

3. Филиппов, Д.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре [Текст] / Д.А. Филиппов, **Т.А. Галичян** // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2013. – Т. 56. – № 6. – С. 74–79.
4. Filippov, D.A. Magnetolectric effect in bilayer magnetostrictive-piezoelectric structure. Theory and experiment [Text] / D.A. Filippov, **T.A. Galichyan**, V.M. Laletin // Appl. Phys. A. – 2013. – Vol. 115. – № 3. – P. 1087–1091.
5. Филиппов, Д.А. Магнитоэлектрический эффект в трехслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре [Текст] / Д.А. Филиппов, **Т.А. Галичян** // Перспективные материалы. – 2013. – №12. – С. 5–10.
6. Filippov, D.A. Influence of an interlayer bonding on the magnetolectric effect in the layered magnetostrictive-piezoelectric structure [Text] / D.A. Filippov, **T.A. Galichyan**, V.M. Laletin // Appl. Phys. A. – 2014. – Vol. 116. – №4. – P. 2167–2171.
7. **Galichyan, T.A.** Dependence of the oscillations amplitude on the thickness of magnetostrictive-piezoelectric bilayer structure in the theory of magnetolectric effect [Text] / **T.A. Galichyan**, D.A. Filippov // J. Phys.: Conf. Ser. – 2014. – Vol. 541. – P. 012103.
8. Филиппов, Д.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в двухслойных магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах с учетом неоднородности деформаций по толщине образца [Текст] / Д.А. Филиппов, **Т.А. Галичян** // Вестник НовГУ. – 2014. – №80. – С. 73–77.
9. **Галичян, Т.А.** Влияние клеевой прослойки на магнитоэлектрический эффект в магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах [Электронный ресурс] / **Т.А. Галичян** // Современные проблемы науки и образования. – 2014. – №6; URL: www.science-education.ru/120-15436 (дата обращения: 19.11.2014).

10. **Galichyan, T.A.** The influence of the adhesive bonding on the magnetoelectric effect in bilayer magnetostrictive-piezoelectric structure [Text] / **T.A. Galichyan, D.A. Filippov** // J. Phys.: Conf. Ser. – 2014. – Vol. 572. – P. 012045.

Тезисы докладов

11. **Galichyan, T.A.** Wave propagation in bilayer ferrite-piezoelectric structure [Text] / **T.A. Galichyan, D.A. Filippov** // Abstracts ICEEE: XIV International Conference “Electromechanics, Electrotechnology, Electromaterials and Components”. – Crimea, Alushta. – 2012. – С. 39–40.
12. **Галичян, Т.А.** Распространение упругих волн в двухслойной структуре феррит-пьезоэлектрик [Текст] / **Т.А. Галичян, Т.О. Фирсова** // XLI Неделя науки СПбГПУ: материалы научно-практической конференции с международным участием. Ч. V – СПб.: Изд-во Политехн. Ун-та – 2012. – С. 164–165.
13. **Галичян, Т.А.** Моделирование процессов преобразования магнитного и электрического полей в двухслойных магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах [Текст] / **Т.А. Галичян** // Международная молодежная научная конференция «XXXIX Гагаринские чтения». Материалы секции №3 механика и моделирование материалов и технологий. Москва. – 2013. – С. 14–15.
14. **Галичян, Т.А.** Магнитоэлектрический коэффициент по напряжению в двухслойных структурах феррит-пьезоэлектрик [Текст] / **Т.А. Галичян** // Материалы 17-го международного Молодежного форума «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке». – Т. 1. «Электронная техника и технологии», Харьков. – 2013. – С. 11–12.
15. **Galichyan, T.A.** Considering the interlayer adhesive bonding in the theory of the magnetoelectric effect in bilayer structure [Text] / **T.A. Galichyan, D.A.**

Filippov // International Conference “Functional Materials”: Abstracts ICFM Crimea, Yalta, Haspra. – 2013. – P. 241.

16. **Галичян, Т.А.** Влияние клеевой прослойки на величину магнитоэлектрического эффекта в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре [Текст] / **Т.А. Галичян**, Д.А. Филиппов // Физика.СПб, Тезисы докладов Российской молодежной конференции по физике и астрономии. – Санкт-Петербург. – 2013. – С. 304–305.
17. **Galichyan, T.A.** The dependence of the magnetoelectric effect on the adhesive bonding in magnetostrictive-piezoelectric structure [Text] / **T.A. Galichyan**, D.A. Filippov // Modern scientific research and their practical application, Vol. J21314 (Kupriyenko SV, Odessa, 2013) – URL: <http://www.sworld.com.ua/e-journal/J21314.pdf> (date: Nov. 2013) - J21314-011. – P. 81–90.
18. **Galichyan, T.A.** Dependence of the oscillations amplitude on the thickness of magnetostrictive-piezoelectric bilayer structure in the theory of magnetoelectric effect [Text] / **T.A. Galichyan**, D.A. Filippov // 1st International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures, “Saint-Petersburg OPEN 2014”. – St. Petersburg – 2014. – P. 377-378.
19. **Галичян, Т.А.** Учет неоднородности деформаций по толщине образца в двухслойных магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах [Текст] / **Т.А. Галичян** // Материалы докладов аспирантов, соискателей, студентов. XXI научная конференция преподавателей, аспирантов и студентов НовГУ. – Великий Новгород. – Ч. 2. – 2014. – С. 92–96.
20. **Галичян, Т.А.** Математическое моделирование влияния клеевой прослойки на магнитоэлектрический эффект в магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах [Текст] / **Т.А. Галичян** // Материалы научно-практической конференции с международным участием. – Санкт-Петербург: Изд-во Политехн. Ун-та. – 2014. – С. 115–117.

Программы для ЭВМ

21. Расчет частотной зависимости магнитоэлектрического коэффициента в слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах [Текст] / **Т.А. Галичян**, Д.А. Филиппов; Правообладатель: Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого. – № 2014617543; дата поступления: 04.06.2014; дата регистрации: 28.07.2014.
22. Расчет смещений и напряжений в слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах [Текст] / **Т.А. Галичян**, Д.А. Филиппов; Правообладатель: Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого. – № 2015610813; дата поступления: 26.11.2014; дата регистрации: 19.01.2015.

Апробация работы

Основные материалы, изложенные в диссертационной работе, были представлены на Международных и Всероссийских конференциях:

- XIX научная конференция преподавателей, аспирантов и студентов НовГУ, В. Новгород, Апрель, 2012г.;
- XIV International Conference “Electromechanics, Electrotechnology, Electromaterials and Components”, Crimea, Alushta, September, 2012;
- XIII Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС–13), Екатеринбург, Ноябрь, 2012г.;
- Научно-практическая конференция с международным участием. XLI Неделя науки СПбГПУ, Санкт-Петербург, Декабрь, 2012г.;
- Международная научно-практическая конференция «Современные проблемы и пути их решения в науке, транспорте, производстве и образовании'2012», Одесса, Декабрь, 2012г.;
- Международная молодежная научная конференция «XXXIX Гагаринские чтения», Москва, Апрель, 2013г.;
- 17-й Международный молодежного форума «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке», Харьков, Апрель, 2013г.;
- XX научная конференция преподавателей, аспирантов и студентов НовГУ, В Новгород, Апрель, 2013г.;
- International Conference “Functional Materials”, Crimea, Yalta, Haspra, October, 2013;
- Российская молодежная конференция по физике и астрономии, Санкт-Петербург, Октябрь, 2013г.;

- Modern scientific research and their practical application, Odessa, October, 2013;
- 1st International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures, St. Petersburg, March, 2014;
- XXI научная конференция преподавателей, аспирантов и студентов НовГУ, В. Новгород, Апрель, 2014г.;
- Научно-практическая конференция с международным участием: Неделя науки СПбГПУ, Санкт-Петербург, Декабрь, 2014г.

Внедрение результатов

Результаты, полученные в диссертации, являются частью НИР:

- «Исследование никелид-титановых сплавов и феррит-пьезоэлектрических композитов для создания энергосберегающих устройств электроники и механики» в рамках государственного задания 2012-2013гг, регистрационный номер НИР 7.1283.2011;
- «Исследование функциональных материалов на основе феррит-пьезоэлектрических композитов и никелид-титановых сплавов с целью создания принципиально новых устройств электроники и механики» в рамках базовой части государственного Задания №2014/136 код проекта 1875;
- гранта РФФИ «Линейный и нелинейный магнитоэлектрический эффект в слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах» проект № 14-42-06007;

- проекта № 11.177/2014К «Выполнение комплекса работ по усовершенствованию технологии получения композиционных магнестрикционно-пьезоэлектрических материалов и исследованию их физических свойств», выполняемого в рамках проектной части государственного задания, 2015 г.
- гранта для аспирантов и молодых ученых НовГУ 11-й конкурс грантов молодых ученых НовГУ, 2013-2014. Тема НИР: «Магнитоэлектрический эффект в магнестрикционно-пьезоэлектрических структурах».

Личный вклад автора.

Личный вклад автора заключается в обсуждении постановки задачи, построение математической модели и проведение теоретических вычислений. Обсуждение полученных теоретических и экспериментальных результатов, а также подготовка публикаций осуществлялись вместе с соавторами.

Структура и объем диссертации:

Диссертация состоит из введения, обзора литературы, 3 глав, заключения и списка используемых источников. Общий объем диссертации составляет 112 страниц машинописного текста, включающего 20 рисунков. Список цитированной литературы содержит 147 наименований.

Диссертационная работа выполнена в Новгородском государственном университете имени Ярослава Мудрого.

ГЛАВА 1

ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

1.1 Магнитоэлектрики и магнитоэлектрический эффект

Магнитоэлектрическими веществами считаются материалы, в которых возникает электрическая поляризация под действием внешнего магнитного поля и намагниченность под действием внешнего электрического поля.

Первый вклад в развитие исследования магнитоэлектрического (МЭ) эффект был внесен в 1888 году [17] с открытием Рентгена, который обнаружил, что движущийся диэлектрик изменяет свою намагниченность под действием электрического поля. В 1894 году П. Кюри предложил идею о возможности существования магнитоэлектрических веществ, где он основывался на соображениях симметрии [18]. Позднее, в 1905 году, Вильсон доказал явление возникновения поляризации движущегося диэлектрика, под влиянием магнитного поля [19].

Последовавшие за этим попытки экспериментально выявить магнитоэлектрические вещества были неудачные, так как обозначенные критерии симметрий были очень абстрактные до тех пор, пока в 1926 году П. Дебай внедрил термин «магнитоэлектрический эффект» [20]. Соединения, которые теоретически предсказал П. Кюри, были экспериментально обнаружены в середине XX века. В 1958 году группой ученых Физико-Технического института им. А. Ф. Иоффе был выявлен ряд сегнетоэлектриков со структурой перовскита и с большим содержанием ионов железа. Это привело к предположению, что такие соединения могут быть одновременно и сегнетоэлектриками и ферромагнетиками (антиферромагнетиками).

Большой вклад в развитие знаний в области МЭ эффекта внесли ученые Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, которые определили необходимые условия

существования МЭ эффекта в материале [21]. Позднее, в 1959/60 годах, И. Е. Дзялошинский показал возможность существования линейного МЭ эффекта в антиферромагнитном кристалле Cr_2O_3 [22], после чего Д. Н. Астров экспериментальным путём показал, что в кристалле оксида хрома возникает намагниченность при помещении его в электрическое поле. [23]. Одновременно, американские ученые Rado и Folen измерили в кристалле Cr_2O_3 электрическую поляризацию при помещении его в магнитное поле [24]. Надо отметить, что в этих работах наведенные поляризация и намагниченность были параллельны и следовательно эффект был продольным. Полученные Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшицем, И.Е. Дзялошинским и Д.Н. Астровым результаты зарегистрированы как научное открытие «Магнитоэлектрический эффект» [25], которое было занесено в Государственный реестр открытий СССР.

Классификация веществ, которые обладают МЭ свойствами, имеет довольно сложную схему [26]. Материалы, которые отличаются такими свойствами, имеют магнитный и электрический параметр порядка, или одновременно оба параметра (мультиферроики). Такими материалами являются и те вещества, которые не обладают ни тем, ни другим.

В настоящее время существует большое количество магнитоупорядоченных материалов, в которых МЭ эффект обнаружен экспериментально [27-30]. Особенности магнитных, магнитоэлектрических и магнитоупругих свойств было подробно исследовано в работах [31-33]. В некоторых веществах возможен нелинейный МЭ эффект [34,35], где обнаружена намагниченность пропорциональная квадрату напряженности электрического поля и поляризация пропорциональная произведению напряженностей электрического и магнитного полей. Примерами возникновения нелинейного МЭ эффекта в кристаллах являются борат железа $FeBO_3$, впервые исследованный в 60-х годах, и железо-иттриевый гранат $Y_3Fe_5O_{12}$.

В 1962 году Rado впервые предложил микроскопическую теорию МЭ эффекта в антиферромагнетиках [36] основываясь на механизме, предложенном им в работе [37], что в дальнейшем было исследовано и развито в работах [38-44]. В этих работах было хорошее соответствие между теоретическими и экспериментальными оценками величины МЭ восприимчивости и ее температурной зависимости. Микроскопическая модель резонансного МЭ эффекта, была развита в работах [45-47], где за основу был выбран пример антиферромагнитного кристалла Cr_2O_3 и слабого ферромагнетика $FeVO_3$.

Магнитоэлектрические материалы, с точки зрения их качества, особенностей, рассмотрены в работах [48-50]. Надо отметить, что МЭ взаимодействие в соответствующих материалах приводят к целому ряду различных эффектов такие как:

- электромагнитооптический эффект, рассмотренный в работе [51];
- эффекты смещения линии магнитного резонанса [52] и преобразование магнетонного спектра [53] под влиянием электрического поля;
- отсутствие взаимности во вращении плоскости поляризации и двупреломления света, описанное в работе [54];
- эффект магнитоэлектрического взаимодействия высоких порядков (квадратичный МЭ эффект), рассмотренный в работе [55];

В следствие МЭ взаимодействия были обнаружены новые типы поверхностных волн в антиферромагнетиках [56-59], но при этом, наличие линейного МЭ эффекта может исключить эффекты, такие как слабый пьезомагнетизм и ферромагнетизм [60].

Кроме МЭ восприимчивости $\chi^{ME} = P/H$, для описания прямого МЭ эффекта также используется МЭ коэффициент по напряжению $\alpha_E = E/H$. Здесь P – поляризация, E – напряженность переменного электрического поля, H – напряженность переменного магнитного поля, в которую помещен образец. Единицей измерения МЭ коэффициента по напряжению в СИ является

величина $[\alpha_E] = \text{В/А}$, но на практике гораздо более удобной является внесистемная единица $[\alpha_E] = \text{В/см}\cdot\text{Э}$. Эти единицы измерения связаны соотношением $1\text{В/А} = 0.8\text{ В/см}\cdot\text{Э}$.

Максимальная величина МЭ восприимчивости в классическом магнитоэлектрике Cr_2O_3 составляет $3 \cdot 10^{-10}$ Кл/(м²·Э) (10^{-4} в системе СГС, или 20 мВ/(см·Э)) при температуре 260 К. Большие величины МЭ эффектов наблюдались в TbPO_4 [61] и в $\text{Ho}_2\text{BaNiO}_5$ [62]. Несмотря на полученные большие значения МЭ эффекта, которые назвали «гигантскими», такие материалы не привели к большому практическому применению в многофункциональных устройствах из-за слишком маленькой величины [63]. При чем МЭ эффект наблюдался только при низких температурах. При комнатных температурах большие значения МЭ эффекта удается получать в композиционных материалах, которые состоят из магнитострикционных и пьезоэлектрических фаз, механически связанных друг с другом. Эффекты, получаемые в структурах такого типа, достигают больших значений по сравнению с однофазовыми магнитоэлектриками и определяются размерами образца и параметрами композиционного материала.

1.2 Магнитоэлектрический эффект в композитных материалах

Величина эффекта в композиционных структурах значительно превышает величину, получаемую в монокристаллах. Особенностью таких структур является то, что свойства композиционных материалов можно значительно изменять, внося изменение в толщину слоев магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз, в случае, например, слоистых структур. В связи с этим, большинство дальнейших исследований МЭ эффекта было направлено в сторону развития композиционных материалов

Возникновение МЭ эффекта в магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах обусловлено механическим взаимодействием магнитострикционной и пьезоэлектрической подсистем. Оно напрямую связано с распространением упругих колебаний в образце. Переменное магнитное поле, посредством магнитострикции, возбуждает в магнитострикционной компоненте упругие колебания, которые посредством касательных напряжений передаются в пьезоэлектрическую фазу через границу раздела. Все это приводит к взаимосвязанным колебаниям магнитострикционной и пьезоэлектрической подсистем. Вследствие пьезоэффекта, эти колебания приводят к возникновению электрического поля.

В 1972 году Van Suchtelen предложил концепцию, согласно которой МЭ эффект в композиционных материалах, состоящих из одной магнитострикционной и одной пьезоэлектрической фаз, это результат произведения тензорных свойств каждой из подсистем и причисляется к классу вторичных эффектов, или «product properties» [64,65]. В основе концепции Van Suchtelen была упругая взаимосвязь между двумя фазами, которые имели различные свойства.

В 1974 году были изготовлены первые МЭ композиционные материалы. При создании образцов использовался метод направленной кристаллизации эвтектической композиции *Fe-Co-Ti-Ba-O*. Это была керамика, состоявшая из

магнитострикционного и пьезоэлектрического порошка. Полученные результаты были опубликованы в работах [66,67], где показана возможность получения слоев пьезоэлектрического перовскита и магнитной шпинели, используя направленную кристаллизацию. Надо отметить, что полученные результаты для МЭ восприимчивости давали значения ($\chi^{ME}=2.8 \cdot 10^{-10}$ с/м, или $\alpha_E = 62.8$ мВ/А), превышающие на два порядка ее значения в классическом кристалле Cr_2O_3 . В результате исследования, проведенной в работе [67], был получен эвтектический композит $BaTiO_3 - CoFe_2O_4$, в котором величина МЭ коэффициента по напряжению составляла $\alpha_E = 163.4$ мВ/А, а в таком керамическом композите как $BaTiO_3 - NiFe_2O_4$ получилось максимальное значение равное $\alpha_E = 31.4$ мВ/А [68]. Результаты изучения МЭ эффекта в композиционных материалах *Ni-Zn* феррит - ЦТС были получены в работах [69,70], где также получена зависимость величины МЭ коэффициента от величины магнитного поля приложенного на материал. В работе [71] проводилось изучение электропроводности методом вольт-амперных характеристик в тонкопленочной структуре на основе ЦТС. Магнитоэлектрический эффект в толстопленочных гетероструктурах из ЦТС и *Ni-Zn*-ферритов был исследован в работе [72]. В работе [73] были выполнены измерения пьезоэлектрического отклика в предварительно поляризованных магнитоэлектрических композитных материалах, где ЦТС являлся сегнетоэлектриком. В этой работе было показано, что поляризованные образцы композитных материалов обнаруживают неоднородное распределение поляризации по толщине образца. При этом особенно ярко это выражается в приповерхностных слоях изучаемых материалов. Другие композитные материалы с различной структурой и материалами также были исследованы. Например, композитный материал $Pb(Zr_{1-x}Ti_x)O_3$ (PZT) и частицы $Td_{1-x}Dy_xFe_2$ (Terfenol-D) смешанные в полимерной матрице было исследовано в [74]. В работе [75] приводится экспериментальное свидетельство наличия МЭ взаимодействия в области магнитоакустического резонанса в двухфазном

образца пьезоэлектрика - лантангаллиевого силиката и феррита - иттрий-железистого граната.

Большие значения величины МЭ эффекта удалось получить в таких композиционных материалах, где структура состоит из чередующихся магнитострикционных и пьезоэлектрических подсистем (слоев). Такие материалы являются более результативными МЭ средами. Эффекты, получаемые в этих материалах, достигают больших значений на частотах электромеханического резонанса, которые определяются характерными размерами и параметрами композиционного материала. Исследование слоистых композитных материалов привело к качественному развитию в области изучения МЭ эффекта [76,77]. Разделив структуру на слои, удалось получить более удачный контроль химического состава. Были также исключены возможные образования проводящих каналов в вертикальном направлении. В комнатной температуре, в слоистых композиционных материалах, были получены огромные МЭ взаимодействия. Величина МЭ коэффициента достигала $\alpha_E \sim 1 \text{ В}/(\text{см}\cdot\text{Э})$.

Магнитоэлектрические композитные материалы можно разделить на две основные категории: объемные [78,79] и слоистые (металл/феррит – пьезоэлектрик) [80,81]. У каждой из них имеются свои недостатки и преимущества. Объемные образцы имеют более высокую механическую прочность, чем слоистые структуры. Это объясняется тем, что механическое соединение между слоями в магнитострикционно-пьезоэлектрических слоистых структурах весьма ненадежно. Химический состав и точную структуру в объемных композитных материалах не просто контролировать. Эти причины приводили к разным значениям величины МЭ эффекта от образца к образцу. Слоистые структуры, с другой стороны, намного легче поляризуются. В таких структурах токи утечки почти отсутствуют. Это объясняется тем, что магнитострикционная фаза изолируется пьезоэлектрической фазой с высоким удельным сопротивлением. Эта особенность делает возможным использование ферромагнитных материалов с высоким значением константы магнитострикции

в качестве магнитострикционного слоя. Такими материалами являются никель, пермендюр и др. Другой особенностью слоистых структур является то, что в них исключается возможность образования проводящих каналов в вертикальном направлении, а химический состав структуры находится под более точным контролем. Не смотря на большое количество исследований в области многослойных магнитострикционно-пьезоэлектрических структур, в частности трехслойных образцов, такие материалы можно разделить на 4 основные категории, которые определяются направлением поляризации и намагниченности (рис. 1.1) [82]:

- продольно намагниченные и продольно поляризованные композиты, или композиты (L-L) образца (рис. 1.1а);
- продольно намагниченные и поперечно поляризованные композиты, или композиты (L-T) образца (рис. 1.1б);
- поперечно намагниченные и продольно поляризованные композиты, или композиты (T-L) образца (рис. 1.1в);
- поперечно намагниченные и поперечно поляризованные композиты, или композиты (T-T) образца (рис. 1.1г).

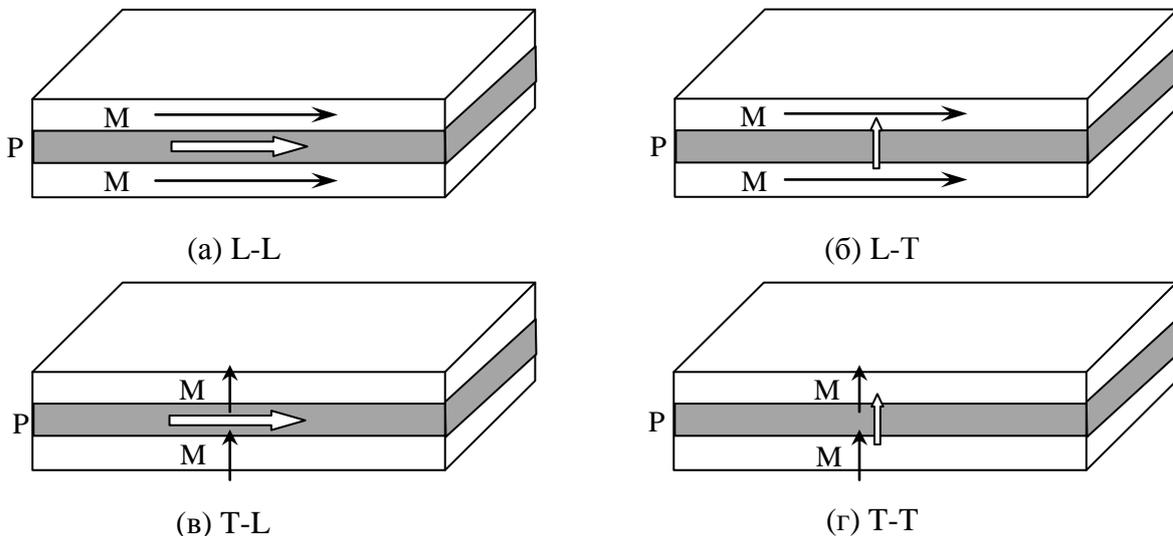


Рисунок 1.1: (а), (б), (в), (г) – основные 4 категории трехслойных магнитострикционно-пьезоэлектрических структур определяемых направлениями намагниченности и поляризации

В композитных материалах, в области электромеханического резонанса, наблюдается значительное увеличение МЭ эффекта. Такое предположение было впервые сделано в работе [83]. Позднее было показано, что в области электромеханического резонанса, на частоте антирезонанса, получается максимальное увеличение МЭ коэффициента. Подробные исследования прямого МЭ эффекта в магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах были проведены в работах [84-91], при этом объемные и многослойные композиционные структуры были описаны методом эффективных параметров в работах [84-90]. Одним из недостатков этого метода является то, что он применим тогда, когда характерные размеры структуры намного меньше длины акустических колебаний. Композитный материал, в таком случае, рассматривается как однородная среда. Возникают трудности при определении эффективных параметров, что является другим недостатком такого метода. Несмотря на немалое число работ, которые посвящены этому вопросу, существует значительное расхождение между расчетными значениями эффективных параметров композита и их экспериментальными данными.

Теория МЭ эффекта в многослойных композитах, основанная на совместном решении уравнений эластодинамики, электростатики отдельно для каждого из подсистем композита, была развита в работах [92-98]. Одним из методов создания слоистых композитных материалов является склеивание магнитострикционного и пьезоэлектрического слоя. Надо отметить, что межслоевое соединение на границе раздела между фазами структуры учитывалось формально. Вводился коэффициент связи между фазами [92-95], либо делалось предположение, что связь между подсистемами идеальная [96-98]. Пространственная гетерогенность магнитного и электрического полей при распространении акустических волн в композиционном материале была учтена в работах [99,100]. Учет неоднородности полей не оказывал влияния на величину первой гармоники, однако приводил к заметному изменению величины эффекта на второй и более высоких гармониках.

1.3 Теоретическое описание магнитоэлектрического эффекта

Магнитоэлектрический эффект заключается в возникновении электрической поляризации P при приложении магнитного поля H и (или) возникновении намагниченности M при приложении электрического поля E . Магнитоэлектрический эффект можно описать следующими уравнениями:

$$P_i = \chi_{ij}^E E_j + \chi_{ij}^{EM} H_j, \quad (1.1)$$

$$M_i = \chi_{ij}^{ME} E_j + \chi_{ij}^M H_j. \quad (1.2)$$

Здесь E_j и H_j – напряженности электрического и магнитного полей, P_i – электрическая поляризация, M_i – намагниченность, χ_{ij}^E и χ_{ij}^M – электрическая и магнитная восприимчивость, χ_{ij}^{EM} и χ_{ij}^{ME} – МЭ восприимчивость.

Результаты экспериментального и теоретического исследования МЭ восприимчивости в слоистых композиционных материалах различного состава были получены в работе [101].

Как известно, кроме МЭ восприимчивости χ_{ij}^{EM} для описания прямого МЭ эффекта также используется МЭ коэффициент по напряжению α_E . Определяется МЭ коэффициент по напряжению как отношение возникающей напряженности электрического поля к напряженности магнитного поля, ее вызвавшей:

$$\alpha_E = E/H. \quad (1.3)$$

Магнитоэлектрический эффект по напряжению на практике определяется следующим образом: измеряется напряжение, которое возникает на образце изготовленном из МЭ композитного материала под влиянием магнитного поля, и определяется средняя напряженность электрического поля:

$$\langle E \rangle = U/d. \quad (1.4)$$

где d – расстояние между электродами.

Надо отметить, что, в отличие от объемных композиционных материалов, для магнитострикционно-пьезоэлектрических слоистых образцов, МЭ коэффициент по напряжению можно определить двумя разными способами.

Первым способом – МЭ коэффициент по напряжению определяется как отношение электрического поля, которое возникает в пьезоэлектрической фазе, к напряженности вызвавшего его магнитного поля в магнитострикционной фазе:

$${}^p\alpha_E = {}^pE/{}^mH. \quad (1.5)$$

В этом случае, МЭ коэффициент по напряжению хорошо характеризует эффективность МЭ преобразования электрического (сосредоточенного в пьезоэлектрической фазе) и магнитного (сосредоточенного в магнитострикционной фазе) полей. Такое определение МЭ коэффициента характеризует эффективность МЭ преобразования образца не очень качественно.

Вторым способом – МЭ коэффициент по напряжению определяется как отношение среднего значения напряженности электрического поля в образце к напряженности внешнего магнитного поля:

$$\langle \alpha_E \rangle = \langle E \rangle / H. \quad (1.6)$$

Здесь $\langle E \rangle = U / ({}^m t + {}^p t)$ – среднее значение напряженности электрического поля в образце, U – является возникающей разностью потенциалов между электродами. В этом случае, МЭ коэффициент по напряжению характеризует эффективность МЭ преобразования всего образца.

Известно, что МЭ коэффициент по напряжению, в общем случае, нельзя сравнивать напрямую с МЭ восприимчивостью. При измерениях МЭ эффекта обычно выполняется условие разомкнутой цепи (ток, текущий через образец равен нулю) и этот фактор используется для получения связи между МЭ коэффициентом по напряжению и МЭ восприимчивостью. Соотношение,

описывающее связь между электрическим током I и электрической индукцией для гармонических колебаний запишется в следующей форме:

$$I = \int \frac{\partial D}{\partial t} dS = i\omega \int D_z(x, y) dx dy \quad (1.7)$$

Связь электрической индукции с поляризацией имеет следующую форму:

$$D_i = E_i + 4\pi P_i. \quad (1.8)$$

Используя (1.1) и подставляя в уравнение (1.8), используя условие разомкнутой цепи, получим следующее соотношение:

$$E_z(1 + 4\pi\chi_{zz}^E)S + 4\pi \int \chi_{zj}^{EM}(x, y) dx dy H_j = 0, \quad (1.9)$$

где S – площадь поверхности композита.

В случае продольного эффекта, МЭ коэффициент по напряжению определяется соотношением

$$\alpha_{E,L} = E_z / H_z. \quad (1.10)$$

Используя (1.9) и (1.10), в случае продольного эффекта, получаем соотношения между МЭ восприимчивостью и МЭ коэффициентом по напряжению в следующей форме:

$$\alpha_{E,L} = -4\pi \langle \chi_{zz}^{EM}(x, y) \rangle / \varepsilon_{zz}. \quad (1.11)$$

Здесь $\varepsilon_{zz} = 1 + 4\pi\chi_{zz}^E$ – диэлектрическая проницаемость. Среднее значение МЭ восприимчивости $\chi_{zz}^{EM}(x, y)$ получается выражением:

$$\langle \chi_{zz}^{EM}(x, y) \rangle = \frac{\int \chi_{zz}^{EM}(x, y) dx dy}{S}. \quad (1.12)$$

В случае поперечного эффекта, МЭ коэффициент по напряжению получается следующим соотношением

$$\alpha_{E,T} = E_z / H_x. \quad (1.13)$$

Аналогичные вычисления приводят к соотношению

$$\alpha_{E,T} = -4\pi \langle \chi_{zx}^{EM}(x, y) \rangle / \varepsilon_{zz}. \quad (1.14)$$

Можно сказать, что МЭ коэффициент по напряжению является интегральной характеристикой магнитострикционно-пьезоэлектрического композиционного материала, а МЭ восприимчивость связывает между собой вектор поляризации с напряженностью магнитного поля в каждой точке материала. Коэффициент связывает между собой среднее значение электрического поля, образованного индуцированными и свободными зарядами с напряженностью магнитного поля, его вызвавшей.

Таким образом, можно говорить, что МЭ восприимчивость является характеристикой материала, а МЭ коэффициент по напряжению характеризует МЭ свойства композиционной структуры в целом.

В случае, когда механические деформации однородны соотношения (1.11), (1.14) переходят в следующее соотношение [102]:

$$\alpha_E = -4\pi\chi^{EM} / \varepsilon \quad (1.15)$$

Надо отметить, что полученные соотношения (1.13) и (1.14) справедливы только лишь при выполнении условия разомкнутой выходной цепи.

1.4 Практическое применение магнитоэлектрического эффекта

С практической точки зрения данная область исследования может найти применение в чувствительных датчиках магнитного поля, в более дешевых и энергосберегающих электронных устройствах памяти и других устройствах электронной техники. К устройствам памяти на основе МЭ эффекта можно отнести такие устройства как:

- МЭ головки записи/чтения жестких дисков и новой магнитной памяти произвольного доступа MRAM,
- тонкие пленки с магнитоэлектрическими доменами для МЭ записи информации в домен.

Данные устройства и технические решения относятся к новой области микроэлектроники – спинтроники.

На основе прямого МЭ эффекта строятся:

- устройства управления СВЧ излучением [103]. Такие датчики по сравнению с датчиками Холла имеют гораздо менее проявленную температурную чувствительность, что позволяет использовать их в широком диапазоне температур без дополнительной градуировки,
- СВЧ аттенуаторы на основе магнитострикционно-пьезоэлектрических структур [104-106]. Управление в таких устройствах осуществляется электрическим полем, а не магнитным. Это позволяет существенно увеличивать быстродействие прибора и упрощает его конструкцию,
- датчики магнитных полей [1-3],

- магнитоэлектрические конденсаторы [107], основанные на дельта-E эффекте (изменение модуля упругости в магнитном поле). Такие устройства представляет собой многослойную структуру, которые состоят из никелевых электродов и пьезоэлектрические слои титаната бария. Модуль Юнга изменяется при применении магнитного поля к такой структуре и, таким образом, изменяется частота электромеханического резонанса,
- новые магнитные головки [108]. Это устройство для записи, стирания и считывания информации с магнитного носителя,
- накопитель энергии [109], который одновременно собирает энергию вибрации и магнитного поля в отсутствие постоянного подмагничивающего поля.

1.5 Выводы по главе 1

В монокристаллах существование МЭ эффект непосредственно связано с симметрией кристалла. Эффект возможен только в таких материалах, которые обладают определенной комбинацией элементов симметрии. В мультиферроиках, которые обладают одновременной магнитной и электрической упорядоченностью, величина МЭ эффекта имеет максимальное значение. Несмотря на это, величина МЭ эффекта в монокристаллах незначительна для создания устройств на их основе. Магнитострикционно-пьезоэлектрические композиты отличаются от однофазных материалов тем, что величина МЭ эффекта в них на несколько порядков больше. Это открывает новые возможности практического применения таких структур.

Возникновение МЭ эффекта в слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах связано с механическим взаимодействием подсистем. Изменяя толщину одной или другой подсистем, можно изменять величину МЭ эффекта в структуре, что позволяет рассматривать магнитострикционно-пьезоэлектрические слоистые структуры для получения новых устройств, работающих на основе МЭ эффекта.

Исследования МЭ эффекта, проводимые ранее на основе совместного решения уравнений движения среды, эластодинамики не учитывали неоднородность амплитуды смещений и напряжений по толщине образца, обусловленную наличием резкой границы между фазами. Кроме того, не учитывалось также межслоевое соединение в слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах. В связи с этим установление более детальной взаимосвязи между упругими, магнитными и электрическими свойствами материала при исследовании МЭ взаимодействия является актуальной задачей.

ГЛАВА 2

ПРЯМОЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ДВУХСЛОЙНОЙ МАГНИТОСТРИКЦИОННО-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ

2.1 Модель

Магнитострикционно-пьезоэлектрические слоистые структуры имеют определенные преимущества по сравнению с объемными композиционными материалами [110]. Преимуществом объемных композитов является простота их изготовления, которая позволяет варьировать составом магнитострикционной и пьезоэлектрической подсистем. При определенном выборе технологии изготовления, а именно, варьирование температуры спекания, изменение процентного соотношения между магнитострикционной и пьезоэлектрической подсистем, можно получить качественные объемные композитные материалы. Между тем, вследствие того, что высокоомная пьезоэлектрическая фаза в объемных композитах шунтируется магнитной фазой с низким удельным сопротивлением, объемные композиты обладают большими токами утечки. Это приводит в свою очередь, к большим потерям и невозможности создания большого значения электрического поля. Вследствие этого, объемные композиты плохо поляризуются. Магнитострикционно-пьезоэлектрические слоистые структуры, в свою очередь, намного проще поляризуются. В таких структурах почти отсутствуют токи утечки. Это объясняется тем, что магнитострикционный слой изолируется пьезоэлектрической подсистемой, которая обладает высоким удельным сопротивлением, что позволяет применить в качестве магнитострикционной подсистемы ферромагнитные материалы с большим значением константы магнитострикции (пермендюр, никель и др.). Величина МЭ эффекта в магнитострикционно-пьезоэлектрических слоистых структурах обычно превышает величину в объемных композиционных материалах. Такие

преимущества позволяют рассматривать магнитострикционно-пьезоэлектрические слоистые композиты как перспективные материалы для создания новых устройств на основе прямого МЭ эффекта.

При исследовании МЭ эффекта в объемных магнитострикционно-пьезоэлектрических композитах, был широко распространен метод эффективных параметров, впервые предложенный в работах [8,111]. В дальнейшем этот метод применялся во многих работах [112-116]. Из этих работ, очевидно, что метод эффективных параметров может быть применен, как при исследовании объемных, так и многослойных композитов. При исследовании двухслойных, или трехслойных структур возникает неоднородное распределение механических напряжений и деформаций по толщине образца и, следовательно, метод эффективных параметров в данных рассматриваниях будет непригодным [117].

Для рассмотрения слоистых структур была разработана другая методика, основанная на совместном решении уравнения движения и материальных уравнений отдельно, для магнитострикционного и пьезоэлектрического слоя [92,93]. В дальнейшем, эта методика была применена в работах [94-98]. Надо отметить, что межслоевое соединение на границе раздела была учтена формально. Вводился коэффициент связи между слоями [92-95], или делалось предположение, что связь идеальная, а механические напряжения и деформации пьезоэлектрической и магнитострикционной фаз одинаковы и не изменяются по толщине образца [96-98]. Но это предположение, с той или иной степенью точности, можно применить только при описании МЭ эффекта для довольно тонких слоев.

Магнитоэлектрический эффект, с учетом изменения амплитуды колебаний по толщине структуры, был впервые рассмотрен в работе [118] для образца, представляющей МЭ пленку, выращенную на полубесконечной пассивной подложке. Но на практике больше встречаются образцы, представляющие

собой слою конечной толщины, механически связанных между собой магнитоэлектрической и пьезоэлектрической подсистем.

В данной части работы в качестве модели рассматривается двухслойная магнитоэлектрически пьезоэлектрическая структура, которая состоит из механически взаимодействующих между собой магнитоэлектрической и пьезоэлектрической подсистем. Уравнение движения среды для данной структуры запишем в виде:

$${}^{\alpha}\rho \frac{\partial^{2\alpha} u_x}{\partial t^2} = \frac{\partial^{\alpha} T_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial^{\alpha} T_{xz}}{\partial z}. \quad (2.1)$$

Здесь индекс α равен соответственно m для магнитоэлектрической и p для пьезоэлектрической подсистемы, ${}^{\alpha}u_x$ – x -проекция вектора смещения среды, ${}^{\alpha}\rho$ – плотность магнитоэлектрического и пьезоэлектрического слоя, ${}^{\alpha}T_{xx}$, ${}^{\alpha}T_{xz}$ – тензоры напряжений магнитоэлектрического и пьезоэлектрического слоя. Основные уравнения для магнитоэлектрической и пьезоэлектрической подсистем запишутся в следующем виде:

$${}^{\alpha}S_{xx} = \frac{1}{\alpha Y} {}^{\alpha}T_{xx} + {}^m q_{xx,z} {}^m H_z + {}^p d_{xx,z} {}^p E_z, \quad (2.2)$$

$${}^{\alpha}S_{xz} = \frac{1}{\alpha G} {}^{\alpha}T_{xz}, \quad (2.3)$$

$${}^p D_z = {}^p \varepsilon_{zz} {}^p E_z + {}^p d_{xx,z} {}^p T_{xx}, \quad (2.4)$$

где ${}^{\alpha}S_{xx}$, ${}^{\alpha}S_{xz}$ – тензоры деформаций, αY , αG – модуль Юнга и модуль сдвига, ${}^p E_z$ и ${}^m H_z$ – компоненты векторов напряженности электрического и магнитного полей, ${}^p D_z$ – компонент вектора электрической индукции, ${}^p d_{xx,z}$ и ${}^m q_{xx,z}$ – пьезоэлектрический и пьезомагнитный коэффициенты, ${}^p \varepsilon_{zz}$ – компонент тензора диэлектрической проницаемости.

Решение уравнения для вектора смещения среды для данного типа структуры представляется в следующем виде:

$${}^{\alpha}u(x, z) = {}^{\alpha}g(z) \left[{}^{\alpha}A \cos(\omega t - kx) + {}^{\alpha}B \sin(\omega t - kx) \right]. \quad (2.5)$$

Здесь ${}^{\alpha}g(z)$ – некоторая функция, ${}^{\alpha}A$ и ${}^{\alpha}B$ – постоянные интегрирования.

Магнитоэлектрический эффект в образце обусловлен механическим взаимодействием подсистем и напрямую связан с распространением упругих колебаний. Следовательно, частотная зависимость эффекта определяется дисперсионным соотношением. Для того, чтобы найти дисперсионное соотношение, используются следующие граничные условия: на верхней и нижней свободных поверхностях (в точках $z = -{}^p t$ и $z = {}^m t$) значения тензора напряжений равны нулю; на границе раздела магнитоэлектрической и пьезоэлектрической подсистем смещения первой и второй сред одинаковы и одинаковы касательные напряжения. Дисперсионное соотношение, с учетом этих граничных условий имеет вид [119]:

$${}^m Y^m \chi \operatorname{th}({}^m \kappa) = {}^p Y^p \chi \operatorname{tg}({}^p \kappa). \quad (2.6)$$

Здесь ${}^{\alpha} \kappa = {}^{\alpha} \chi^{\alpha} t$ – безразмерные переменные.

$${}^m \chi^2 = -2(1 + \nu) \left[\frac{\omega^2}{{}^m V_L^2} - k^2 \right], \quad {}^p \chi^2 = 2(1 + \nu) \left[\frac{\omega^2}{{}^p V_L^2} - k^2 \right], \quad \frac{1}{{}^{\alpha} V_L^2} = \frac{{}^{\alpha} \rho}{{}^{\alpha} Y},$$

${}^{\alpha} V_L$ – скорости продольных волн в магнитоэлектрической и пьезоэлектрической фазе соответственно, ν – коэффициент Пуассона.

Полученное уравнение (2.6) в неявном виде определяет зависимость угловой частоты ω от волнового вектора k при распространении упругих волн в магнитоэлектрической-пьезоэлектрической двухслойной структуре. Эта зависимость имеет нелинейный характер, а в предельном случае тонких слоев структуры переходит в линейное соотношение, полученное ранее в работе [95]:

$$\omega = \sqrt{\frac{{}^m Y^m t + {}^p Y^p t}{{}^m \rho^m t + {}^p \rho^p t}} k. \quad (2.7)$$

Используя полученное уравнение для дисперсионного соотношения (2.6) и найденное ранее выражение (2.7) построена зависимость величины угловой частоты ω от волнового числа k (рис. 2.2).

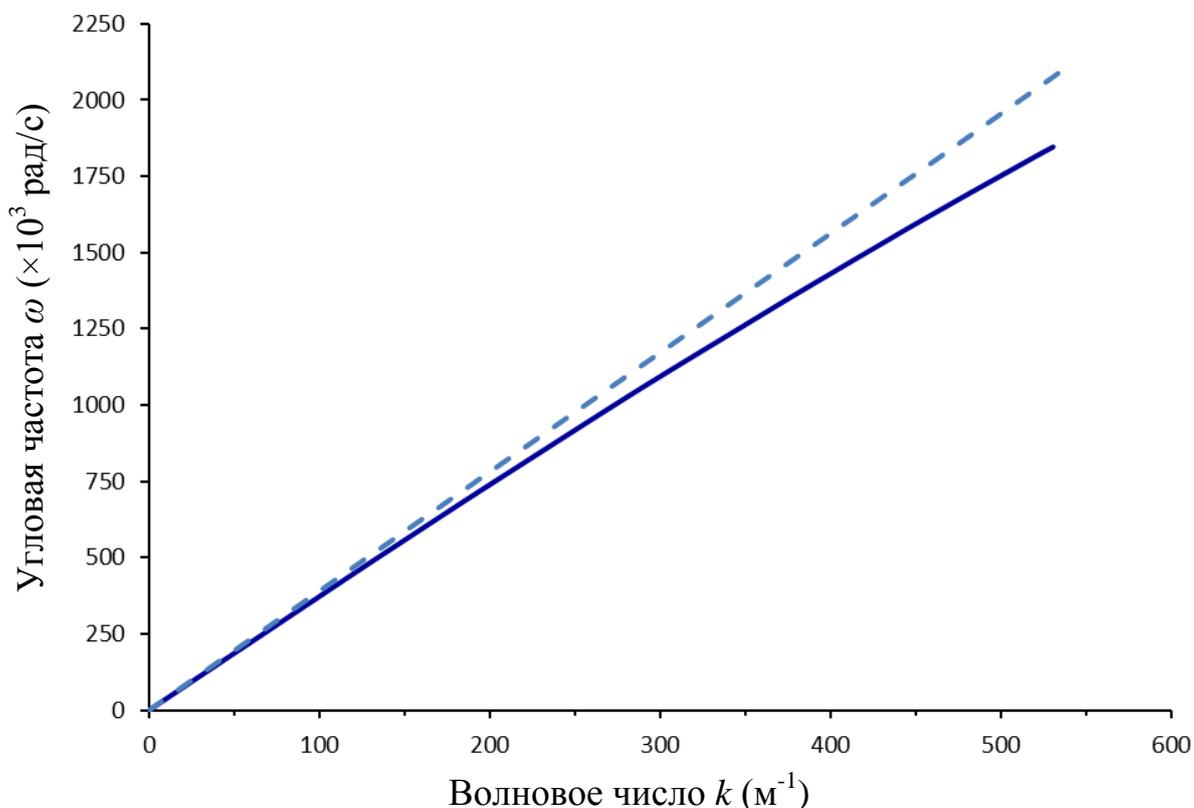


Рисунок 2.1: Зависимость величины угловой частоты от волнового числа. Сплошная линия – нелинейное соотношение (2.6), пунктирная линия – линейное соотношение (2.7)

Методика нахождения прямого МЭ коэффициента, определяемого как отношение среднего значения напряженности электрического поля в образце к среднему значению напряженности внешнего магнитного поля, ее вызвавшей, состоит в следующем:

- подстановка выражения (2.5) в уравнение движения (2.1) приводит к уравнению для функции ${}^{\alpha}g(z)$;
- из уравнения для тензора деформаций (2.2) выражаются компоненты тензора напряжений;

- используя граничные условия на образце и уравнение (2.5), получаются постоянные интегрирования ${}^{\alpha}A$ и ${}^{\alpha}B$ и выражения для смещения магнитострикционной и пьезоэлектрической среды;
- подставляя полученный из (2.2) компонент тензора напряжения в (2.4) найдем нормальные компоненты вектора электрической индукции;
- используя условие разомкнутой цепи, определим МЭ коэффициент по напряжению.

В зависимости от ориентации электрического и магнитного полей рассматриваются два случая, и возникает необходимость рассматривать каждый конкретный случай отдельно.

2.2 Продольный магнитоэлектрический эффект

В качестве модели рассматривается прямоугольный образец в виде пластинки из двухслойной магнитоэлектрической структуры длиной L и шириной W , которая состоит из механически взаимодействующих между собой магнитоэлектрического и пьезоэлектрического слоев. Толщина слоев $^m t$ и $^p t$ (рис. 2.2). Надо отметить, что, толщина образца, как правило, намного меньше его длины. На верхней и нижней поверхности пластинки нанесены тонкие металлические контакты.

Система координат выбирается таким образом, чтобы ее начало совпало с границей раздела слоев, а ось Z направлена вертикально вверх, перпендикулярно границе раздела слоев.

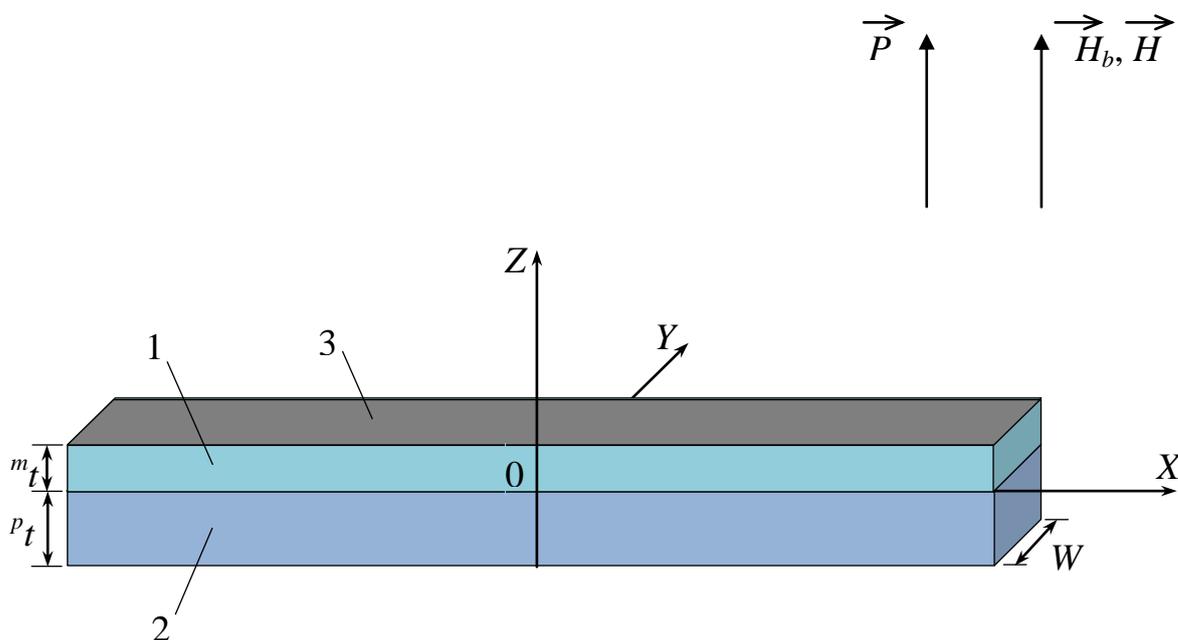


Рисунок 2.2: Схематичное изображение образца.

Продольная ориентация полей.

1 – магнитоэлектрический слой толщиной $^m t$,

2 – пьезоэлектрический слой толщиной $^p t$, 3 – омические контакты

В случае продольной ориентации электрического и магнитного полей, (продольный МЭ эффект) магнитные поля (поле подмагничивания H_b и переменное H) со-направлены с вектором поляризации P . В данной работе ограничимся рассмотрением планарных колебаний, которые распространяются вдоль оси X . Переменное магнитное поле с частотой ω возбуждает в магнитоэлектрической подсистеме упругие колебания, которые передаются через границу раздела посредством касательных напряжений в пьезоэлектрическую подсистему. Это приводит к возникновению электрического поля посредством пьезоэффекта.

В первом приближении, полагая пластинку узкой, можно считать, что вдоль оси Y смещения будут однородными и отличными от нуля компонентами тензора напряжения будут только ${}^{\alpha}T_{xx}$ и ${}^{\alpha}T_{xz}$. Это приводит к значительному упрощению в основных вычислениях. При данной ориентации полей, уравнения тензора деформаций для пьезоэлектрической и магнитоэлектрической фаз ${}^{\alpha}S_{xx}$, ${}^{\alpha}S_{xz}$ и z – проекция вектора электрической индукции pD_z имеют следующий вид:

$${}^pS_{xx} = \frac{1}{{}^pY} {}^pT_{xx} + {}^pd_{xx,z} {}^pE_z, \quad (2.8)$$

$${}^pS_{xz} = \frac{1}{{}^pG} {}^pT_{xz}, \quad (2.9)$$

$${}^pD_z = {}^p\varepsilon_{zz} {}^pE_z + {}^pd_{xx,z} {}^pT_{xx}, \quad (2.10)$$

$${}^mS_{xx} = \frac{1}{{}^mY} {}^mT_{xx} + {}^mq_{xx,z} {}^mH_z, \quad (2.11)$$

$${}^mS_{xz} = \frac{1}{{}^mG} {}^mT_{xz}, \quad (2.12)$$

Условия механического равновесия на свободных боковых поверхностях образца приводят к следующим граничным условиям:

$$\int_{-{}^p_t}^0 {}^pT_{xx}(\pm L/2, z) dz + \int_0^{m_t} {}^mT_{xx}(\pm L/2) dz = 0. \quad (2.13)$$

Для получения смещений магнитоэлектрической и пьезоэлектрической среды используются граничные условия и решение уравнения для вектора смещения среды (2.5). Найденные уравнения запишутся в следующем виде [120]:

$${}^m u_x = \left[\exp(-2^m \kappa) \exp({}^m \chi z) + \exp(-{}^m \chi z) \right] B \sin(kx), \quad (2.14)$$

$${}^p u_x = \left[\left(\cos({}^p \chi z) - \operatorname{tg}({}^p \kappa) \sin({}^p \chi z) \right) \left(1 + \exp(-2^m \kappa) \right) \right] B \sin(kx), \quad (2.15)$$

где $B = \frac{{}^m Y {}^m t {}^m q_{xx,z} \langle {}^m H_z \rangle + {}^p Y {}^p t {}^p d_{xx,z} \langle {}^p E_z \rangle}{k \cos(\kappa) \left(1 + \exp(-2^m \kappa) \right) \left({}^m Y {}^m t \frac{\operatorname{th}({}^m \kappa)}{{}^m \kappa} + {}^p Y {}^p t \frac{\operatorname{tg}({}^p \kappa)}{{}^p \kappa} \right)}$, $\kappa = kL/2$,

Аналогично, получая компоненты тензора напряжений через компоненты тензора деформаций из уравнений (2.8) и (2.11), используя уравнение (2.5), получим:

$${}^m T_{xx} = {}^m Y \left[kB \cos(kx) \left(\exp(-2^m \kappa) \exp({}^m \chi z) + \exp(-{}^m \chi z) \right) - {}^m q_{xx,z} {}^m H_z \right], \quad (2.16)$$

$${}^p T_{xx} = {}^p Y \left[kB \cos(kx) \left(1 + \exp(-2^m \kappa) \right) \left(\cos({}^p \chi z) - \operatorname{tg}({}^p \kappa) \sin({}^p \chi z) \right) - {}^p d_{xx,z} {}^p E_z \right]. \quad (2.17)$$

Магнитоэлектрический коэффициент по напряжению определяется как отношение среднего значения напряженности электрического поля в образце к среднему значению напряженности внешнего магнитного поля, ее вызвавшей:

$$\langle \alpha_E \rangle = \langle E \rangle / H, \quad (2.18)$$

где $\langle E \rangle = U / ({}^m t + {}^p t)$ – среднее значение напряженности электрического поля в образце, U – возникающая разность потенциалов между контактами.

Подставляя полученное уравнение (2.16) в (2.10) получим выражение для нормальной компоненты вектора электрической индукции в форме:

$${}^p D_z = {}^p \varepsilon_{zz} \left(1 - \frac{{}^p Y ({}^p d_{xx,z})^2}{{}^p \varepsilon_{zz}} \right) {}^p E_z + {}^p Y {}^p d_{xx,z} \frac{\partial {}^p u_x}{\partial x}. \quad (2.19)$$

Электрический ток, протекающий в образце, найдем из выражения:

$$I = \int_0^W dy \int_{-L/2}^{L/2} {}^p D_z dx. \quad (2.20)$$

Подставляя уравнение (2.19) в (2.20) и выполняя интегрирование, выражение для электрического тока приведем к следующему виду:

$$I = i\omega W \left((1 - K_p^2) \langle {}^p E_z \rangle + \frac{{}^p Y {}^p d_{xx,z}}{{}^p \varepsilon_{zz}} \frac{2B \sin(\kappa) (1 + \exp(-2^p \kappa)) \operatorname{tg}({}^p \kappa)}{L {}^p \kappa} \right), \quad (2.21)$$

где $K_p^2 = \frac{{}^p Y ({}^p d_{xx,z})^2}{{}^p \varepsilon_{zz}}$ – квадрат коэффициента электромеханической связи.

Напряженность электрического поля $\langle {}^p E_z \rangle$, индуцированное в пьезоэлектрической подсистеме, найдем из выражения (2.21) учитывая условие разомкнутой цепи $I = 0$. Используя это условие и уравнение полученное для B получим следующее выражение:

$$\langle {}^p E_z \rangle = \frac{{}^p Y {}^p d_{xx,z} {}^m q_{xx,z}}{{}^p \varepsilon_{zz} \Delta_{a,L}} \frac{{}^m Y {}^m t \langle {}^m H_z \rangle}{{}^m Y {}^m t \frac{\operatorname{th}({}^m \kappa)}{{}^m \kappa} + {}^p Y {}^p t \frac{\operatorname{tg}({}^p \kappa)}{{}^p \kappa}} \frac{\operatorname{tg}(\kappa) \operatorname{tg}({}^p \kappa)}{\kappa {}^p \kappa}, \quad (2.22)$$

где введено обозначение:

$$\Delta_{a,L} = 1 - K_p^2 \left(1 - \frac{{}^p Y {}^p t \operatorname{tg}(\kappa) \operatorname{tg}({}^p \kappa)}{{}^m Y {}^m t \frac{\operatorname{th}({}^m \kappa)}{{}^m \kappa} + {}^p Y {}^p t \frac{\operatorname{tg}({}^p \kappa)}{{}^p \kappa}} \right). \quad (2.23)$$

Из уравнения (2.18) получим окончательное выражение МЭ коэффициента по напряжению в виде [121]:

$$\langle \alpha_{E,L} \rangle = \frac{{}^p Y {}^p d_{xx,z} {}^m q_{xx,z}}{{}^p \varepsilon_{zz} \Delta_{a,L}} \frac{{}^m Y {}^m t}{{}^m Y {}^m t \frac{\operatorname{th}({}^m \kappa)}{{}^m \kappa} + {}^p Y {}^p t \frac{\operatorname{tg}({}^p \kappa)}{{}^p \kappa}} \frac{\operatorname{tg}(\kappa) \operatorname{tg}({}^p \kappa)}{\kappa {}^p \kappa} \frac{{}^p t}{{}^m t + {}^p t}. \quad (2.24)$$

В области низких частот МЭ коэффициент по напряжению почти не зависит от частоты. Разлагая в ряд уравнение (2.24) по малым параметрам κ ,

${}^m K$, ${}^p K$, ограничиваясь первыми членами разложения, получим выражение для его низкочастотного значения в следующем виде:

$$\langle \alpha_{E,L}^{low} \rangle = \frac{{}^p Y {}^p d_{xx,z} {}^m q_{xx,z}}{{}^p \varepsilon_{zz} \left(1 - K_p^2 \left(\frac{{}^m Y {}^m t}{{}^m Y {}^m t + {}^p Y {}^p t} \right) \right)} \frac{{}^m Y {}^m t}{{}^m Y {}^m t + {}^p Y {}^p t} \frac{{}^p t}{{}^m t + {}^p t}. \quad (2.25)$$

Из уравнения (2.25) можно получить максимальное значение МЭ коэффициента по напряжению, которое получается при определенном соотношении толщин магнитострикционного и пьезоэлектрического подсистем. В первом приближении можно полагать, что наибольшего значения МЭ коэффициент по напряжению достигает в случае, когда толщина магнитострикционного и пьезоэлектрического подсистем связаны следующим соотношением [122]:

$${}^p t \sqrt{{}^p Y} = {}^m t \sqrt{{}^m Y}. \quad (2.26)$$

Таким образом, соотношение между толщинами, при котором наблюдается максимум эффекта, определяется упругими свойствами пьезоэлектрика и магнетика.

2.3 Поперечный магнитоэлектрический эффект

Как известно, ориентация магнитных полей (подмагничивающего H_b и переменного H) по отношению к поляризации P образца оказывает сильное влияние на величину МЭ эффекта. В предыдущем разделе был рассмотрен случай продольной ориентации полей, т.е., когда направление приложенного переменного магнитного поля и направление подмагничивающего поля совпадают с направлением поляризации образца. Возникающее при этом переменное электрическое поле совпадает с направлением поляризации P и направлением постоянного и переменного магнитного полей (H_b и H).

При поперечном эффекте направление переменного магнитного поля, как и поля подмагничивания, перпендикулярно направлению плоскости поляризации. Поле подмагничивания совпадает с направлением переменного магнитного поля. При этом направление индуцированного переменного электрического поля совпадает с направлением поляризации образца и направлено перпендикулярно направлению переменного и постоянного магнитных полей. В этой части тоже рассмотрим двухслойную магнитоэлектрическую структуру в виде прямоугольной пластинки (рис. 2.3). Образец состоит из магнитоэлектрического и пьезоэлектрического слоев механически взаимодействующих между собой. Длина образца L много больше ширины образца W . Толщина магнитоэлектрического слоя $^m t$, пьезоэлектрического слоя $^p t$. На верхней и нижней поверхности пластинки нанесены тонкие металлические электроды. Образец предварительно поляризован по нормали к плоскостям контактов (ось Z). В случае поперечной ориентации полей, постоянное и переменное магнитное поле с частотой ω направлено перпендикулярно к направлению поляризации, вдоль оси X .

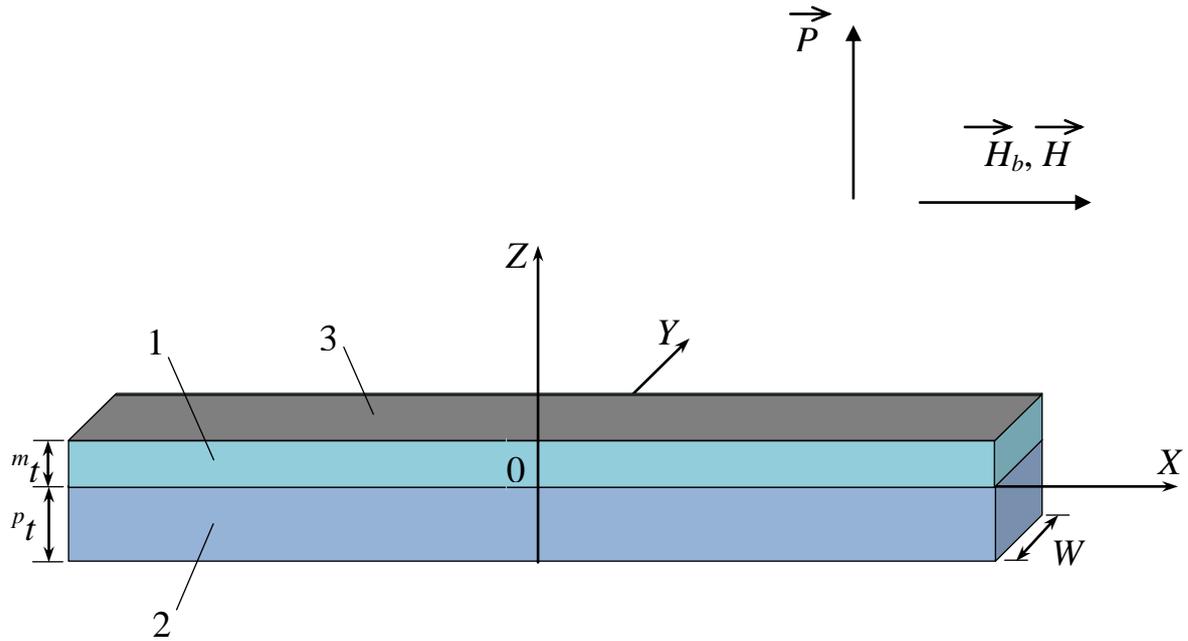


Рисунок 2.3: Схематичное изображение образца.

Поперечная ориентация полей.

1 – магнитострикционный слой толщиной m_t ,

2 – пьезоэлектрический слой толщиной p_t , 3 – омические контакты

В случае поперечного эффекта, в уравнениях для тензора деформаций магнетика, вместо переменной ${}^m H_x$ более удобно использовать ${}^m B_x$. Это объясняется тем, что при подстановке в уравнения движения среды можем использовать тот факт, что $\frac{\partial B_x}{\partial x} = 0$, поскольку для индукции магнитного поля имеет место соотношение $\text{div} \mathbf{B} = 0$. В этом случае, уравнения для тензора деформаций запишутся в виде:

$${}^m S_{xx} = \frac{1}{m Y^B} {}^m T_{xx} + {}^m g_{xx,x} {}^m B_x, \quad (2.27)$$

$${}^m B_x = {}^m q_{xx,x} {}^m T_{xx} + {}^m \mu_{xx} {}^m H_x, \quad (2.28)$$

где $\frac{1}{mY^B} = {}^m s_{xx}^B$ – податливость пьезомагнитной фазы при постоянной магнитной индукции, ${}^m g_{xx,x} = \frac{\partial {}^m S_{xx}}{\partial {}^m B_x}$ – пьезомагнитный коэффициент, ${}^m \mu_{xx}$ – компонент тензора магнитной проницаемости. Несложно показать, что коэффициенты ${}^m s_{xx}^B$ и ${}^m g_{xx,x}$ связаны с коэффициентами ${}^m s_{xx}$ и ${}^m q_{xx,x}$ соотношениями:

$${}^m s_{xx}^B = {}^m s_{xx} - {}^m q_{xx,z} / {}^m \mu_{xx}, \quad (2.29)$$

$${}^m g_{xx,x} = \frac{{}^m q_{xx,x}}{{}^m \mu_{xx}}. \quad (2.30)$$

Отличие ${}^m s_{xx}^B$ от ${}^m s_{xx}$ означает, что ${}^m s_{xx}^B$ описывает податливость композита с учетом пьезомагнитного эффекта и составляет это отличие величину порядка процента.

Проводя расчеты, аналогичные расчетам при продольной ориентации полей, используя при этом уравнение (2.20) с учетом условия разомкнутой цепи, для поперечного МЭ коэффициента по напряжению получим выражение в следующем виде:

$$\langle \alpha_{E,T} \rangle = \frac{{}^p Y^p d_{xx,z} {}^m g_{xx,x}}{{}^p \varepsilon_{zz} \Delta_{a,T}} \frac{\mu {}^m Y^B m_t}{m Y^B m_t \frac{\text{th}({}^m \kappa)}{{}^m \kappa} + {}^p Y^p t \frac{\text{tg}({}^p \kappa)}{{}^p \kappa}} \frac{\text{tg}(\kappa) \text{tg}({}^p \kappa)}{\kappa} \frac{{}^p t}{{}^m t + {}^p t}}, \quad (2.31)$$

где введено обозначение:

$$\Delta_{a,T} = 1 - K_p^2 \left(1 - \frac{{}^p Y^p t}{m Y^B m_t \frac{\text{th}({}^m \kappa)}{{}^m \kappa} + {}^p Y^p t \frac{\text{tg}({}^p \kappa)}{{}^p \kappa}} \frac{\text{tg}(\kappa) \text{tg}({}^p \kappa)}{\kappa} \frac{{}^p \kappa}{{}^p \kappa}} \right), \quad (2.32)$$

μ – проницаемость магнитной фазы.

В области низких частот МЭ коэффициент по напряжению почти не зависит от частоты. Разлагая в ряд уравнение (2.31) по малым параметрам κ , ${}^m\kappa$, ${}^p\kappa$, ограничиваясь первыми членами разложения, получим уравнение для его низкочастотного значения в следующем виде:

$$\langle \alpha_{E,T}^{low} \rangle = \frac{{}^p Y {}^p d_{xx,z} {}^m g_{xx,x}}{{}^p \varepsilon_{zz} \left(1 - K_p^2 \left(\frac{{}^m Y m_t}{{}^m Y m_t + {}^p Y p_t} \right) \right)} \frac{\mu {}^m Y B m_t}{{}^m Y B m_t + {}^p Y p_t} \frac{{}^p t}{{}^m t + {}^p t}. \quad (2.33)$$

Полученные уравнения (2.24) и (2.31) определяют зависимость МЭ коэффициента по напряжению от физических характеристик двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры, а также частотную зависимость. Частотная зависимость МЭ коэффициента обладает резонансным характером. На частотах антирезонанса, которые определяются условиями $\Delta_{a,L} = 0$ и $\Delta_{a,T} = 0$, имеет место резонансное увеличение МЭ коэффициента по напряжению. Надо отметить, что величина МЭ коэффициента по напряжению в равной мере зависит от параметров, как магнитострикционной, так и пьезоэлектрической подсистем.

2.4 Обсуждение результатов. Сравнение с экспериментом

Из полученных уравнений (2.24) и (2.31) следует, что величина МЭ коэффициента по напряжению при продольной ориентации полей прямо пропорциональна произведению пьезоэлектрического ${}^p d_{xx,z}$ и пьезомагнитного ${}^m q_{xx,z}$ модулей. В случае поперечного эффекта, величина МЭ коэффициент по напряжению прямо пропорциональна произведению пьезоэлектрического ${}^p d_{xx,z}$ и пьезомагнитного ${}^m q_{xx,x}$ модулей. В общем случае, пьезомагнитные модули ${}^m q_{xx,z}$ и ${}^m q_{xx,x}$ неодинаковы, и, следовательно, величина МЭ коэффициентов по напряжению при поперечной и продольной ориентациях различна. Как правило, вследствие уменьшения полей размагничивания, величина коэффициента ${}^m q_{xx,x}$ больше величины коэффициента ${}^m q_{xx,z}$, поэтому величина МЭ эффекта при поперечной ориентации полей больше, чем при продольной. Из полученных уравнений для низкочастотного значения МЭ коэффициента (2.25) и (2.33) видно, что эта величина зависит от физических характеристик двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры, т.е., толщин компонентов образца. Надо также отметить, что в области электромеханического резонанса величина поперечного МЭ эффекта всегда больше, чем продольного. Это обусловлено тем, что при поперечной ориентации полей значительно меньше потери, определенные генерацией токов Фуко.

При прямом МЭ эффекте резонансное увеличение МЭ коэффициента наблюдается на частоте так называемого антирезонанса [85], когда параметры $\Delta_{a,L}$ и $\Delta_{a,T}$ равны нулю.

Максимальное значение МЭ коэффициента по напряжению значительно зависит от потерь в структуре. Эти потери можно учитывать через коэффициент затухания, представив круговую частоту в следующем виде

$\omega = \omega' + i\chi$. Здесь χ – параметр, характеризующий затухание. Его величину можно определить из экспериментальных результатов, по ширине резонансной линии [123].

Используя полученные уравнения (2.14) и (2.15) для МЭ эффекта в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре представлена зависимость величины амплитуды относительных смещений ${}^{\alpha}u_x = {}^{\alpha}u_x(z)/{}^{\alpha}u_x(0)$ по толщине образца (рис. 2.4).

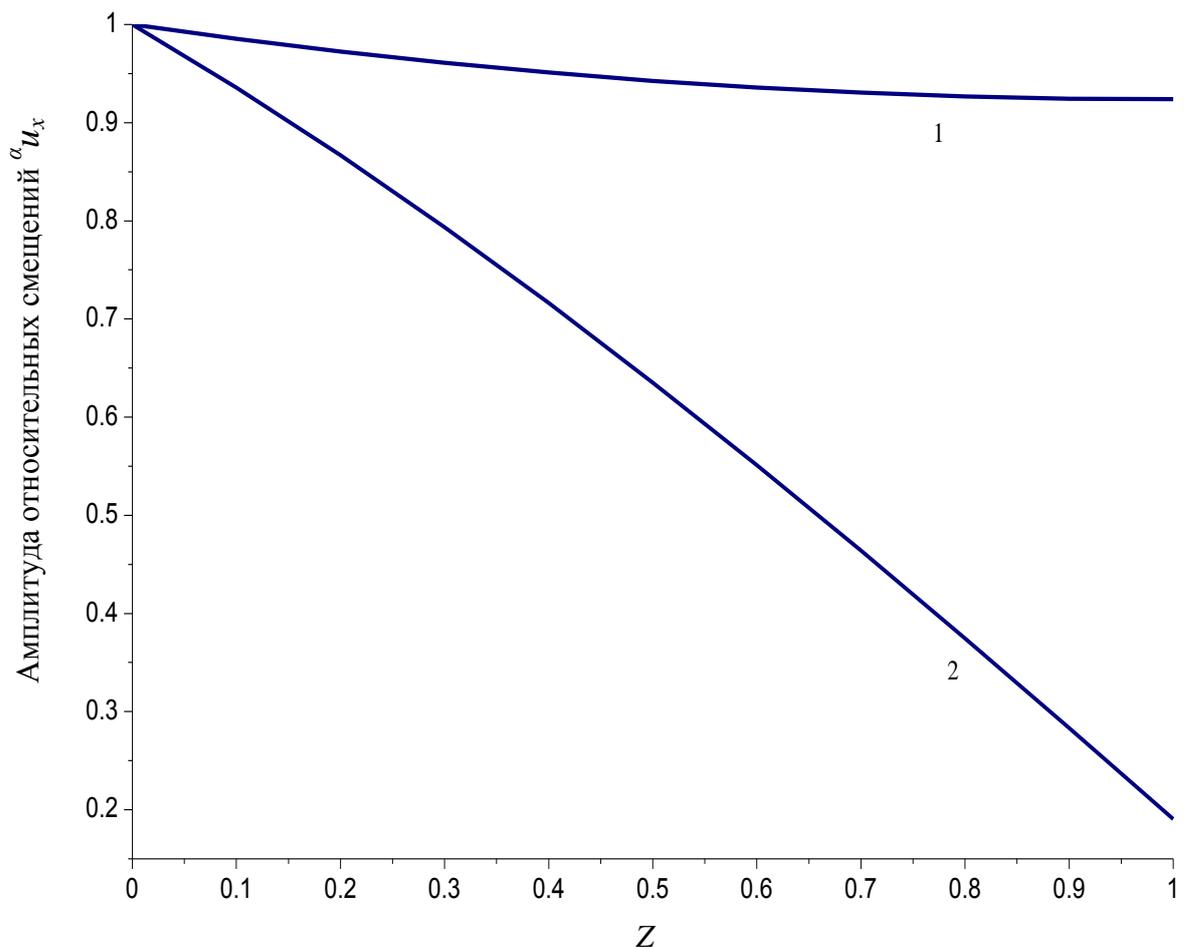


Рисунок 2.4: Зависимости амплитуд смещений среды магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз по толщине образца Z (мм), где линия 1 – магнитострикционная фаза, линия 2 – пьезоэлектрическая фаза. Частота переменного магнитного поля $f=300$ кГц

Из полученных зависимостей на рис. 2.4 можно заметить, что амплитуда колебаний в магнитострикционной подсистеме почти не изменяется по толщине. Это обусловлено тем, что переменное магнитное поле возбуждает колебания магнитострикционной подсистемы одновременно по всей толщине

магнитострикционной фазы. В пьезоэлектрической подсистеме эти колебания возбуждаются посредством сдвиговых деформаций через границу раздела магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры, что приводит к значительному уменьшению амплитуды колебаний пьезоэлектрического слоя с увеличением глубины. Рассматривается зависимость при частоте переменного магнитного поля равной $f=300$ кГц. Именно при высоких частотах можно заметить значительный вклад учета неоднородности деформаций по толщине образца.

Используя компоненты тензоров напряжений, полученные из уравнений (2.9) и (2.12), получены зависимости относительных касательных напряжений ${}^{\alpha}T_{xz} = {}^{\alpha}T_{xz}(z)/{}^{\alpha}T_{xz}(0)$ по толщине слоев магнитострикционной и пьезоэлектрической подсистем (рис. 2.5) [124].

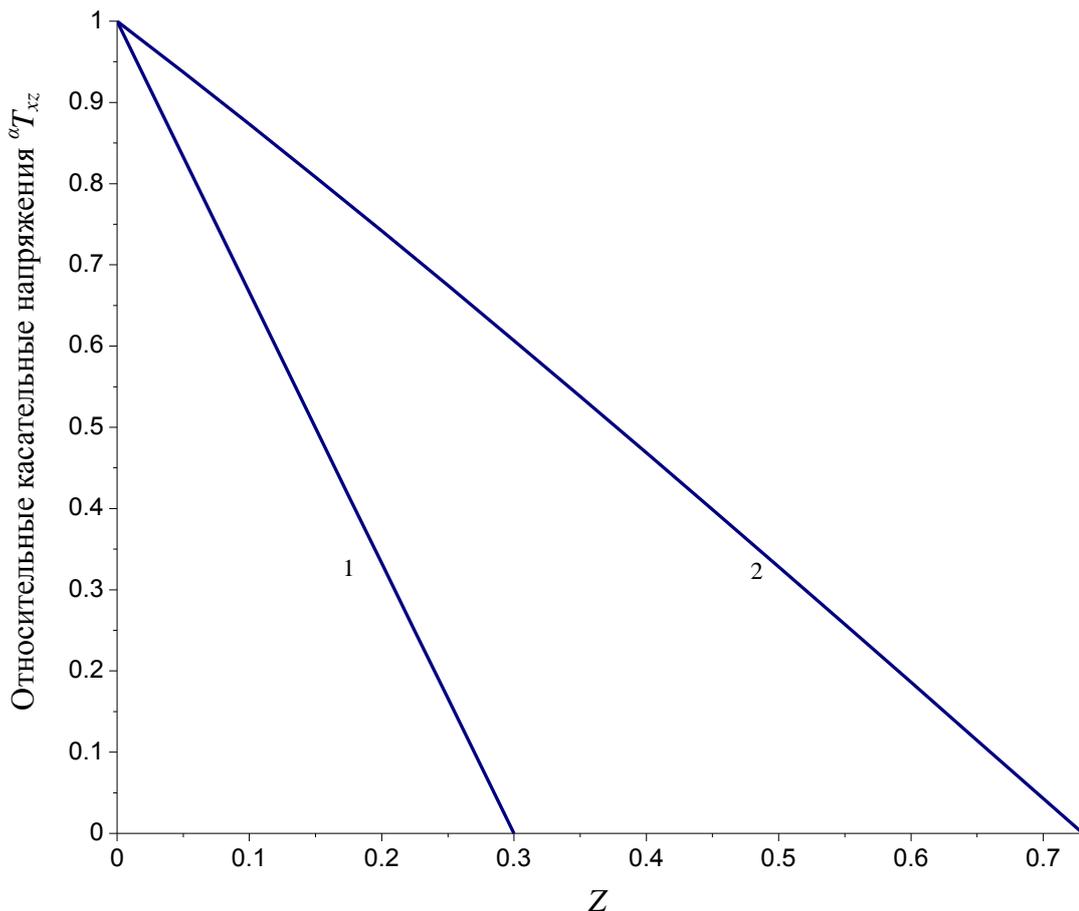


Рисунок 2.5: Зависимости амплитуд относительных касательных напряжений в магнитострикционной и пьезоэлектрической фазе по толщине феррита (${}^m t=0.3$ мм) и пьезоэлектрика (${}^p t=0.73$ мм). Частота переменного магнитного поля 300 кГц

Из рис. 2.5 можно заметить, что в полном соответствии с теорией, амплитуды касательных напряжений имеют максимальные значения на границе раздела и равны нулю на свободных поверхностях образца.

Используя полученное уравнение (2.17) для нормальной компоненты тензора напряжения ${}^pT_{xx}$ в пьезоэлектрической фазе получена зависимость ее амплитуды по толщине пьезоэлектрического слоя (рис. 2.6).

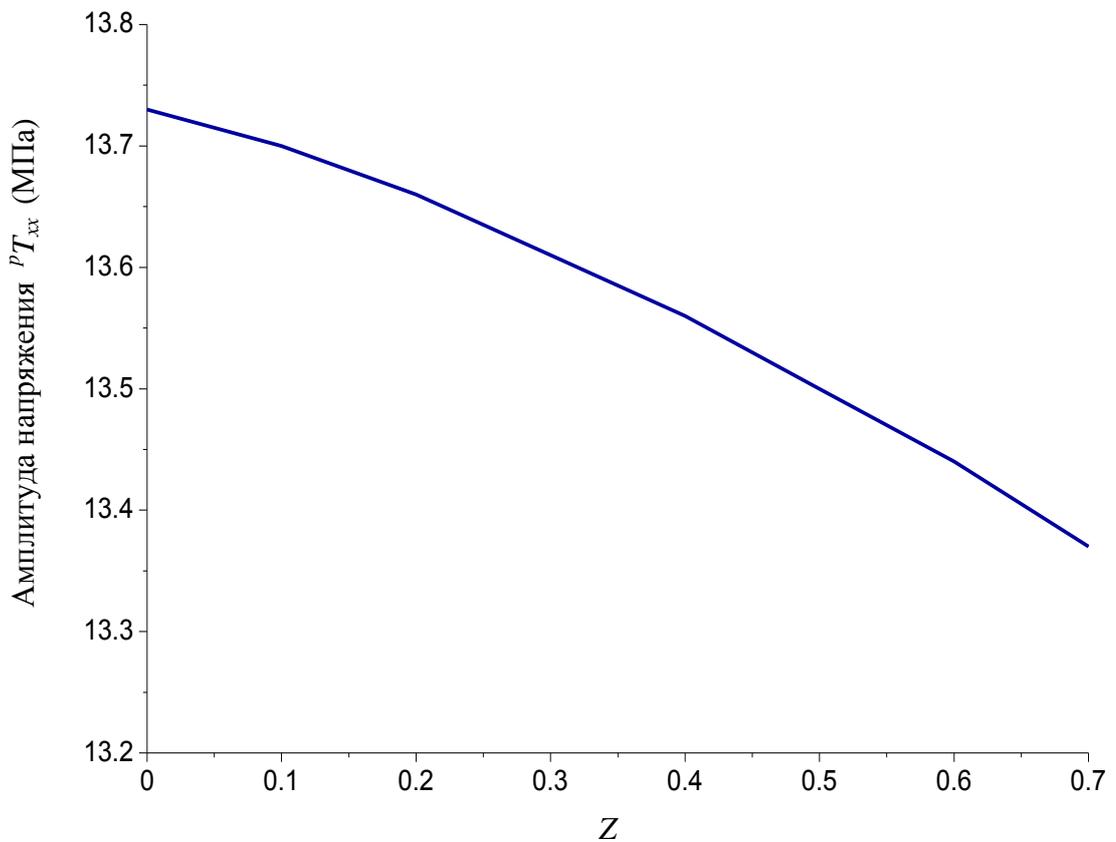


Рисунок 2.6: Зависимости амплитуд нормальной компоненты тензора напряжения по толщине прослойки в пьезоэлектрической фазе. Толщина феррита (${}^m t=0.3$ мм), пьезоэлектрика (${}^p t=0.7$ мм). Частота переменного магнитного поля 91 кГц

Из рис. 2.6 можно заметить, что значительный вклад в МЭ эффекте вносят продольные колебания, возникающие в образце, а вклад изгибных мод незначителен, и, следовательно, в данной работе мы ограничимся рассмотрением планарных колебаний.

Используя полученное уравнение (2.15) для продольного МЭ эффекта в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре представлена зависимость величины амплитуды относительного смещения ${}^p u_x = {}^p u_x(z) / {}^p u_x(0)$ в пьезоэлектрической подсистеме по толщине пьезоэлектрика при разных значениях частоты переменного магнитного поля (рис. 2.7).

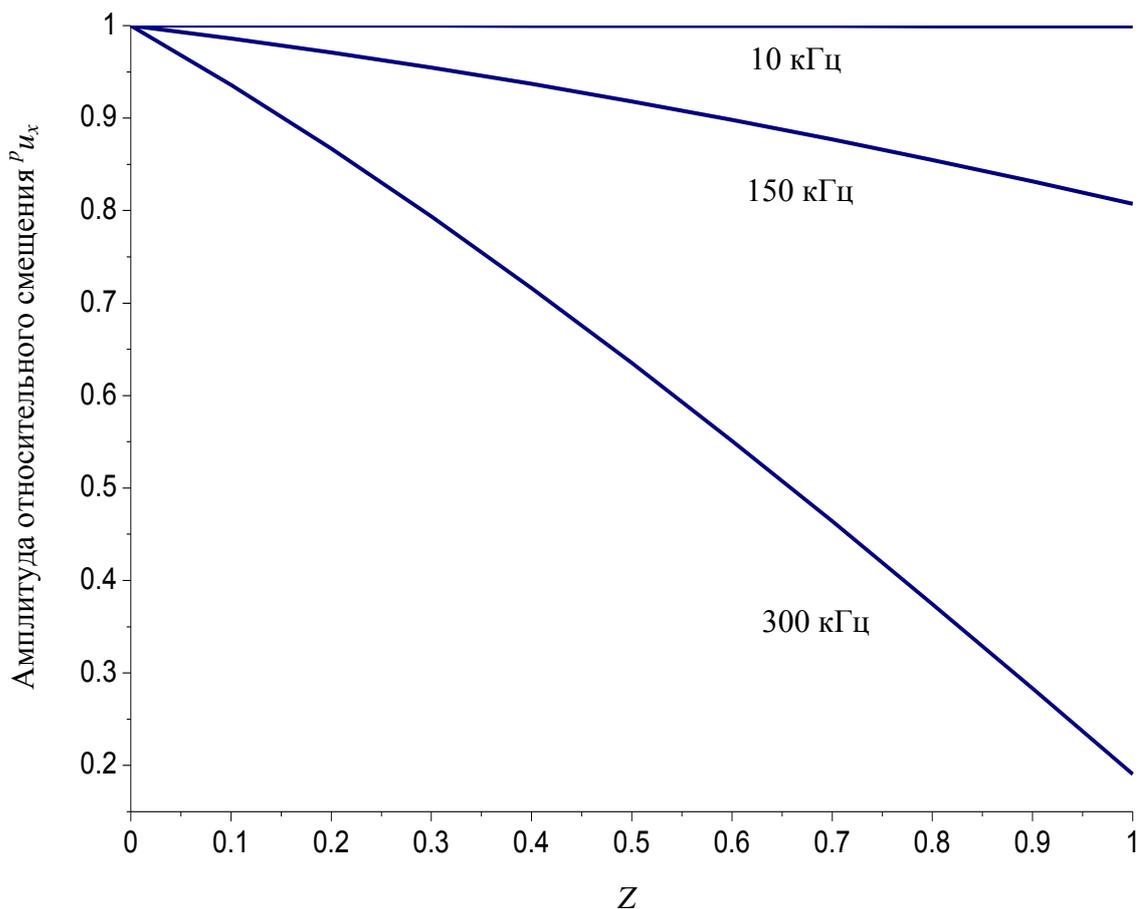


Рисунок 2.7: Зависимость амплитуды относительного смещения в пьезоэлектрической фазе по толщине пьезокерамики (${}^p t=1$ мм) при частотах переменного магнитного поля $f=10$ кГц, $f=150$ кГц и $f=300$ кГц. Толщина феррита 0.3 мм

Таким образом, надо отметить, что на высоких частотах учет неоднородности деформаций по толщине образца приводит к значению МЭ коэффициента по напряжению, которое значительно отличается от рассчитанного в предположении, что амплитуда смещений одинакова по толщине образца. Расчеты величины МЭ коэффициента по напряжению, проведенные по формулам, представленным ранее в работе [96], дают заниженное значение более чем на 20% по сравнению с полученным результатом, с использованием уравнения (2.24). При низких частотах и тонких слоев обе модели приводят к одинаковым значениям МЭ коэффициента по напряжению.

Полученные теоретические результаты позволяют рассчитывать зависимости резонансной частоты МЭ эффекта от толщины, например, пьезоэлектрического слоя $^p t$ и длины L двухслойного магнитострикционно-пьезоэлектрического образца. Используя уравнение, полученное для МЭ эффекта по напряжению при продольной ориентации полей (2.24), можно построить зависимость величины МЭ эффекта по напряжению от толщины пьезоэлектрического слоя.

На рис. 2.8 представлены частотные зависимости МЭ эффекта при разных значениях для толщины пьезоэлектрического слоя в магнитострикционно-пьезоэлектрической двухслойной структуре в форме прямоугольной пластинки Ni–PZT. Зависимость была рассчитана по формуле (2.24) для структур с толщинами пьезоэлектрического слоя равной 0.1 мм, 0.4 мм, 0.96 мм, 1.5 мм и 2 мм соответственно. Толщина магнитострикционного слоя не изменялась и была равна 0.29 мм. Длина структуры 20 мм.

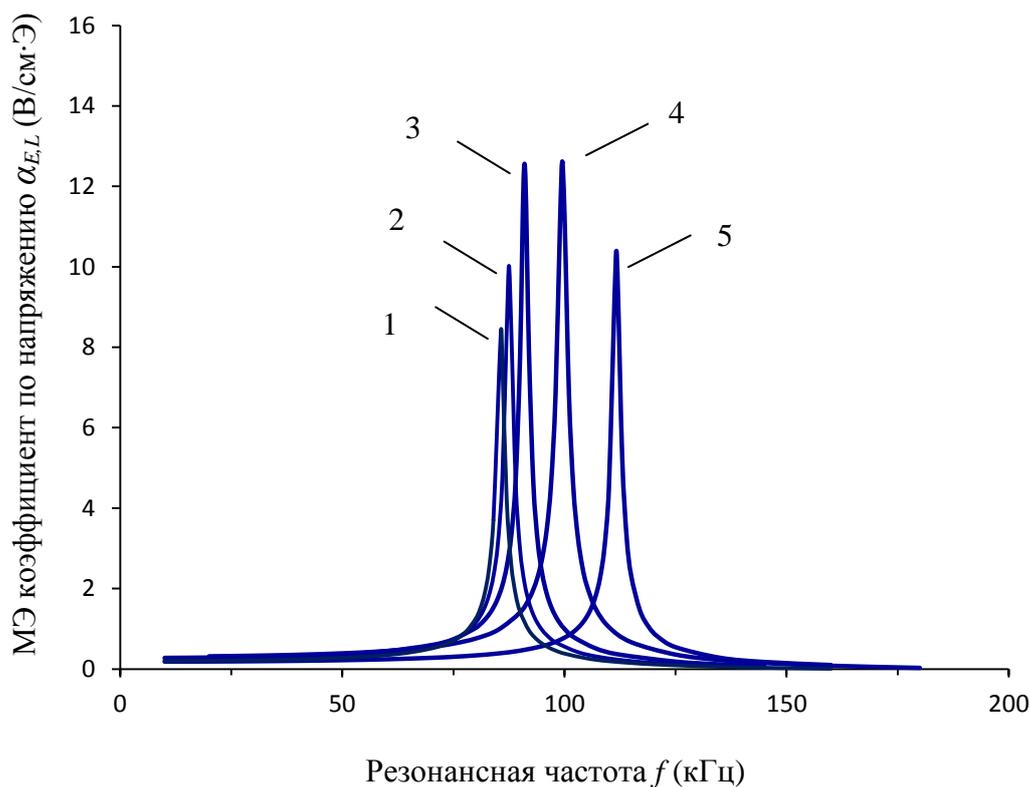


Рисунок 2.8: Частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению в двухслойной структуре Ni–PZT. Толщины пьезоэлектрика 1 – $^p t = 2$ мм, 2 – $^p t = 1.5$ мм, 3 – $^p t = 0.96$ мм, 4 – $^p t = 0.4$ мм, 5 – $^p t = 0.1$ мм. Длина образцов 20 мм, толщина никеля 0.29 мм

На рис. 2.9 представлена зависимость резонансной частоты от соотношения толщин пьезоэлектрического и магнитострикционного слоя $^p t / ^m t$ для двухслойной структуры в прямоугольной форме никель – цирконат-титанат свинца (Ni–PZT). Длина образца 20 мм. Толщина менялась в пределах от 0.6 мм до 1.8 мм. Толщина никеля не менялась и была равна 0.29 мм. Толщина пьезокерамики менялась в пределах от 0.3 мм до 1.5 мм.

Все экспериментальные измерения проводились в "Институте технической акустики НАН Беларуси". Измерения проводил старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук Лалетин Владимир Михайлович.

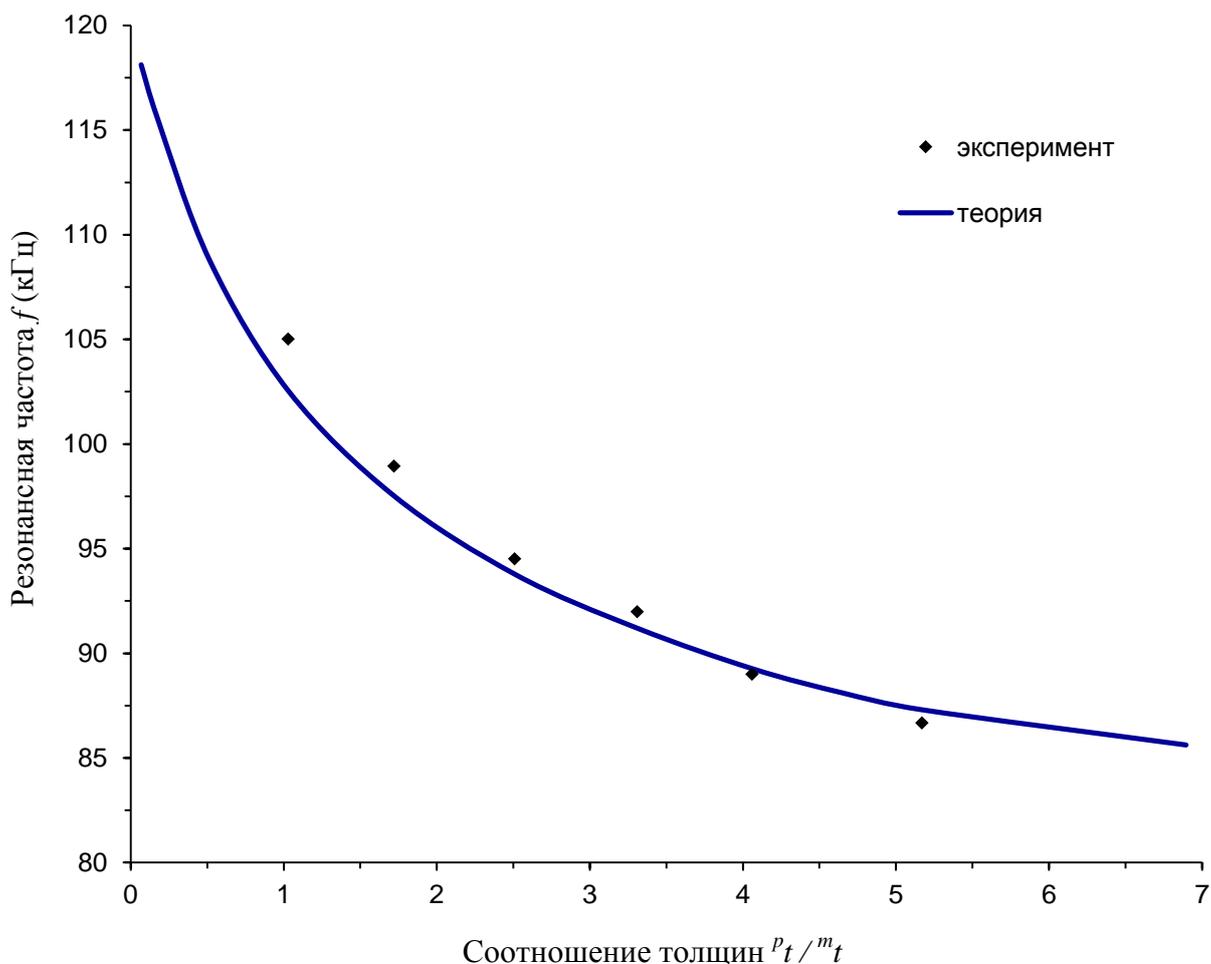


Рисунок 2.9: Зависимость резонансной частоты от соотношения толщин слоев образца для Ni-PZT. Толщина никеля 0.29 мм, толщина пьезокерамики менялась в пределах от 0.3 мм до 1.5 мм

На рис. 2.10 представлены теоретические и экспериментальные результаты для зависимости резонансного МЭ коэффициента по напряжению от толщины пьезоэлектрической фазы, для двухслойной структуры в форме прямоугольной пластинки Ni-PZT. Образцы имели длину 20 мм. Вторая сплошная линия (теория2) представляет зависимость МЭ коэффициента по напряжению от толщины пьезоэлектрической фазы без учета неоднородности амплитуды смещений по толщине образца.

Толщина образца менялась от 0.6 мм до 1.8 мм, где толщина никеля не менялась и была равна 0.29 мм, а толщина пьезокерамики менялась в пределах от 0.3 мм до 1.5 мм.

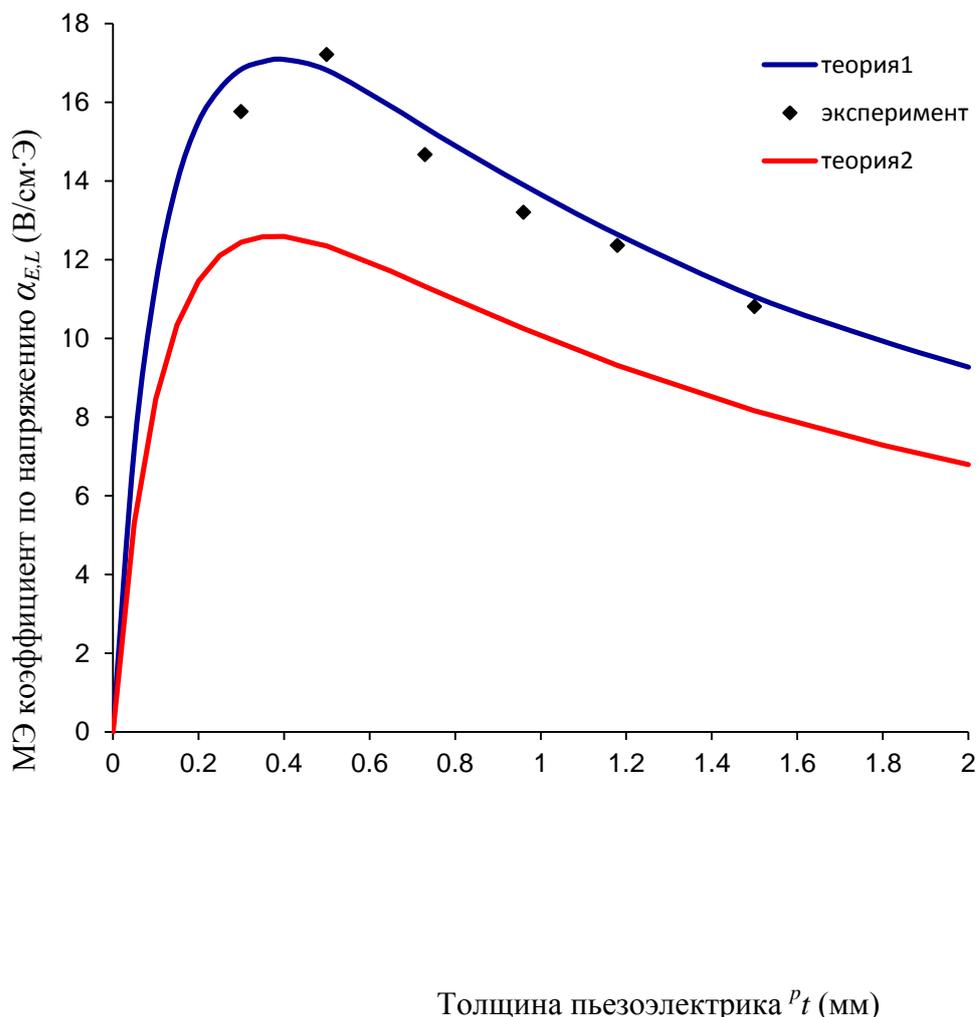


Рисунок 2.10: Зависимость величины МЭ коэффициента по напряжению от толщины пьезоэлектрика P_t в двухслойной структуре Ni–PZT. Длина образцов 20 мм, толщина никеля 0.29 мм

Из полученной зависимости можно заметить хорошее соответствие пиковых значений МЭ коэффициента по напряжению, представленные на рис. 2.7, с экспериментальными данными, которые представлены на рис. 2.9.

Магнитоэлектрический коэффициент по напряжению достигает своего максимального значения 17.2 В/см·Э при толщине пьезокерамики 0.5 мм.

На рис. 2.11 представлена зависимость резонансной частоты от длины структуры на основе пермендюр – цирконат-титанат свинца (Pе–PZT), которая имеет форму прямоугольной пластинки. Образцы имели длину 18.9 мм, 28.7 мм и 49.1 мм. Толщина образцов одинакова и составляет примерно 0.57 мм. Толщина пьезокерамики – 0.4 мм. Толщина пермендюра примерно 0.16 мм. В качестве пьезокерамики использовались готовые промышленные образцы пьезокерамики PZT851. В качестве пермендюра использовались пластины из магнитострикционного излучателя.

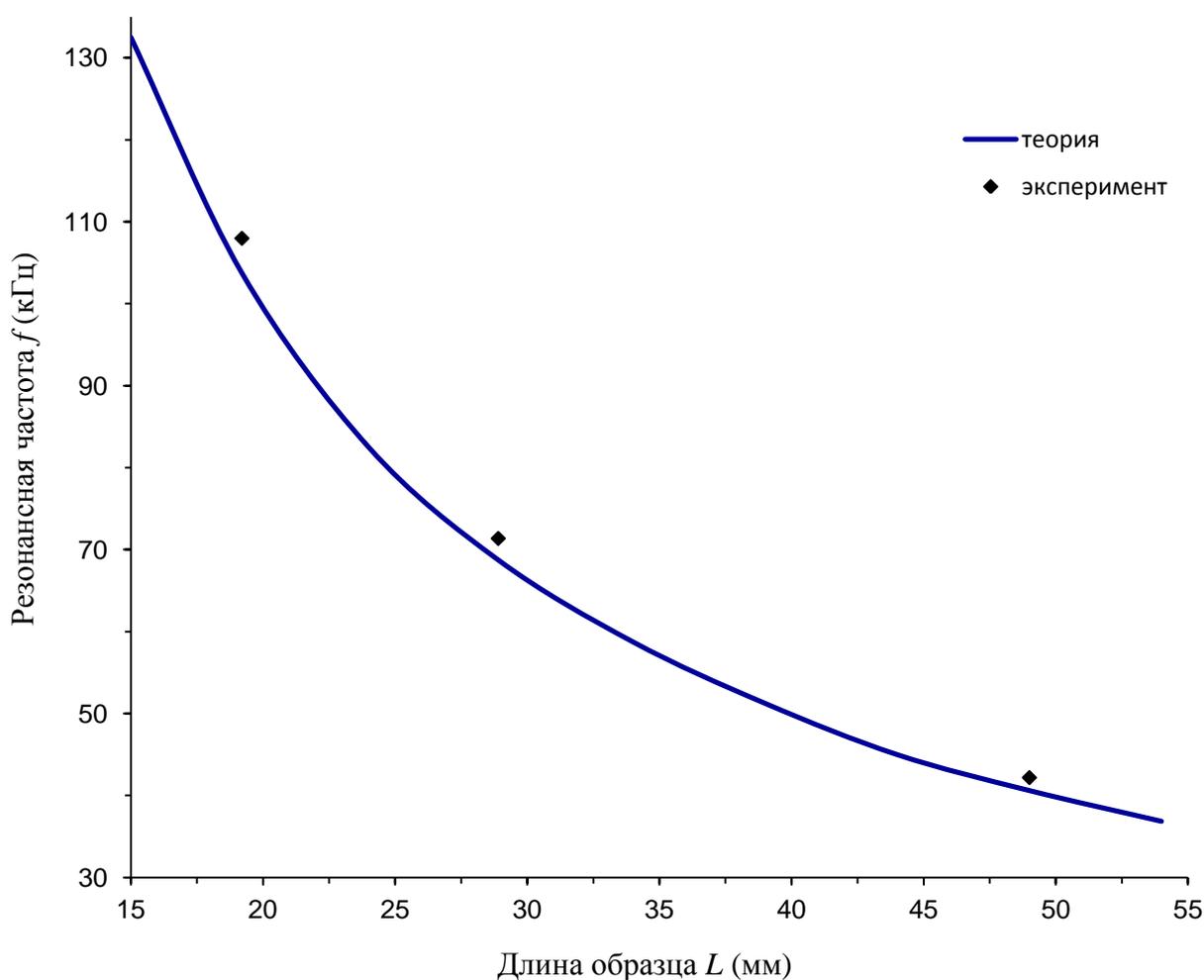


Рисунок 2.11: Зависимость резонансной частоты от длины двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры пермендюр – цирконат-титанат свинца, где толщина образцов 0.57 мм. Толщина пьезокерамики – 0.4 мм, пермендюра – 0.16 мм

При расчетах использовались следующие параметры структуры: для никеля: ${}^m Y = 204 \text{ ГПа}$, ${}^m \rho = 8900 \text{ кг/м}^3$, ${}^m q_{xx,z} = 1156 \cdot 10^{-12} \text{ м/А}$, для пермендюра: ${}^m Y = 181 \text{ ГПа}$, ${}^m \rho = 8100 \text{ кг/м}^3$, ${}^m q_{xx,z} = 1062 \cdot 10^{-12} \text{ м/А}$, для PZT: ${}^p Y = 65 \text{ ГПа}$, ${}^p \rho = 7600 \text{ кг/м}^3$, ${}^p d_{xx,z} = -175 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$, ${}^p \varepsilon_{zz} / \varepsilon_0 = 1750$ [125], параметр затухания определялся из ширины линии электромеханического резонанса.

Перед тем, как провести измерения, образцы поляризовались в течение трех часов при температуре 80°C . Сначала изучалась полевая зависимость низкочастотного МЭ эффекта. При постоянном электрическом поле замерялась зависимость величины МЭ эффекта от напряженности подмагничивающего магнитного поля. Далее, при напряженности поля подмагничивания, соответствующей наивысшему значению эффекта, изучалась частотная зависимость величины МЭ коэффициента в области электромеханического резонанса. При измерениях условие разомкнутой цепи реализовывалось довольно хорошо [126]. Надо отметить, что в полном соответствии с теорией, на частоте антирезонанса наблюдалось максимальное увеличение МЭ коэффициента по напряжению.

2.5 Выводы по главе 2

Магнитострикционно-пьезоэлектрические слоистые структуры показывают лучшие МЭ свойства по сравнению с объемными композиционными материалами. При распространении упругих волн в магнитострикционно-пьезоэлектрическом двухслойном образце, амплитуда планарных колебаний является неоднородной в направлении, перпендикулярном границе раздела между слоями. Неоднородность амплитуды колебаний по толщине структуры приводит к нелинейной связи между угловой частотой и волновым вектором. В предельном случае малых толщин эта связь переходит в линейное соотношение.

Полученное, с учетом наличия границы между фазами и неоднородности распределения смещений по толщине образца, выражение для МЭ коэффициента по напряжению дает лучшее совпадение теоретических результатов с экспериментальными данными по сравнению с расчетами, полученными без учета неоднородности. Теоретические зависимости МЭ коэффициента по напряжению и резонансной частоты эффекта от характерных размеров образца находятся в очень хорошем согласовании с экспериментальными данными. Учет неоднородности деформаций по толщине образца приводит к значению МЭ коэффициента по напряжению значительно отличающийся от рассчитанного в предположении, что амплитуда смещений одинакова по толщине образца. Полученные результаты величины МЭ коэффициента по напряжению в предположении, что амплитуда смещений не меняется по толщине образца, практически совпадают с экспериментальными данными при тонких слоев структуры. При толщине пьезокерамики 0.4 мм, это предположение дает заниженное значение более чем на 20% (рис. 2.10).

Таким образом, при тонких слоев и низких частотах обе модели применимы и приводят к одинаковым значениям МЭ коэффициента по напряжению.

Рассмотренная неоднородность двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры, которая связана с наличием границы раздела феррит-пьезоэлектрик, приводит к неоднородному распределению амплитуды смещений и механических напряжений по толщине образца. В области низких частот эту неоднородность можно не учитывать и считать, что амплитуда не изменяется по толщине образца, но надо отметить, что в области частот порядка сотен килогерц это изменение становится значительным и вносит значительный вклад в величину как МЭ коэффициента по напряжению, так и амплитуды смещений по толщине образца.

ГЛАВА 3

ПРЯМОЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ТРЕХСЛОЙНОЙ МАГНИТОСТРИКЦИОННО-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ

3.1 Модель

Исследованные во втором разделе двухслойные магнитострикционно-пьезоэлектрические структуры интересны тем, что в них возможны эффекты, отсутствующие по отдельности в магнитострикционной и в пьезоэлектрической фазе. Одним из таких эффектов является МЭ эффект, который заключается в изменении поляризации пьезоэлектрической фазы под действием магнитного поля и, наоборот, в изменении намагниченности магнитной фазы под действием электрического поля.

В этом разделе рассмотрена магнитострикционно-пьезоэлектрическая трехслойная структура, которая состоит из механически взаимодействующих между собой магнитострикционной и пьезоэлектрической подсистем. Помещая такую структуру в магнитное поле, в магнитострикционных компонентах появляются механические напряжения, которые передаются в пьезоэлектрическую подсистему, что в результате приводит к изменению поляризации структуры.

Ранее, в работах [127-129], был рассмотрен МЭ эффект в магнитострикционно-пьезоэлектрической трехслойной структуре на основе совместного решения уравнения движения и материальных уравнений. Но в этих работах делалось предположение, что амплитуда колебаний не изменяется по толщине образца, а такое предположение может быть использовано при описании эффекта для довольно тонких слоев с той, или иной степенью точности. В работе [130] экспериментально исследовано влияние частоты переменного магнитного поля, геометрических характеристик слоев,

напряженности постоянного магнитного поля и температуры на особенности проявления прямого магнитоэлектрического эффекта в трехслойной структуре аморфный ферромагнетик-пьезоэлектрик-аморфный ферромагнетик с разными толщинами слоев.

В предыдущем разделе была рассмотрена двухслойная магнитострикционно-пьезоэлектрическая структура с учетом того, что амплитуда волны изменяется по толщине образца. В данном разделе представлена последовательная теория МЭ эффекта в трехслойной структуре феррит-пьезоэлектрик-феррит образца Т-Т (рис. 1.1г). Получено дисперсионное соотношение для упругих волн, учитывая неоднородность амплитуды колебаний по толщине образца. Получено уравнение для МЭ коэффициента по напряжению. В качестве модели рассматривается трехслойная структура в форме прямоугольной пластинки. Длина структуры L , а ширина W . Структура состоит из механически взаимодействующих между собой два магнитострикционных и одного пьезоэлектрического слоев. Толщина одной пластины феррита m_t , толщина пьезоэлектрика p_t (рис. 3.1).

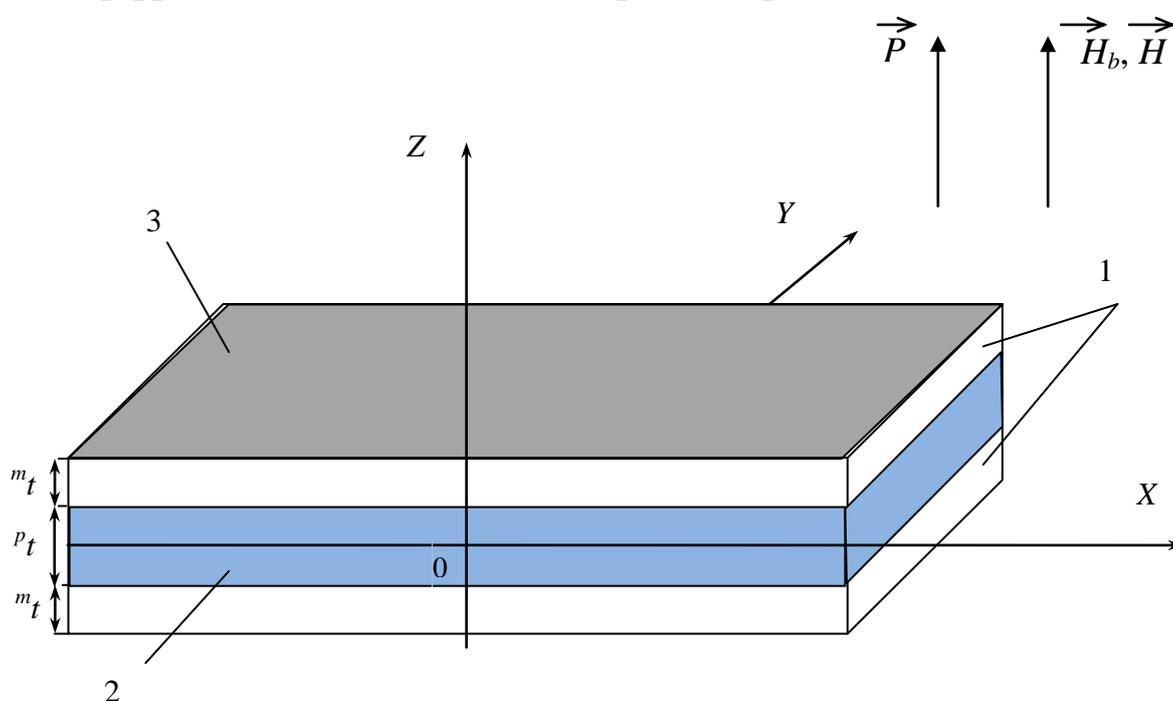


Рисунок 3.1: Схематичное изображение образца.

1 – магнитострикционные слои толщиной m_t , 2 – пьезоэлектрический слой толщиной p_t , 3 – омические контакты

Надо отметить, что, толщина образца, как правило, намного меньше его длины. Тонкие металлические контакты нанесены на верхней и нижней поверхности образца. Система координат выбрана таким образом, что начало совпадает с границей раздела между фазами, ось Z направлена вертикально вверх, перпендикулярно границе раздела слоев. Надо отметить что, пьезоэлектрическая фаза предварительно поляризована перпендикулярно плоскости электродов (по оси Z).

Проанализируем МЭ эффект в случае продольной ориентации полей. Магнитные поля (постоянное \mathbf{H}_0 и переменное \mathbf{H} с частотой ω) совпадают с направлением вектора поляризации \mathbf{P} . Переменное магнитное поле возбуждает в магнитоэластичных фазах упругие колебания, которые посредством касательных напряжений передаются в пьезоэлектрическую фазу через границу раздела слоев. Это приводит к возникновению взаимосвязанных колебаний подсистем. Отличными от нуля компонентами тензора напряжений будут только компоненты напряжений ${}^{\alpha}T_{xx}$ и ${}^{\alpha}T_{xz}$. Поскольку имеется неоднородность структуры, связанная с наличием резкой границы, через которую осуществляется взаимодействие между фазами, то амплитуда компонент напряжений будет неоднородной по толщине образца. Как и в случае с магнитоэластично-пьезоэлектрической двухслойной структурой, уравнение движения для x – проекции вектора смещения среды ${}^{\alpha}u_x$ для трехслойной структуры запишется в виде:

$${}^{\alpha}\rho \frac{\partial^2 {}^{\alpha}u_x}{\partial t^2} = \frac{\partial {}^{\alpha}T_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial {}^{\alpha}T_{xz}}{\partial z}, \quad (3.1)$$

где индекс α равен соответственно m для магнитоэластичных фаз, p для пьезоэлектрической фазы, ${}^{\alpha}\rho$ – плотности магнитоэластичного и пьезоэлектрического слоя, ${}^{\alpha}T_{xx}$ и ${}^{\alpha}T_{xz}$ – компоненты тензоров напряжений.

Очевидно, что уравнения для тензоров деформаций пьезоэлектрической и магнитострикционных фаз и z – проекции вектора электрической индукции ${}^p D_z$ запишутся в той же форме, что и в случае двухслойной структуры:

$${}^p S_{xx} = \frac{1}{{}^p Y} {}^p T_{xx} + {}^p d_{xx,z} {}^p E_z, \quad (3.2)$$

$${}^p S_{xz} = \frac{1}{{}^p G} {}^p T_{xz}, \quad (3.3)$$

$${}^p D_z = {}^p \varepsilon_{zz} {}^p E_z + {}^p d_{xx,z} {}^p T_{xx}. \quad (3.4)$$

$${}^m S_{xx} = \frac{1}{{}^m Y} {}^m T_{xx} + {}^m q_{xx,z} {}^m H_z, \quad (3.5)$$

$${}^m S_{xz} = \frac{1}{{}^m G} {}^m T_{xz}, \quad (3.6)$$

Здесь ${}^\alpha T_{xx}$ и ${}^\alpha T_{xz}$ – компоненты тензора напряжений пьезоэлектрической и магнитострикционных фаз, ${}^\alpha Y$ и ${}^\alpha G$ – модули Юнга и модули сдвига, ${}^p d_{xx,z}$ – пьезоэлектрический тензор, ${}^p \varepsilon_{zz}$ – тензор диэлектрической проницаемости, ${}^m q_{xx,z}$ – пьезомагнитный коэффициент, ${}^p E_z$ и ${}^m H_z$ – z - проекции векторов напряженности электрического и магнитного полей.

3.2 Частотная зависимость магнитоэлектрического эффекта

Рассматривается МЭ эффект в магнитоэлектрической трехслойной структуре в форме пластинки с учетом неоднородности амплитуды смещений по толщине образца. Магнитоэлектрический эффект в таких структурах, обусловлен механическим взаимодействием магнитоэлектрической и пьезоэлектрической подсистем. Эффект также напрямую связан с распространением упругих колебаний, и следовательно, его частотная зависимость определяется дисперсионным соотношением для данного типа взаимодействия.

Решение уравнения для вектора смещения среды представляется в виде плоских волн. Важно отметить, что амплитуда этих волн изменяется по толщине образца:

$${}^{\alpha}u(x, z) = {}^{\alpha}g(z) \left[{}^{\alpha}A \cos(\omega t - kx) + {}^{\alpha}B \sin(\omega t - kx) \right], \quad (3.7)$$

где ${}^{\alpha}g(z)$ – некоторая функция, а ${}^{\alpha}A$ и ${}^{\alpha}B$ постоянные интегрирования.

Подставляя выражения (3.7) в уравнение движения среды (3.1) приводит к уравнениям для функции ${}^{\alpha}g(z)$. Эти уравнения имеют одинаковую форму для верхнего и нижнего магнитоэлектрического слоя. После преобразований уравнения для функций, определяющих изменение амплитуды колебаний в магнитоэлектрической и пьезоэлектрической фазах, примут следующий вид:

$${}^m g''(z) + 2(1 + \nu) \left[\frac{\omega^2}{mV_L^2} - k^2 \right] {}^m g(z) = 0, \quad (3.8)$$

$${}^p g''(z) + 2(1 + \nu) \left[\frac{\omega^2}{pV_L^2} - k^2 \right] {}^p g(z) = 0. \quad (3.9)$$

Здесь введены обозначения, $\frac{1}{\alpha V_L^2} = \frac{\alpha \rho}{\alpha Y}$, αV_L , – скорости продольных волн в магнитоэлектрической и пьезоэлектрической фазе, ν – коэффициент Пуассона, который предполагается одинаковым для обеих сред.

Вид решений функций ${}^m g(z)$ и ${}^p g(z)$ – (экспоненциальный или тригонометрический) зависит от знака члена, стоящего в квадратных скобках в выражениях (3.8) и (3.9), который в свою очередь определяется соотношением между скоростями звука в магнитоэлектрической и пьезоэлектрической фазе. Для определенности выбирается наиболее распространенный случай, когда скорость упругих волн в магнитоэлектрической фазе больше, чем в пьезоэлектрической фазе. Таким примером в частности является структура никель – цирконат-титанат свинца – никель (Ni-PZT-Ni). В этом случае, коэффициент, стоящий в квадратных скобках в выражении (3.8), будет меньше нуля, а в (3.9) больше нуля. Решения этих уравнений запишутся в виде:

$${}^m g_1(z) = C_1 \exp({}^m \chi z) + C_2 \exp(-{}^m \chi z), \quad (3.10)$$

$${}^p g(z) = C_3 \cos({}^p \chi z) + C_4 \sin({}^p \chi z), \quad (3.11)$$

$${}^m g_2(z) = C_5 \exp({}^m \chi z) + C_6 \exp(-{}^m \chi z), \quad (3.12)$$

где введены обозначения:

$${}^m \chi^2 = -2(1 + \nu) \left[\frac{\omega^2}{m V_L^2} - k^2 \right], \quad {}^p \chi^2 = 2(1 + \nu) \left[\frac{\omega^2}{p V_L^2} - k^2 \right].$$

Используя граничные условия, найдем дисперсионное соотношение. На верхней и нижней свободных поверхностях магнитоэлектрических фаз, в точках $z = -({}^m t + {}^p t/2)$ и $z = ({}^m t + {}^p t/2)$, значения тензора напряжений равны нулю. Также можно сказать, что на границах раздел магнитоэлектрических и пьезоэлектрических слоев амплитуды смещений граничных подсистем одинаковы, одинаковы также касательные напряжения. Все это приводит к

системе уравнений, условие совместности которой дает дисперсионное соотношение в следующем виде [131]:

$${}^m Y^m \chi \operatorname{th}({}^m \kappa) = {}^p Y^p \chi \operatorname{tg}({}^p \kappa/2). \quad (3.13)$$

Здесь ${}^\alpha \kappa = {}^\alpha \chi {}^\alpha t$ – безразмерные переменные.

Уравнение (3.13) очень похоже на полученное ранее дисперсионное соотношение для случая двухслойной структуры (2.7). Это уравнение в неявном виде представляет связь между угловой частотой ω и волновым вектором k в магнитоэлектрично-пьезоэлектрической трехслойной структуре. В предельном случае тонких слоев, когда ${}^\alpha \kappa = {}^\alpha \chi {}^\alpha t \ll 1$, разлагая функции стоящие в уравнении (3.13) в ряд по малым параметрам ${}^\alpha \kappa$, подставляя полученные уравнения для ${}^\alpha \chi$, получим дисперсионное соотношение в следующем виде:

$$\omega = \sqrt{\frac{{}^m Y^m h + {}^p Y^p t}{{}^m \rho^m h + {}^p \rho^p t}} k, \quad (3.14)$$

где ${}^m h = 2^m t$.

Уравнение (3.13) показывает, что в общем случае имеет место нелинейное соотношение между угловой частотой и волновым вектором.

Условия механического равновесия на свободных боковых поверхностях образца, в точках $x = \mp L/2$, дают граничные условия в следующем виде:

$$\int_{-(m_t+p_t/2)}^{-p_t/2} {}^m T_{xx}(\pm L/2, z) dz + \int_{-p_t/2}^{p_t/2} {}^p T_{xx}(\pm L/2, z) dz + \int_{p_t/2}^{m_t+p_t/2} {}^m T_{xx}(\pm L/2, z) dz = 0. \quad (3.16)$$

Для постоянных интегрирования A и B , используя граничные условия (3.16), получим следующие выражения:

$$A = 0, \quad B = \frac{{}^m Y^m h^m q_{xx,z} \langle {}^m H_z \rangle + {}^p Y^p t^p d_{xx,z} \langle {}^p E_z \rangle}{k \cos(\kappa) \exp({}^m \chi^p t/2) (1 + \exp(2^m \kappa)) \left(\frac{{}^m Y^m h \operatorname{th}({}^m \kappa)}{{}^m \kappa} + {}^p Y^p t \frac{\operatorname{tg}({}^p \kappa/2)}{{}^p \kappa/2} \right)}, \quad (3.17)$$

где введен безразмерный параметр $\kappa = kL/2$.

Для получения смещений магнитострикционной и пьезоэлектрической среды используются граничные условия (3.16) и решение уравнения (3.7). Полученные уравнения имеют следующий вид:

$${}^m u_x = \left[\exp(-2^m \kappa) \exp({}^m \chi z) + \exp(-{}^m \chi z) \right] B \sin(kx), \quad (3.18)$$

$${}^p u_x = \left[\left(\cos({}^p \chi z) - \operatorname{tg}({}^p \kappa) \sin({}^p \chi z) \right) \left(1 + \exp(-2^m \kappa) \right) \right] B \sin(kx), \quad (3.19)$$

Проводя вычисления, аналогичные вычислениям в случае двухслойной структуры, используя уравнения (3.2) и (3.5), с учетом выражения для вектора смещения среды (3.7), получим следующие уравнения:

$${}^m T_{xx} = {}^m Y \left[kB \cos(kx) \left(\exp(-2^m \kappa) \exp({}^m \chi z) + \exp(-{}^m \chi z) \right) - {}^m q_{xx,z} {}^m H_z \right], \quad (3.20)$$

$${}^p T_{xx} = {}^p Y \left[kB \cos(kx) \left(1 + \exp(-2^m \kappa) \right) \left(\cos({}^p \chi z) - \operatorname{tg}({}^p \kappa) \sin({}^p \chi z) \right) - {}^p d_{xx,z} {}^p E_z \right]. \quad (3.21)$$

Магнитоэлектрический коэффициент по напряжению для трехслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры определяется следующим уравнением:

$$\langle \alpha_E \rangle = \langle E \rangle / H, \quad (3.22)$$

где $\langle E \rangle = U / ({}^m h + {}^p t)$ – среднее значение напряженности электрического поля в образце, U – возникающая разность потенциалов между контактами.

Нормальный компонент вектора индукции найдем выражая из (3.2) компоненту тензора напряжений через компоненту тензора деформаций и подставляя получившееся выражение в (3.4).

Известно, что электрический ток, протекающий в образце описывается следующим уравнением:

$$I = \int_0^W dy \int_{-L/2}^{L/2} {}^p D_z dx. \quad (3.23)$$

Используя условие разомкнутой цепи ($I=0$) и выражение постоянной интегрирования B , для напряженности электрического поля $\langle {}^p E_z \rangle$, индуцированного в пьезоэлектрике, получим следующее уравнение:

$$\langle {}^p E_z \rangle = \frac{{}^p Y {}^p d_{xx,z} {}^m q_{xx,z}}{{}^p \varepsilon_{zz} \Delta_a} \frac{{}^m Y {}^m h \langle {}^m H_z \rangle}{{}^m Y {}^m h \frac{\text{th}({}^m \kappa)}{{}^m \kappa} + {}^p Y {}^p t \frac{\text{tg}({}^p \kappa/2)}{{}^p \kappa/2}} \frac{\text{tg}(\kappa) \text{tg}({}^p \kappa/2)}{\kappa \frac{{}^p \kappa/2}}}. \quad (3.24)$$

Здесь введено обозначение:

$$\Delta_a = 1 - K_p^2 \left(1 - \frac{{}^p Y {}^p t}{{}^m Y {}^m h \frac{\text{th}({}^m \kappa)}{{}^m \kappa} + {}^p Y {}^p t \frac{\text{tg}({}^p \kappa/2)}{{}^p \kappa/2}} \frac{\text{tg}(\kappa) \text{tg}({}^p \kappa/2)}{\kappa \frac{{}^p \kappa/2}}}, \right) \quad (3.25)$$

где $K_p^2 = \frac{{}^p Y ({}^p d_{xx,z})^2}{{}^p \varepsilon_{zz}}$ – квадрат коэффициента электромеханической связи.

Из уравнения (3.22) получим окончательное выражение для МЭ коэффициента по напряжению в следующей форме [130]:

$$\langle \alpha_{E,L} \rangle = \frac{{}^p Y {}^p d_{xx,z} {}^m q_{xx,z}}{{}^p \varepsilon_{zz} \Delta_a} \frac{{}^m Y {}^m h}{{}^m Y {}^m h \frac{\text{th}({}^m \kappa)}{{}^m \kappa} + {}^p Y {}^p t \frac{\text{tg}({}^p \kappa/2)}{{}^p \kappa/2}} \frac{\text{tg}(\kappa) \text{tg}({}^p \kappa/2)}{\kappa \frac{{}^p \kappa/2}} \frac{{}^p t}{({}^m h + {}^p t)}. \quad (3.26)$$

Полученное уравнение показывает, что частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению имеет резонансный характер.

Как и в случае двухслойной структуры, в области низких частот МЭ коэффициент по напряжению почти не зависит от частоты. При разложении в ряд уравнение (3.26) по малым параметрам κ , ${}^\alpha \kappa$, ограничиваясь первыми членами разложения, найдем выражение для низкочастотного значения МЭ коэффициента по напряжению в следующей форме:

$$\langle \alpha_{E,L}^{low} \rangle = \frac{{}^p Y^p d_{xx,z} {}^m q_{xx,z}}{{}^p \varepsilon_{zz} \left(1 - K_p^2 \left(\frac{{}^m Y^m h}{{}^m Y^m h + {}^p Y^p t} \right) \right)} \frac{{}^m Y^m h}{{}^m Y^m h + {}^p Y^p t} \frac{{}^p t}{{}^m h + {}^p t}. \quad (3.27)$$

Максимальное значение МЭ коэффициента по напряжению для трехслойной структуры получим из уравнения (3.27) при определенном соотношении толщин магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз. В первом приближении можно считать, что значение МЭ коэффициент достигает своей максимальной величины при соотношении толщин магнитострикционного и пьезоэлектрического слоев равной ${}^p t \sqrt{{}^p Y} = {}^m h \sqrt{{}^m Y}$.

3.3 Обсуждение результатов

Из полученного уравнения (3.26) следует, что величина МЭ коэффициента по напряжению в трехслойной структуре феррит-пьезоэлектрик-феррит (образца Т-Т) прямо пропорциональна произведению пьезоэлектрического ${}^p d_{xx,z}$ и пьезомагнитного ${}^m q_{xx,z}$ модулей. Полученное уравнение для низкочастотного значения МЭ коэффициента (3.27) показывает, что эта величина зависит от физических характеристик трехслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры, а именно, толщин магнитострикционного и пьезоэлектрического слоев.

Полученные теоретические результаты, полученные для трехслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры, позволяют рассчитывать частотную зависимость МЭ эффекта, а также зависимость величины МЭ эффекта по напряжению от соотношения толщин магнитострикционного и пьезоэлектрического слоев.

На частотах антирезонанса, которые определяются условием $\Delta_a = 0$, имеет место резонансное увеличение МЭ коэффициента по напряжению. Используя уравнение (3.26) можно построить частотную зависимость МЭ эффекта для трехслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры (рис. 3.2). Надо отметить, что максимальное значение коэффициента в большой степени зависит от потерь в образце. Эти потери учитываются через коэффициент затухания. Круговая частота представляется в виде $\omega = \omega' + i\chi$, где χ – параметр, характеризующий затухание, величина которого можно определить из экспериментальных результатов по ширине резонансной линии.

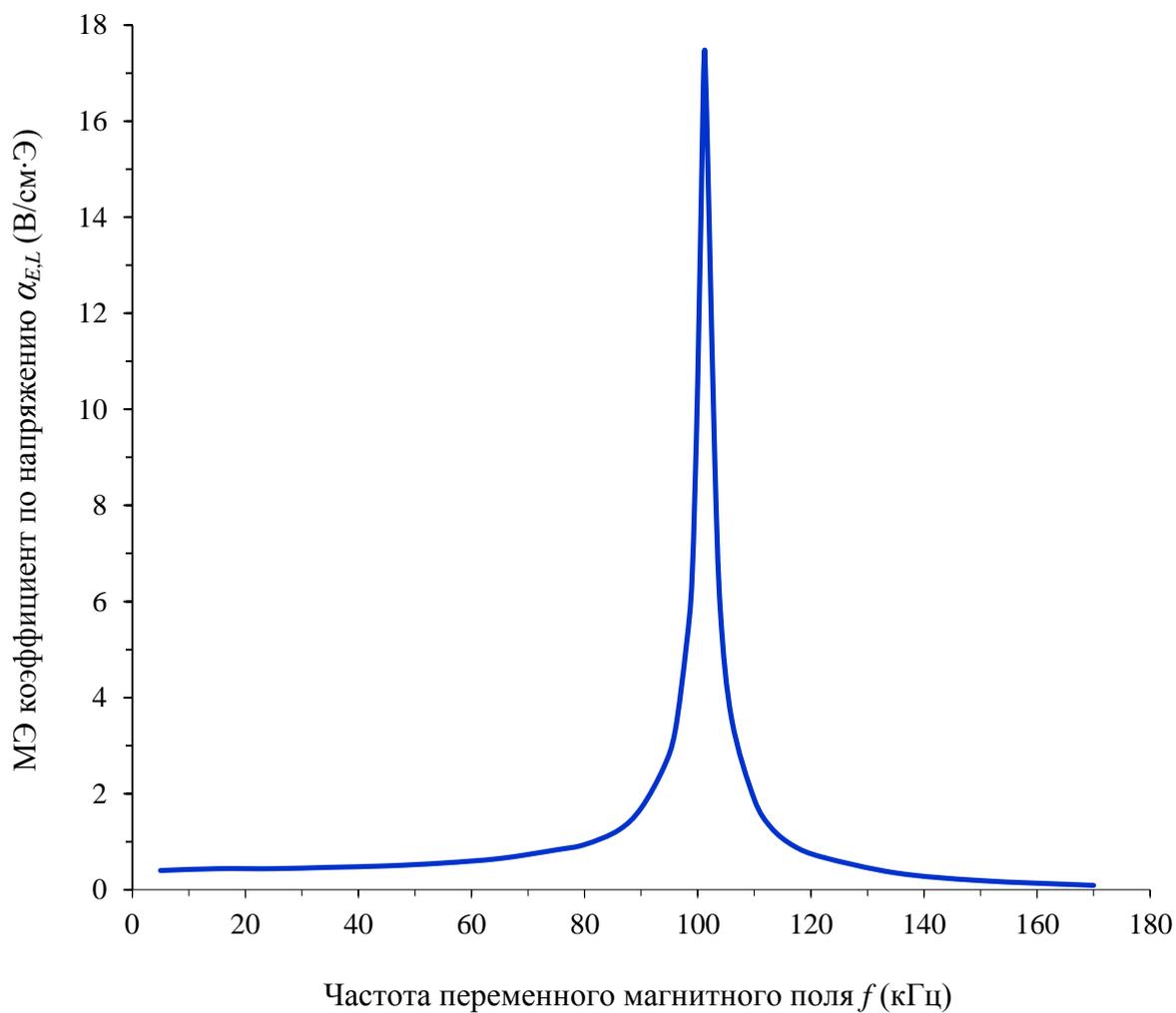


Рисунок 3.2: Частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению. Рассмотрена трехслойная структура никель – цирконат-титанат свинца – никель (Ni–PZT–Ni).

Толщина слоев: никель – ${}^m t = 0.3$ мм, PZT – ${}^p t = 0.7$ мм

Длина образца $L = 20$ мм

При расчетах использовались следующие параметры образца: для никеля: ${}^m\gamma = 204 \text{ ГПа}$, ${}^m\rho = 8900 \text{ кг/м}^3$, ${}^m q_{xx,z} = 1156 \cdot 10^{-12} \text{ м/А}$, для PZT: ${}^p\gamma = 65 \text{ ГПа}$, ${}^p\rho = 7600 \text{ кг/м}^3$, ${}^p d_{xx,z} = -175 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$, ${}^p \varepsilon_{zz} / \varepsilon_0 = 1750$.

На рис. 3.3 представлена зависимость величины низкочастотного МЭ эффекта по напряжению, определяемого уравнением (3.27), от соотношения толщин магнитострикционных и пьезоэлектрической фаз в трехслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре на основе никель – цирконат-титанат свинца – никель. Длина выбранного образца 20 мм. Ширина была равна примерно 4.3 мм. Толщина каждого слоя никеля не менялась и была равна 0.29 мм. Толщина слоя PZT менялась в пределах от 0.3 мм до 1.5 мм.

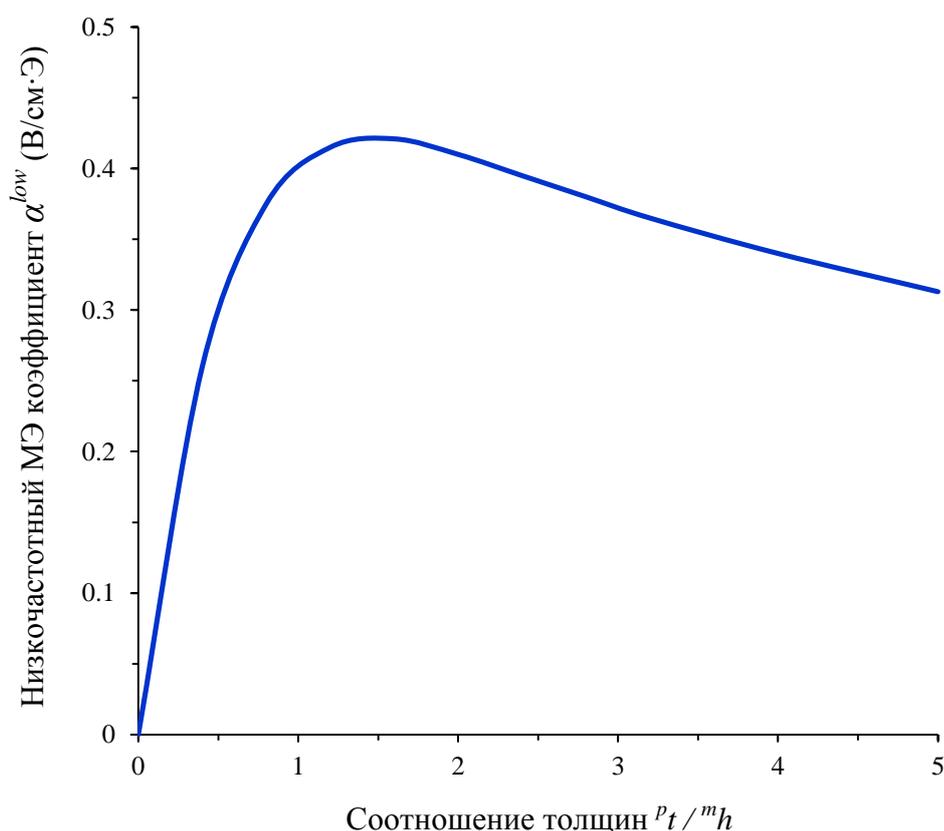


Рисунок 3.3: Зависимость низкочастотного МЭ коэффициента по напряжению от соотношения толщин магнитострикционного и пьезоэлектрического слоя. Рассмотрена трехслойная структура Ni–PZT–Ni.

Длина образца $L = 20 \text{ мм}$

Из рис. 3.3 видно, что максимальное значение величины низкочастотного МЭ коэффициента по напряжению получается при соотношении равной 1.5 для толщин магнитострикционного и пьезоэлектрического слоев.

Полученные теоретические результаты, приведенные для трехслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры, можно применить для более точного анализа данных, полученных экспериментальным путем для данного типа материалов. С помощью полученных уравнений можно выработать рекомендации для создания структур с наибольшим значением МЭ коэффициента по напряжению при разных толщинах магнитострикционного и пьезоэлектрического слоев.

3.4 Выводы по главе 3

Как известно, магнитострикционно-пьезоэлектрические слоистые структуры демонстрируют лучшие МЭ качества по сравнению с объемными композиционными материалами. В магнитострикционно-пьезоэлектрической трехслойной структуре амплитуда планарных колебаний неоднородна в направлении, перпендикулярном границе раздела образца. Как и в случае двухслойной структуры, учет неоднородности амплитуды колебаний по толщине образца приводит к нелинейной связи между угловой частотой и волновым вектором, которая в предельном случае малых толщин переходит в линейную связь.

Частотная зависимость МЭ коэффициента обладает резонансным характером. На таких частотах, которые определяются условием $\Delta_a = 0$, имеет место резонансное увеличение МЭ коэффициента. Надо отметить, что величина МЭ коэффициента по напряжению одинаково зависит от параметров и геометрических характеристик как магнитострикционной, так и пьезоэлектрической подсистем. Уравнение для МЭ коэффициента, полученное с учетом неоднородности амплитуды колебаний в образце, дает возможность более общего и точного теоретического анализа МЭ эффекта.

Рассмотренная неоднородность трехслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры, которая связана с наличием границ разделов феррит-пьезоэлектрик-феррит, приводит к неоднородному распределению амплитуды смещений и механических напряжений по толщине образца.

ГЛАВА 4

ПРЯМОЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ С УЧЕТОМ КЛЕЕВОГО СОЕДИНЕНИЯ

4.1 Модель

Начиная с 2000 года, в магнитострикционно-пьезоэлектрических слоистых структурах были достигнуты значения для величины МЭ коэффициента вплоть до 10000 раз превышающие результаты предыдущих МЭ материалов [132-134]. Существует много методов изготовления слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических структур. Один из таких методов является изготовление путем совместного сжигания (co-firing) слоев. Другой метод получения таких образцов является склеивание магнитострикционного и пьезоэлектрического слоя. Первый метод фабрикации МЭ слоистых структур важен своей совместимостью с существующими производственными процессами. В работах [135-137] были рассмотрены образцы, полученные именно таким методом. Следует отметить, что, не смотря на значение МЭ коэффициента по напряжению величиной $\alpha = 1.47$ В/см·Э, достигнутой в трехслойной структуре состава $(\text{Ni}_{0.6}\text{Cu}_{0.2}\text{Zn}_{0.2})\text{Fe}_2\text{O}_3 - \text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3 - \text{PbTiO}_3$ (NCZF/PMN-PT/NCZF), недостатком такого метода является ограничение материалов, которые могут быть применены. Более того, существует небольшое количество МЭ слоистых композитов, полученных таким методом в температурах ниже 600°C .

Другой широко используемый метод получения слоистых МЭ композитов является склеивание магнитострикционного и пьезоэлектрического слоя эпоксидным клеем [138-140]. Недостатком такого метода можно считать то, что полученные композиты не в состоянии поддерживать свою структурную целостность при высоких температурах. В частности, при температуре выше 200°C , клей размягчается, и связь между слоями становится слабой.

Магнитоэлектрический эффект заключается в возникновении напряжения на обкладках конденсатора, диэлектриком которого является магнитострикционно-пьезоэлектрическая слоистая структура, при помещении его в магнитное поле. Как известно, по сравнению с объемными композиционными материалами [110], двухслойные магнитострикционно-пьезоэлектрические структуры имеют большую величину электрического сопротивления, а также лучше поляризуются. Это приводит к тому, что величина МЭ эффекта в этих структурах значительно больше, чем в объемных композиционных материалах.

Изучению теории МЭ эффекта в магнитострикционно-пьезоэлектрических слоистых структурах, которая основана на совместном решении уравнений эластодинамики и электростатики для магнитострикционной и пьезоэлектрической подсистем, были посвящены много работ. В этих работах, клеящее соединение на границе раздела учитывалось формально. Вводился коэффициент связи между слоями [92,93,129,142], или делалось предположение, что связь между слоями идеальная и смещения пьезоэлектрической и магнитострикционной подсистем не изменяются по толщине каждого слоя [96,118].

Во втором и третьем разделе были подробно рассмотрены и получены основные теоретические результаты для описания МЭ эффекта в двухслойной и трехслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре, учитывая неоднородность амплитуды смещений и напряжений по толщине структуры. В этом разделе рассматривается двухслойная магнитострикционно-пьезоэлектрическая структура с учетом межслоевого соединения. Вместе с тем, экспериментально установлено [118], что упругие свойства и толщина клея оказывают значительное влияние на величину МЭ эффекта.

Недавно, в работе [98] была исследована слоистая структура с учетом межслоевого соединения, но в этой работе не учитывалась неоднородность амплитуды смещений в направлении перпендикулярной границе раздел слоев.

В данном разделе рассматривается влияние межслоевой клеевой прослойки на величину МЭ эффекта в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре с учетом неоднородности смещений и напряжений по толщине образца. Получены выражения для дисперсионного соотношения и частотной зависимости МЭ эффекта. Также показано, что в случае, когда толщина клея стремится к нулю, полученные выражения переходят в выражения для случая идеальной связи.

Рассматривается двухслойная структура, представляющая клеевое соединение магнитострикционного и пьезоэлектрического слоев в форме прямоугольной пластинки. Длина пластинки L много больше ее ширины W и толщины образца. Толщины магнитострикционного ${}^m t$, пьезоэлектрического ${}^p t$ и клеевого ${}^G t$ слоев будем считать конечными величинами. Надо отметить, что, толщина образца, как правило, намного меньше его длины. Система координат выбирается таким образом, чтобы начало совпадало с границей раздела клей-пьезоэлектрик, а ось Z была направлена вертикально вверх, перпендикулярно границе раздела между слоями.

Пьезоэлектрическая фаза предварительно поляризована по направлению оси Z . Рассматривается продольный эффект. В этом случае, магнитные поля (подмагничивающее H_b и переменное H) совпадают с направлением вектора поляризации P (рис. 4.1). Пластинка полагается узкой, и следовательно, в первом приближении можно считать, что отличными от нуля компонентами тензора напряжения будут только ${}^\alpha T_{xx}$ и ${}^\alpha T_{xz}$, где индекс α равен соответственно m для магнитострикционной, p для пьезоэлектрической и G для клеевой прослойки.

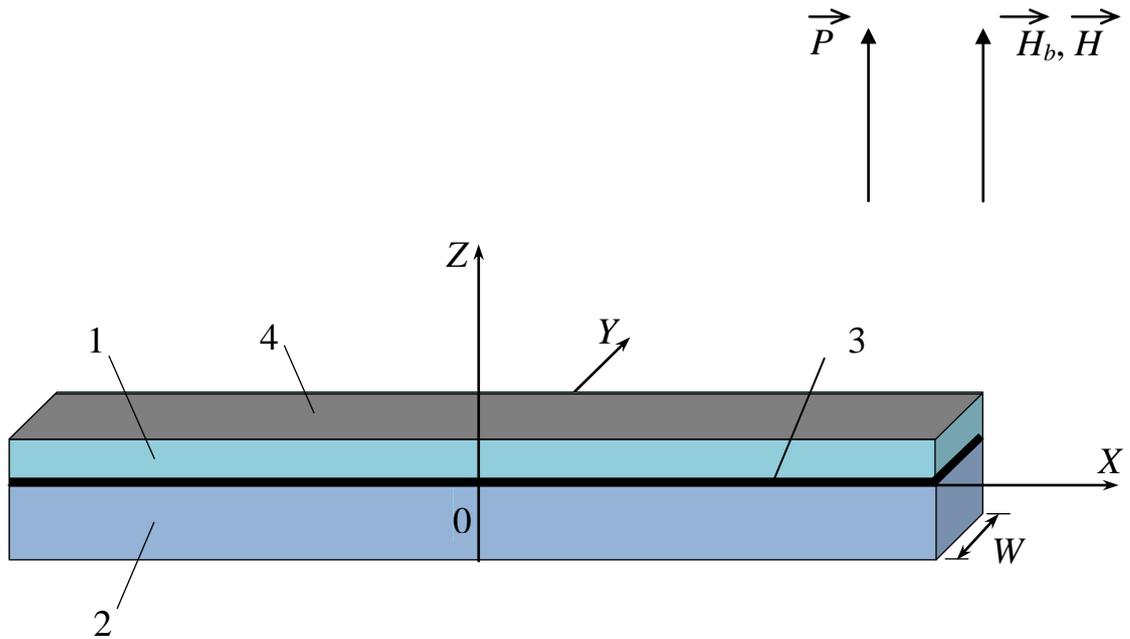


Рисунок 4.1: Схематичное изображение образца.

Продольная ориентация полей.

1 – магнитоэлектрический слой толщиной $m t$,

2 – пьезоэлектрический слой толщиной $p t$,

3 – клеевое соединение толщиной $G t$, 4 – омические контакты

Уравнение движения для x – проекции вектора смещения среды ${}^{\alpha} u_x$ запишем в виде:

$${}^{\alpha} \rho \frac{\partial^2 {}^{\alpha} u_x}{\partial t^2} = \frac{\partial {}^{\alpha} T_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial {}^{\alpha} T_{xz}}{\partial z}, \quad (4.1)$$

где ${}^{\alpha} \rho$ – плотность магнитоэлектрического, пьезоэлектрического и клеевого слоя, ${}^{\alpha} T_{xx}$ и ${}^{\alpha} T_{xz}$ – компоненты тензора напряжений.

Компоненты тензора деформаций ${}^{\alpha} S_{xx}$ и ${}^{\alpha} S_{xz}$ для каждого из подсистем и z -проекция вектора электрического смещения ${}^p D_z$ имеют следующий вид:

$${}^m S_{xx} = \frac{1}{mY} {}^m T_{xx} + {}^m q_{xx,z} {}^m H_z, \quad (4.2)$$

$${}^m S_{xz} = \frac{1}{mG} {}^m T_{xz}, \quad (4.3)$$

$${}^G S_{xx} = \frac{1}{GY} {}^G T_{xx}, \quad (4.4)$$

$${}^G S_{xz} = \frac{1}{GG} {}^G T_{xz}, \quad (4.5)$$

$${}^p S_{xx} = \frac{1}{pY} {}^p T_{xx} + {}^p d_{xx,z} {}^p E_z, \quad (4.6)$$

$${}^p S_{xz} = \frac{1}{pG} {}^p T_{xz}, \quad (4.7)$$

$${}^p D_z = {}^p \varepsilon_{zz} {}^p E_z + {}^p d_{xx,z} {}^p T_{xx}. \quad (4.8)$$

Здесь ${}^m q_{xx,z}$, ${}^p d_{xx,z}$ – пьезомагнитный и пьезоэлектрический тензор, ${}^p \varepsilon_{zz}$ – тензор диэлектрической проницаемости, ${}^\alpha Y, {}^\alpha G$ – модули Юнга и модули сдвига, ${}^p E_z, {}^m H_z$ – z - проекция вектора напряженности электрического и магнитного полей соответственно.

4.2 Влияние клеевого соединения на магнитоэлектрический эффект

Рассматривается МЭ эффект в магнитострикционно-пьезоэлектрической двухслойной структуре в форме пластинки с учетом клеевого соединения и неоднородности амплитуды смещений по толщине образца. Магнитоэлектрический эффект в образце обусловлен механическим взаимодействием магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз, которое происходит через клеевую прослойку. В такой структуре, МЭ эффект напрямую связан с распространением упругих колебаний, следовательно, надо отметить, что частотная зависимость определяется дисперсионным соотношением для данного типа взаимодействия.

Имеется неоднородность вдоль оси Z , и, следовательно, решение уравнения для вектора смещения среды представляется в виде плоских волн:

$${}^{\alpha}u(x, z) = {}^{\alpha}g(z) \left[{}^{\alpha}A \cos(\omega t - kx) + {}^{\alpha}B \sin(\omega t - kx) \right]. \quad (4.9)$$

Здесь ω – угловая частота, k – волновое число, ${}^{\alpha}A$ и ${}^{\alpha}B$ – постоянные интегрирования.

Подставляя выражение (4.9) в уравнение движения среды (4.1) получим уравнение для функции ${}^{\alpha}g(z)$. После преобразований, для уравнений функций, которые определяют изменение амплитуды колебаний запишутся следующие выражения:

$${}^m g''(z) + 2(1 + \nu) \left[\frac{\omega^2}{mV_L^2} - k^2 \right] {}^m g(z) = 0, \quad (4.10)$$

$${}^p g''(z) + 2(1 + \nu) \left[\frac{\omega^2}{pV_L^2} - k^2 \right] {}^p g(z) = 0, \quad (4.11)$$

$${}^G g''(z) + 2(1 + \nu) \left[\frac{\omega^2}{G V_L^2} - k^2 \right] {}^G g(z) = 0, \quad (4.12)$$

где введены обозначения $\frac{1}{\alpha V_L^2} = \frac{\rho}{\alpha Y}$, αV_L – скорости продольных волн в магнитострикционной, пьезоэлектрической и клеевой прослойке, ν – коэффициент Пуассона.

Совместное решение системы дифференциальных уравнений и граничные условия, позволяют найти дисперсионное соотношение для упругих волн, распространяющихся в структуре. На верхней и нижней поверхности структуры, в точках $z = -{}^p t$ и $z = {}^m t + {}^G t$, значения тензора напряжений равны нулю. На границах разделов, (феррит-клей, клей-пьезоэлектрик) амплитуда смещений сред одинаковы, а также, одинаковы касательные напряжения. Данные граничные условия приводят к системе уравнений, условие совместности которой дает дисперсионное соотношение в виде [143]:

$${}^m Y^m \chi \operatorname{th}({}^m \kappa) \left(1 - \operatorname{tg}({}^G \kappa) \operatorname{tg}({}^p \kappa) \frac{{}^p Y^p \chi}{{}^G Y^G \chi} \right) = {}^p Y^p \chi \operatorname{tg}({}^p \kappa) \left(1 + \frac{\operatorname{tg}({}^G \kappa) {}^G Y^G \chi}{{}^p Y^p \chi} \right). \quad (4.13)$$

Здесь $\alpha \kappa = \alpha \chi \alpha t$ – безразмерные переменные;

$${}^m \chi^2 = -2(1 + \nu) \left[\frac{\omega^2}{{}^m V_L^2} - k^2 \right], \quad {}^p \chi^2 = 2(1 + \nu) \left[\frac{\omega^2}{{}^p V_L^2} - k^2 \right],$$

$${}^G \chi^2 = 2(1 + \nu) \left[\frac{\omega^2}{{}^G V_L^2} - k^2 \right].$$

Надо отметить, что уравнение (4.13) в неявном виде представляет связь угловой частоты ω от волнового числа k в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре, учитывая клеевое соединение.

Условия механического равновесия на свободных боковых поверхностях образца, а именно, в точках $x = \mp L/2$, дают граничные условия:

$$\int_{-p_t}^0 {}^p T_{xx}(\pm L/2, z) dz + \int_0^{G_t} {}^G T_{xx}(\pm L/2, z) dz + \int_{G_t}^{m_t+G_t} {}^m T_{xx}(\pm L/2, z) dz = 0. \quad (4.14)$$

Для постоянных интегрирования A и B , используя (4.14), получим следующие выражения:

$$A = 0, \quad B = \frac{{}^m Y {}^m t {}^m q_{xx,z} \langle {}^m H_z \rangle + {}^p Y {}^p t {}^p d_{xx,z} \langle {}^p E_z \rangle}{k \cos(\kappa) \left({}^m Y {}^m t \frac{\text{th}({}^m \kappa)}{{}^m \kappa} C_m + {}^G Y {}^G t \frac{\sin({}^G \kappa)}{{}^G \kappa} C_G + {}^p Y {}^p t \frac{\text{tg}({}^p \kappa)}{{}^p \kappa} \right)}. \quad (4.15)$$

Здесь введен безразмерный параметр $\kappa = kL/2$ и обозначения:

$$C_m = \cos({}^G \kappa) \left(1 - \text{tg}({}^p \kappa) \text{tg}({}^G \kappa) \frac{{}^p Y {}^p \chi}{{}^G Y {}^G \chi} \right), \quad C_G = 1 - \text{tg}({}^p \kappa) \text{tg} \left(\frac{{}^G \kappa}{2} \right) \frac{{}^p Y {}^p \chi}{{}^G Y {}^G \chi}.$$

Используя граничные условия (4.14) и выражение (4.9), для смещений магнитострикционной и пьезоэлектрической подсистем получим выражения в следующем виде [144]:

$${}^m u_x = \left[\exp(-2{}^m \kappa - 2{}^m \chi {}^G t) \exp({}^m \chi z) + \exp(-{}^m \chi z) \right] B \sin(kx), \quad (4.16)$$

$${}^p u_x = \frac{\exp(-{}^m \chi {}^G t) (1 + \exp(-2{}^m \kappa))}{1 - \text{tg}{}^p \kappa \frac{{}^p Y {}^p \chi}{{}^G Y {}^G \chi} {}^G \kappa} \left[\cos({}^p \chi z) - \text{tg}({}^p \kappa) \sin({}^p \chi z) \right] B \sin(kx), \quad (4.17)$$

Выражая из (4.6) компоненту тензора напряжений через компоненту тензора деформации и подставляя в выражение (4.8), для уравнения нормальной компоненты вектора электрической индукции получим следующее:

$${}^p D_z = {}^p \varepsilon_{zz} \left(1 - \frac{{}^p Y ({}^p d_{xx,z})^2}{{}^p \varepsilon_{zz}} \right) {}^p E_z + {}^p Y {}^p d_{xx,z} \frac{\partial {}^p u_x}{\partial x}. \quad (4.18)$$

Напряженность электрического поля $\langle {}^p E_z \rangle$, индуцированного в пьезоэлектрике, получается с использованием условия разомкнутой цепи ($I=0$) и выражения (4.15) для постоянной интегрирования B в следующей форме:

$$\langle {}^p E_z \rangle = \frac{{}^p Y {}^p d_{xx,z} {}^m q_{xx,z} {}^m Y {}^m t \langle {}^m H_z \rangle}{{}^p \varepsilon_{zz} \Delta_a} \frac{{}^m Y {}^m t \operatorname{th}({}^m \kappa) C_m + {}^G Y {}^G t \frac{\sin({}^G \kappa)}{{}^G \kappa} C_G + {}^p Y {}^p t \frac{\operatorname{tg}({}^p \kappa)}{{}^p \kappa}}{\frac{\operatorname{tg}(\kappa)}{\kappa} \frac{\operatorname{tg}({}^p \kappa)}{{}^p \kappa}}, \quad (4.19)$$

где введено обозначение:

$$\Delta_a = 1 - K_p^2 \left(1 - \frac{{}^p Y {}^p t \frac{\operatorname{tg}(\kappa)}{\kappa} \frac{\operatorname{tg}({}^p \kappa)}{{}^p \kappa}}{{}^m Y {}^m t \frac{\operatorname{th}({}^m \kappa)}{{}^m \kappa} C_m + {}^G Y {}^G t \frac{\sin({}^G \kappa)}{{}^G \kappa} C_G + {}^p Y {}^p t \frac{\operatorname{tg}({}^p \kappa)}{{}^p \kappa}} \right).$$

Здесь $K_p^2 = \frac{{}^p Y ({}^p d_{xx,z})^2}{{}^p \varepsilon_{zz}}$ – квадрат коэффициента электромеханической связи.

Полагая, что все электрическое поле сосредоточено в пьезоэлектрике, поскольку проводимость магнитострикционной фазы гораздо больше проводимости пьезоэлектрика, возникающая разность потенциалов между электродами равна $U = \langle {}^p E_z \rangle {}^p t$ и тогда для среднего значения напряженности электрического поля в структуре имеет место выражение [145]:

$$\langle E \rangle = \langle {}^p E_z \rangle {}^p t / ({}^m t + {}^G t + {}^p t). \quad (4.20)$$

Используя определение для величины МЭ коэффициента по напряжению во втором и третьем разделе и уравнение (4.19) получим окончательно для МЭ коэффициента по напряжению выражение в следующей форме [145]:

$$\langle \alpha_E \rangle = \frac{{}^p Y {}^p d_{xx,z} {}^m q_{xx,z} {}^m Y {}^m t \operatorname{tg}(\kappa) / \kappa}{{}^p \varepsilon_{zz} \Delta_a} \frac{\operatorname{tg}({}^p \kappa)}{{}^p \kappa} \frac{{}^p t}{{}^m t + {}^G t + {}^p t}}{\frac{{}^m Y {}^m t \operatorname{th}({}^m \kappa) C_m + {}^G Y {}^G t \frac{\sin({}^G \kappa)}{{}^G \kappa} C_G + {}^p Y {}^p t \frac{\operatorname{tg}({}^p \kappa)}{{}^p \kappa}}{\frac{\operatorname{tg}(\kappa)}{\kappa} \frac{\operatorname{tg}({}^p \kappa)}{{}^p \kappa}}}. \quad (4.21)$$

Из выражения (4.21) следует, что частотная зависимость МЭ коэффициента обладает резонансным характером. На частотах, определяемых условием $\Delta_a = 0$, имеет место максимальное увеличение МЭ коэффициента. Величина МЭ коэффициента по напряжению одинаково зависит, как от

параметров, так и от геометрических и упругих свойств магнитострикционной, клеевой и пьезоэлектрической фаз.

В низкочастотной области спектра, когда параметр $\kappa \ll 1$, величина МЭ коэффициента не зависит от частоты и определяется выражением:

$$\langle \alpha_E^{low} \rangle = \frac{{}^p Y {}^p d_{xx,z} {}^m q_{xx,z}}{{}^p \varepsilon_{zz}} \frac{1}{1 - K_p^2 \left(1 - \frac{{}^p Y {}^p t}{{}^m Y {}^m t + {}^G Y {}^G t + {}^p Y {}^p t} \right)} \frac{{}^m Y {}^m t}{{}^m Y {}^m t + {}^G Y {}^G t + {}^p Y {}^p t}}{\frac{{}^p t}{{}^m t + {}^G t + {}^p t}}}. \quad (4.22)$$

Из этого уравнения легко видеть, что зависимость величины МЭ коэффициента от толщины пьезоэлектрика имеет максимум.

4.3 Обсуждение результатов. Сравнение с экспериментом

Из полученного уравнения (4.21) следует, что величина МЭ коэффициента по напряжению в магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре с учетом клеевого соединения прямо пропорциональна произведению пьезоэлектрического ${}^p d_{xx,z}$ и пьезомагнитного ${}^m q_{xx,z}$ модулей. Она одинаково зависит, как от параметров, так и от геометрических и упругих свойств магнитострикционной, клеевой и пьезоэлектрической фаз. Зависимость МЭ коэффициента по напряжению от толщины клеевого соединения имеет нелинейный характер. Из уравнения (4.21) также следует, что в случае, когда толщина клеевой прослойки стремится к нулю, уравнение для МЭ коэффициента переходит в уравнение (2.25), полученное во втором разделе для случая идеальной связи. Таким образом, полученное уравнение (4.21) для МЭ коэффициента по напряжению является более общим выражением, чем уравнения, полученные ранее.

Из уравнение (4.22) для низкочастотного значения МЭ коэффициента видно, что эта величина зависит от физических характеристик структуры, а именно, толщин магнитострикционного, пьезоэлектрического и клеевого слоя.

Надо также отметить, что резонансное увеличение МЭ коэффициента по напряжению наблюдается на частоте антирезонанса, когда параметр Δ_a равен нулю. Максимальное значение МЭ коэффициента существенно зависит от потерь в образце. Эти потери учитываются через коэффициент затухания. Величина коэффициент затухания определяется из экспериментальных результатов, по ширине резонансной линии [123].

Полученные выражения для смещений магнитострикционной и пьезоэлектрической сред (4.16) и (4.17) позволяют построить зависимость величины амплитуды смещений по толщине образца при разных толщинах клеевого слоя.

На рис. 4.2 и 4.3 представлены, рассчитанные с помощью уравнений (4.16) и (4.17), теоретические зависимости амплитуд смещений магнитострикционной и пьезоэлектрической подсистем. Выбрана двухслойная структура никель – цирконат-титанат свинца (Ni-PZT) в форме прямоугольной пластинки. Слоя структуры приклеены с помощью эпоксидного клея, толщина которой изменяются. Частота переменного магнитного поля $f = 300$ кГц.

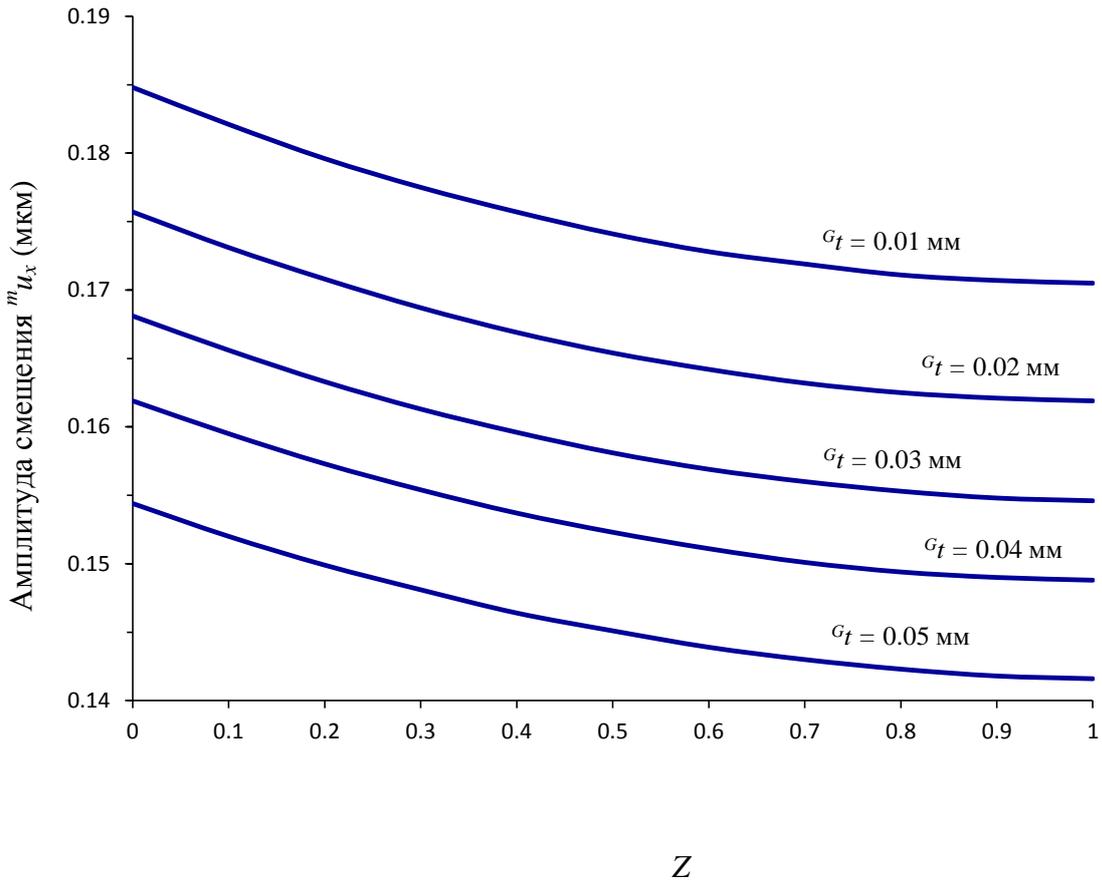


Рисунок 4.2: Зависимость амплитуды смещений среды в магнитострикционной фазе по толщине образца. Толщина магнитострикционного слоя 1 мм. Толщина клея меняется от 0.01 мм до 0.05 мм. Частота переменного магнитного поля $f = 300$ кГц.

Как следует из рис. 4.2, амплитуда смещений магнитострикционной фазы практически не изменяется по толщине магнитострикционного слоя. Это объясняется тем, что переменное магнитное поле возбуждает колебания

магнитострикционной подсистемы одновременно по всей толщине магнитострикционной фазы.

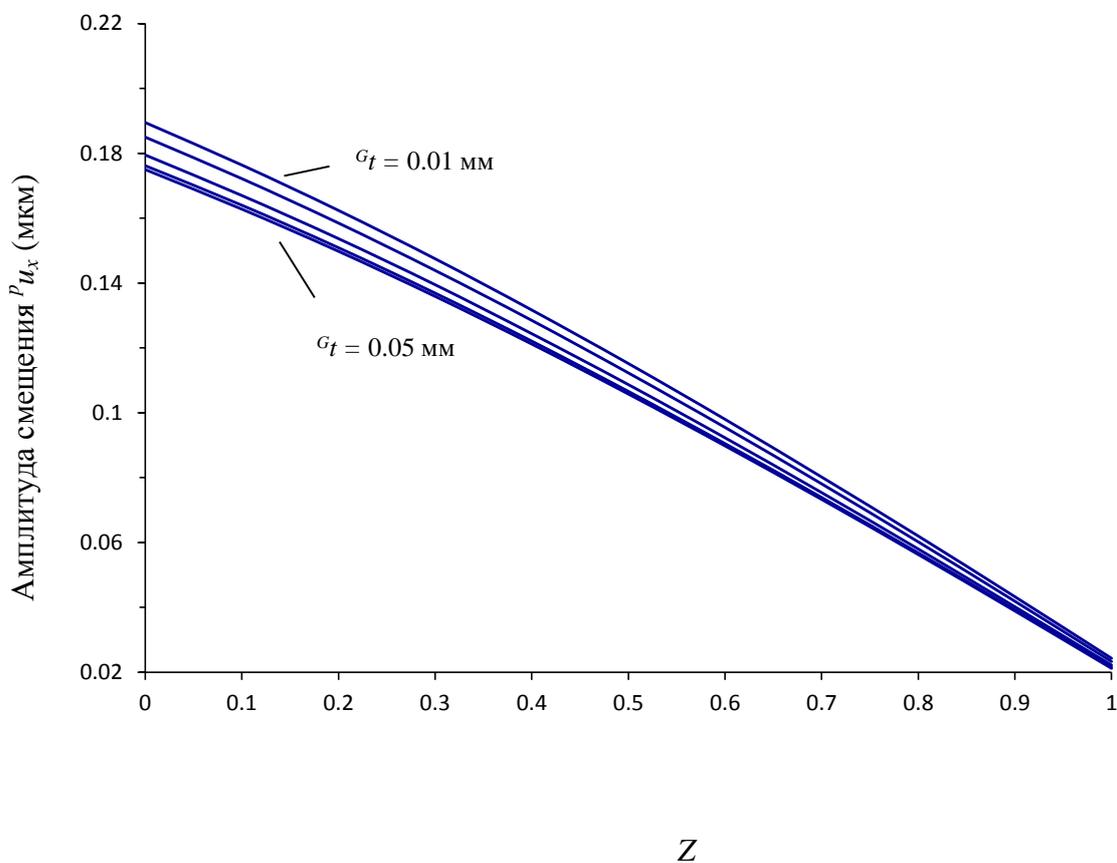


Рисунок 4.3: Зависимость амплитуды смещений среды в пьезоэлектрической фазе по толщине образца. Толщина пьезоэлектрического слоя 1 мм. Толщина клея меняется от 0.01 мм до 0.05 мм. Частота переменного магнитного поля $f = 300$ кГц.

Из рис 4.3 можно сказать, что в пьезоэлектрической подсистеме колебания возникают посредством сдвиговых деформаций переходящих из магнитострикционной фазы через границу раздела клей-пьезоэлектрик. Именно этим объясняется значительное уменьшение амплитуды колебаний с глубиной пьезоэлектрического слоя. Надо отметить также, что величина амплитуды смещения в магнитострикционной и пьезоэлектрической фазе уменьшается с увеличением толщины клеевого соединения.

Полученные теоретические результаты позволяют рассчитывать зависимость величины МЭ коэффициента по напряжению от толщины клеевого соединения, например, для магнитострикционно-пьезоэлектрической трехслойной структуры. Используя уравнения (4.21) и (4.22) можно построить зависимости величин МЭ коэффициента по напряжению от модуля Юнга клеевого соединения, что может быть полезным при выборе клеевого материала в фабрикациях образцов работающих на основе МЭ эффекта.

Перед тем, как провести измерения, образцы поляризовались в течение трех часов до температуры 420 К с последующим охлаждением до комнатной температуры в электрическом поле 5 кВ / мм приложенного перпендикулярно плоскости раздела слоев. Вначале исследовалась полевая зависимость низкочастотного МЭ эффекта при фиксированной величине амплитуды переменного магнитного поля равной 1 Э. Далее измерялась зависимость величины эффекта от напряженности подмагничивающего магнитного поля при постоянном электрическом поле. Затем, при напряженности поля подмагничивания, соответствующей максимальному значению эффекта, изучалась частотная зависимость МЭ эффекта в области электромеханического резонанса. Довольно хорошо выполнялось условие разомкнутой цепи [143]. Входное сопротивление (активное и емкостное) предусилителя и контактных проводов превысил сопротивление образца более чем в десять раз. Надо отметить, что в соответствии с теорией, на частоте антирезонанса наблюдалось максимальное увеличение МЭ коэффициента.

На рис. 4.4 представлены теоретические и экспериментальные результаты зависимости величины низкочастотного МЭ эффекта по напряжению от толщины клеевого соединения для трехслойной структуры пермендюр – цирконат-титанат свинца – пермендюр (Рс-PZT-Рс). Экспериментальные измерения проводились в "Институте технической акустики НАН Беларуси". Измерения проводил старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук Лалетин Владимир Михайлович.

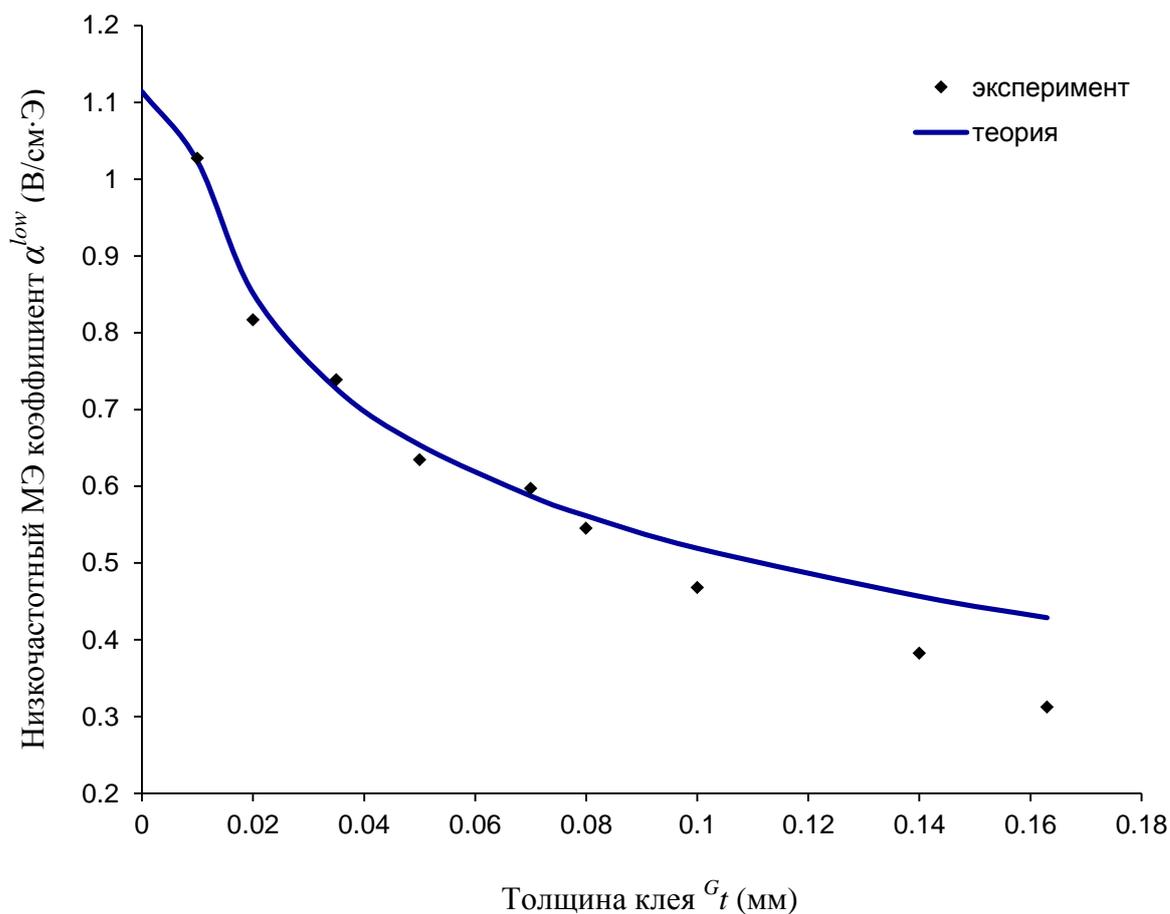


Рисунок 4.4: Зависимость величины низкочастотного МЭ коэффициента по напряжению от толщины клея в трехслойной структуре Ре-PZT-Ре. Пластины приклеены эпоксидным клеем.

Толщина эпоксидного клея меняется от 0.01 мм до 0.16 мм. В качестве магнитоотрицательной фазы применялся пермендюр – магнитный сплав, которая обладает большой магнитоотрицательностью. В качестве пьезоэлектрической пластинки была использована промышленная керамика ЦТС-42. Толщина слоев пьезоэлектрика и пермендюра составили соответственно 0.5 мм и 0.25 мм.

При теоретических расчетах использовались следующие параметры структуры: для пермендюра ${}^m Y = 181 \text{ ГПа}$, ${}^m \rho = 8100 \text{ кг/м}^3$, ${}^m q_{xx,z} = 1062 \cdot 10^{-12} \text{ м/А}$, для PZT ${}^p Y = 65 \text{ ГПа}$, ${}^p \rho = 7600 \text{ кг/м}^3$,

${}^p d_{xx,z} = -175 \cdot 10^{-12}$ м/В, ${}^p \varepsilon_{zz} / \varepsilon_0 = 1750$, параметр затухания определялся из ширины линии электромеханического резонанса.

Из рис 4.4 можно заметить, что теоретические расчеты хорошо согласуются с экспериментальными результатами. Значение величины МЭ коэффициента по напряжению уменьшается с увеличением толщины эпоксидного клея. Надо отметить, что при толщине клеевой прослойки 0.01 мм величина МЭ коэффициента по напряжению составляет 1.02 В/см·Э, или 92% от величины в структуре с идеальной связью.

На рис. 4.5 зависимость величины МЭ коэффициента по напряжению от модуля Юнга клея, соединяющая слои структуры пермендюр – цирконат-титанат свинца (Рс-PZT), где толщина слоев PZT, пермендюра и клея составили соответственно 0.5 мм, 0.25 мм и 0.01 мм.

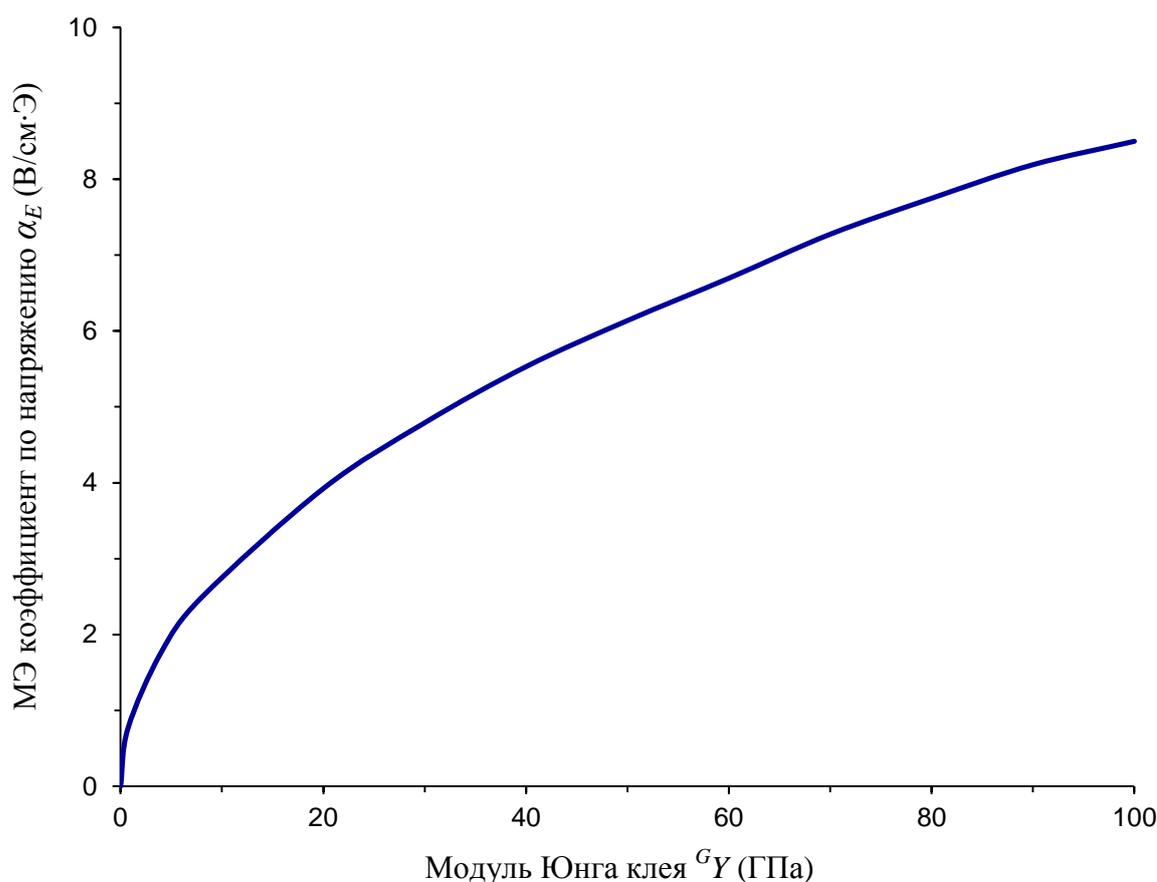


Рисунок 4.5: Зависимость величины МЭ коэффициента по напряжению от модуля Юнга клея. Толщина клея 0.01 мм

Из рис. 4.5 видно, что величина МЭ коэффициента по напряжению увеличивается с увеличением модуля Юнга клеевого материала. Скорость повышения величины МЭ коэффициента зависит от состава клея. Чем жестче связь между магнитострикционным и пьезоэлектрическим элементами, тем меньше потери при распространении деформаций. Также можно заметить, что величина МЭ эффекта стремится к нулю, когда модуль Юнга связующей фазы стремится к нулю. Это происходит из-за отсутствия прохождения механических деформаций от магнитострикционной фазы в пьезоэлектрическую фазу. Одним из причин уменьшения жесткости связи между слоями является повышение температуры в магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре, когда клей становится мягче. Подробные экспериментальные исследования зависимости МЭ эффекта от температуры в образце получены в работе [147].

4.4 Выводы по главе 4

Неоднородность структуры, связанная с наличием клеевой прослойки между магнитострикционным и пьезоэлектрическим слоем, приводит к неоднородному пространственному распределению деформаций и напряжений, обусловленной наличием границ разделов магнитострикционной, клеевой и пьезоэлектрической фаз. Показано, что учет межслоевого клеевого соединения в магнитострикционно-пьезоэлектрической двухслойной структуре приводит к изменению, как дисперсионного соотношения, так и величины МЭ коэффициента по напряжению в структуре. Надо отметить, что величина МЭ коэффициента по напряжению уменьшается с увеличением толщины клеевого соединения.

Как следует из уравнения (4.21), частотная зависимость МЭ коэффициента одинаково зависит, как от параметров, так и от геометрических и упругих свойств магнитострикционной, клеевой и пьезоэлектрической подсистем. Зависимость величины МЭ коэффициента по напряжению от модуля Юнга клея имеет нелинейный характер. Чем жестче связь между слоями, тем больше величина эффекта. Таким образом, полученное уравнение для МЭ коэффициента по напряжению более общее, чем уравнения, полученные ранее в других работах.

Надо отметить, что полученные выражения для дисперсионного соотношения и МЭ коэффициента по напряжению в предельном случае, когда толщина клея стремится к нулю, переходят в уравнения, полученные ранее для идеальной связи между слоями.

Амплитуды смещений в магнитострикционной и пьезоэлектрической подсистеме уменьшаются с увеличением толщины клеевого соединения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе проведено изучение МЭ эффекта слоистых структурах в области электромеханического резонансов. Впервые проведено последовательное теоретическое описание МЭ эффекта в слоистых образцах в области электромеханического резонанса с учетом неоднородностей распределения амплитуды колебаний по толщине, обусловленное наличием резкой границы раздела между фазами. Основные результаты диссертационной работы заключаются в следующем:

- Построена теоретическая модель МЭ эффекта в слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических материалах с учетом наличия границы раздела между слоями
- Показано, что на высоких частотах учет неоднородности деформаций по толщине образца приводит к значению МЭ коэффициента по напряжению значительно отличающийся от рассчитанного в предположении, что амплитуда смещений одинакова по толщине образца. Полученный результат величины МЭ коэффициента по напряжению, в предположении, что амплитуда смещений не меняется по толщине образца, дает заниженное значение.
- На основе совместного решения уравнения движения среды, эластодинамики и электростатики для магнитострикционной и пьезоэлектрической подсистем, с учетом граничных условий на границе раздела слоев, получено выражение для МЭ коэффициента по напряжению через параметры, которые характеризуют магнитострикционную и пьезоэлектрическую фазы

- Для клеевых структур учтено наличие межслоевого соединения. Получено выражение для МЭ коэффициента по напряжению, где наряду с параметрами, характеризующими магнитострикционную и пьезоэлектрическую фазы, входят параметры, характеризующие клеевое соединение. Показано, что резонансная частота слабо зависит от параметров клеевого соединения. Однако величина МЭ коэффициента по напряжению очень сильно уменьшается с увеличением толщины клея, что связано с ослаблением связи между магнитострикционным и пьезоэлектрическим слоями.

Автор выражает искреннюю благодарность научному руководителю д. ф.-м. н., проф. Д.А. Филиппову за ценные советы, полученные в ходе обсуждения постановки задачи и полученных результатов. Автор также благодарит к. ф.-м. н., старшего научного сотрудника НАН Беларуси В.М. Лалетина за предоставленные экспериментальные данные.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Dong S., Li J-F, and Viehland D. Vortex magnetic field sensor based on ring-type magnetoelectric laminate // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – Vol. 85. – P. 2307.
2. Bush A.A., Fetisov Y.K., Kamentsev K.K., Ostaschenko A.Y., Srinivasan G. Ferrite piezoelectric multilayers for magnetic field sensors// *IEEE Sensor Journal.* – 2006. – Vol. 6. – №4. – P. 935–938.
3. Пат. 2244318 Российская Федерация, МПК G01R33/02. Датчик магнитного поля / Бичурин М.И., Килиба Ю. В.; патентообладатель Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого. – № 2003118058/28, заявл. 16.06.2003; опубл. 10.01.2005.
4. Zhai J.Y., Xing Z.P., Dong S., Li J.F., Viehland D. Detection of pico-Tesla magnetic fields using magneto-electric sensors at room temperature // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – Vol 88. – P. 062510.
5. Филиппов Д.А., Галкина Т.А., Srinivasan G.. Инверсный магнитоэлектрический эффект в феррит-пьезоэлектрических структурах // *Письма в ЖТФ.* – 2010. – Т. 36. – В. 21. – С. 23–28.
6. Филиппов Д. А., Галкина Т.А., Лалетин В.М., Srinivasan G. Инверсный магнитоэлектрический эффект в дискообразных образцах из феррит-пьезоэлектрических композитов // *ФТТ.* – 2011. – Т. 53. – №9. – С. 1737–1742.
7. Туров Е.А. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. Феноменологическая теория спиновых волн в ферромагнетиках, антиферромагнетиках и слабых ферромагнетиках. М.: АН СССР. – 1963. – 223 с.
8. Harshe G., Dougherty J.O., Newnham R.E. Theoretical modelling of multilayer magnetoelectric composites // *Int. J. Appl. Electromagn. Mater.* – 1993. – Vol. 4. – P. 145–159.

9. Bichurin M.I., Petrov V.M. Srinivasan G. Theory of Magnetolectric Effects in Ferromagnetic Ferroelectric layer Composites // J. Appl. Phys. – 2002. – Vol. 92. – №12. – P. 7681–7683.
10. Osaretin I.A., Rojas R.G., Theoretical model for the magnetolectric effect in magnetostrictive/piezoelectric composites // Phys. Rev. B. – 2010. – Vol. 82. – P. 174415.
11. Филиппов Д.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в гетерогенных структурах на основе ферромагнетик-пьезоэлектрик // ФТТ. – 2005. – Т.47. – №6. – С. 1082–1084.
12. Chang C.M., Carman G.P. Analytically evaluating the properties and performance of layered magnetolectric composites // J. Intell. Mater. Syst. Struct. – 2008. – Vol.19. – P. 1271–1280.
13. Filippov D.A., Srinivasan G., Gupta A. Magnetolectric effects in ferromagnetic films on ferroelectric substrates // J. Phys.: Condens. Matter. – 2008. – Vol. 20. – P. 425206.
14. Бичурин М.И., Петров В.М., Аверкин С.В., Филиппов А.В. Электромеханический резонанс в магнитоэлектрических слоистых структурах // ФТТ. – 2010. – Т.52. – №10. – С. 1975–1980.
15. Wang Y., Hasanyan D., Li M., et al. Theoretical model for geometry-dependent magnetolectric effect in magnetostrictive/piezoelectric composites // J. Appl. Phys. – 2012. – Vol. 111. – P. 124513.
16. Hasanyan D., Wang Y., Gao J., et al. Modeling of resonant magneto-electric effect in a magnetostrictive and piezoelectric laminate composite structure coupled by a bonding material // J. Appl. Phys. – 2012. – V. 112. – P. 064109.
17. Rontgen W.C. Ueber die durch Bewegung eines im homogenen electrischen Felde befindlichen Dielectricums hervorgerufene electro-dynamische Kraft // Ann. Phys. – 1888. – Vol. 35. – P. 264–270.

18. Curie P. Sur la symétrie dans les phénomènes physiques, symétrie d'un champ électrique et d'un champ magnétique // J. Phys. 3 (Ser. III). – 1894. – P. 393–415.
19. Wilson H.A. On the Electric Effect of Rotating a Dielectric in a Magnetic Field // Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A. – 1905. – Vol. 204. – P. 121–137.
20. Debye P. Bemerkung zu einigen neuen Versuchen über einen magneto-elektrischen Richteffect. // Z.Phys. – 1926. – Vol. 35. – P. 300–301.
21. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: ГИФМЛ. – 1959. – 532 с.
22. Дзялошинский И.Б. К вопросу о магнитоэлектрическом эффекте в антиферромагнетиках // ЖЭТФ. – 1959. – Т. 37. – С. 881–882.
23. Астров Д.Н. Магнитоэлектрический эффект в окиси хрома // ЖЭТФ. – 1961. – Т. 40. – С. 1035–1041.
24. Folen V.J., Rado G.T., Stalder E.W. Anisotropy of the magnetoelectric effect in Cr₂O₃ // Phys. Rev. Lett. – 1961. – Vol. 6. – №11. – P. 607–608.
25. Государственный реестр открытий СССР [Электронный ресурс] // URL: <http://ross-nauka.narod.ru/06/06-123.html>.
26. Eerenstein W., Mathur N.D., Scott J.F. Multiferroic and magnetoelectric materials // Nature. – 2006. – Vol. 442. – P. 759–765.
27. Смоленский Г.А., Чупис И.Е. Сегнетомагнетики. УФН 137. – 1982. – С. 415–448.
28. Magnetoelectric interaction phenomena in crystals / Eds. Freeman A.I., Schmid H. – London, N.-Y., Paris: Gordon and Breach. – 1975. – 228 p.
29. Веневцев Ю.Н., Гагулин В.В., Любимов В.Н. Сегнетомагнетики. – М.: Наука. – 1982. – 224 с.

30. Звездин А.К., Пятаков А.П. Фазовые переходы и гигантский магнитоэлектрический эффект в мультиферроиках // УФН. – 2004. – Т. 174. – № 4. – С. 465–470.
31. Попов Ю.Ф., Пятаков А.П., Кадомцева А.М., Воробьев Г.П., Звездин А.К., Мухин А.А., Иванов В.Ю. Особенности магнитных, магнитоэлектрических и магнитоупругих свойств мультиферроика ферробората самария $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ // ЖЭТФ. – 2010. – Т. 138/ – Вып. 2. – С. 226–230.
32. Pyatakov A.P., Kadomtseva A.M., Vorob'ev G.P., Popov Yu.F., Krotov S.S., Zvezdin A.K., Lukina M.M. Nature of unusual spontaneous and field induced phase transitions in multiferroics RMn_2O_5 // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2009. – Vol. 321. – P. 858–860.
33. Пятаков А.П., Звездин А.К. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики // УФН. – 2012. – Т. 182. – С. 593–620.
34. Гуревич Л.Э., Филиппов Д.А. Нелинейный магнитоэлектрический эффект // ФТТ. – 1987. – Т. 29. – №11. – С. 3446–3448.
35. Кричевцов Б.Б., Писарев Р.В., Селицкий А.Г. Электромагнитооптический эффект в феррите-гранате иттрия $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ // Письма в ЖЭТФ. – 1985. – Т. 41. – № 6. – С. 259–261.
36. Rado G.T. Statistical Theory of Magnetoelectric Effect in Antiferromagnetics // Phys. Rev. – 1962. – Vol. 128. – P. 2546–2529.
37. Rado G.T. Mechanism of the magnetoelectric effect in antiferromagnetic // Phys. Rev. Lett. – 1961. – Vol. 6. – №11. – P. 609–610.
38. Alexander S., Shtrikman S. On the Origin of Axial Magnetoelectric Effect on Cr_2O_3 // Sol. State. Comm. – 1966. – Vol. 4. – P. 115–125.
39. Asher E. The interaction between magnetization and polarization: Phenomenological symmetry consideration. // J. Phys. Soc. Jap. – 1969. – Vol. 28. – P. 7–16.

40. White R.L. Microscopic Origins of Piezomagnetism and Magnetoelectricity // Magnetoelectric interaction phenomena in crystals / Eds. Freeman A.I., Schmid H. - London, N.-Y., Paris: Gordon and Breach. – 1975. – P. 4–43.
41. Rado G.T. Present status of the theory of magnetoelectric effect // Magnetoelectric interaction phenomena in crystals / Eds. Freeman A.I., Schmid H. – London, N.-Y., Paris: Gordon and Breach. – 1975. – P. 3–16.
42. Гуревич Л.Э., Филиппов Д.А. К теории линейного магнитоэлектрического эффекта в антиферромагнетиках // ФТТ. – 1986 – Т. 28. – №9. – С. 2696–2699.
43. Гуревич Л.Э., Филиппов Д.А. Нелинейный магнитоэлектрический эффект // ФТТ. – 1987. – Т. 29. – №11. – С. 3446–3448.
44. Bichurin M.I., Filippov D.A. The microscopic mechanism of the magnetoelectric effect in the microwave range // Ferroelectric. – 1997. – Vol. 204. – №1-4. – P. 225–232.
45. Antonenkov O.V., Nikiforov I.S., Filippov D.A. The theory of resonance magnetoelectric effect in Cr_2O_3 on the basis of the one-ion model // Ferroelectrics. – 2002. – Vol. 279. – С. 57–65.
46. Никифоров И.С., Филиппов Д.А. Резонансный магнитоэлектрический эффект в борате железа // Перспективные материалы. – 2004. – №1. – С. 5–11.
47. Filippov D.A., Nikiforov I.S. Calculation of states of an ion Fe^{3+} in crystal FeBO_3 // International Journal of Quantum Chemistry. – 2004. – Vol. 100. – №1. – P. 13–15.
48. Бичурин М.И., Петров В.М., Фомич Н.Н., Яковлев Ю.М. Магнитоэлектрические материалы. Физические свойства на сверхвысоких частотах: обзоры по электронной технике. Сер. 6. – 1985. – Вып. 2 (1113). – С. 1–80.

49. Бичурин М.И. и др. Магнитоэлектрические материалы: особенности технологии и перспективы применения // Сегнетомагнитные вещества. – М.: Наука. – 1990. – С. 118–133.
50. Nan C.W., Bichurin M.I., Dong S., Viehland D., Srinivasan G. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions // J. Appl. Phys. – 2008 – Vol. 103. – P. 031101.
51. Кричевцов Б.Б., Павлов В.В., Писарев Р.В. Невзаимные оптические явления в антиферромагнетике Cr_2O_3 в электрических и магнитных полях // ЖЭТФ. – 1988. – Т. 94. – Вып 2. – С. 284–295.
52. Бичурин М.И., Петров В.М. Влияние электрического поля на спектр антиферромагнитного резонанса в борате железа // ФТТ. – 1987. – Т. 29. – №8. – С. 2509–2510.
53. Тарасенко С.В. Влияние электрического поля на структуру магنونного спектра ограниченного магнитодиэлектрика // ФТТ. – 2002. – Т. 44. – №5. – С. 872–880.
54. Кричевцов Б.Б. Невзаимное преломление света в борацитах $R_3B_7O_{13}X$ ($R=Co, Cu, Ni, X=I, Br$) // ФТТ. – 2001. – Т. 43. – №1. – С. 75–79.
55. Chougule P.K., Kolekar Y.D., Bhosale C.H. Linear and quadratic magnetoelectric effect in CNMFO:PZT magnetoelectric composite // Journal of Materials Science: Materials in Electronics. – 2013. – Vol. 24. – №10. – P. 3856–3861.
56. Бучельников В.Д., Шавров В.Г. Новые типы поверхностных волн в антиферромагнетиках с магнитоэлектрическим эффектом // ЖЭТФ. – 1996. – Т. 109. – № 2. – С. 706–716.
57. Бучельников В.Д., Романов В.С., Шавров В.Г. Осциллирующие поляритоны в антиферромагнетиках с магнитоэлектрическим эффектом // РЭ. – 1998. – Т. 43. – №1. – С. 85–89.

58. Buchelnikov V.D., Romanov V.S., Shavrov V.G. New types of surface waves in antiferromagnetics with magnetoelectrical effect // *Ferroelectrics*. – 1997. – Vol. 204. – P. 247–260.
59. Shavrov V.G., Tarasenko S.V. New mechanism of a surface magnetic polaritons formation in magnet with the linear magnetoelectric effect // *Ferroelectrics*. – 2002. – Vol. 279. – P. 3–17.
60. Туров Е.А. Может ли сосуществовать в антиферромагнетиках магнитоэлектрический эффект со слабым ферромагнетизмом и пьезомагнетизмом // *УФН*. – 1994. – Т. 164. – № 3. – С. 325–332.
61. Rado G.T., Ferrari J.M., Maisch W.G. Magnetoelectric susceptibility and magnetic symmetry of magnetoelectrically annealed TbPO_4 // *Phys. Rev. B*. – 1984. – Vol. 29. – P. 4041–4048.
62. Nénert G., Palstra T.T.M., Magnetic and magnetoelectric properties of $\text{Ho}_2\text{BaNiO}_5$ // *Phys. Rev. B*. – 2007. – Vol. 76. – P. 024415.
63. Gehring G.A. On the microscopic theory of the magnetoelectric effect // *Ferroelectrics*. – 1994. – Vol. 161. – P. 275–285.
64. Van Suchtelen J. Product properties: A New Application of Composite Materials // *Philips Res. Rep.* – 1972. – Vol. 27. – P. 28–37.
65. Van Suchtelen J. Non structural Application of Composite Materials // *Ann. Chem. Fr.* – 1980. – Vol. 5. – P. 139–145.
66. Van den Boomgaard J. et al. An In Situ Grown Eutectic Magnetoelectric Composite Materials: Part I // *J. Mater. Sci.* – 1974. – Vol. 9. – P. 1705–1710.
67. Van Run A.M.J.G et al. An In Situ Grown Eutectic Magnetoelectric Composite Materials: Part II // *J. Mater. Sci.* – 1974. – Vol. 9. – P. 1710–1715.

68. Van den Boomgaard J., van Run A.M.J.G., van Suchtelen J. Magnetolectricity in Piezoelectric-magnetostrictive Composites // *Ferroelectrics*. – 1976. – Vol. 10. – P. 295–299.
69. Van den Boomgaard J., Born R.A.J. Sintered Magnetolectric Composite Material BaTiO₃Ni(Co, Mn)Fe₂O₄ // *J. Mater. Sci.* – 1978. – Vol. 13. – P. 1538–1539.
70. Bunget I., Raetchi V. Magnetolectric Effect in the Heterogeneous System NiZn Ferrite – PZT Ceramic // *Phys. Stat. Sol.* – 1981. – Vol. 63. – P. 55.
71. Каменщиков М.В., Солнышкин А.В., Богомолов А.А., Пронин И.П. Проводимость и вольт-амперные характеристики тонкопленочных гетероструктур на основе ЦТС // *ФТТ*. – 2011. – Т. 53. – № 10. – С. 1975–1979.
72. Карпенков Д.Ю., Богомолов А.А., Солнышкин А.В., Головнин В.А., Карпенков А.Ю., Пастушенков Ю.Г. Магнитоэлектрический эффект в толстопленочных гетероструктурах из ЦТС и Ni-Zn-ферритов // *Неорганические материалы*. – 2011. – Т. 47. – № 11. – С. 1396–1401.
73. Богомолов А.А., Солнышкин А.В., Калгин А.В., Горшков А.Г., Гриднев С.А. Пироэлектрический эффект в магнитоэлектрических композитах 0.8 PZT–0.2 MZF и 0.8 PZT–0.2 NZF // *Изв. РАН. Сер. физ.* – 2011. – Т. 75. – № 10. – С. 1452–1455.
74. Zhan Shi, Nan C.-W., Liu J.M., Filippov D.A., Bichurin M.I. Influence of mechanical boundary conditions and microstructural features on magnetolectric behavior in a three-phase multiferroic particulate composite // *Phys. Rev. B*. – 2004. – Vol. 70. – P. 134417.
75. 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 (дата обращения: 09.06.2015).

76. Bunget I., Raetchi V. Dynamic Magnetolectric Effect in the Composite System of NiZn Ferrite and PZT Ceramics // Rev. Roum. Phys. – 1982. – Vol. 27. – P. 401–404.
77. Srinivasan G., Rasmussen E.T., Gallegos J., Srinivasan G., Bokhan Y.I., Laletin V.M. Magnetolectric bilayer and multilayer structures of magnetostrictive and piezoelectric oxides // Phys. Rev. B. – 2001 – Vol. 64 – P. 214408.
78. Boomgaard van den J., Born R.A.J. A sintered magnetolectric composite material BaTiO –Ni(Co; Mn)Fe₂O₄ // J. Mater. Sci. – 1978. – Vol. 13. – P. 1538–1548.
79. Ryu J., Vazquez A., Uchino K., Kim H. Piezoelectric and Magnetolectric Properties of Lead Zirconate Titanate/Ni-Ferrite Particulate Composites // J. of Electroceramics. – 2001. – Vol. 7. – №1. – P.17–24.
80. Ryu J., Priya S., Uchino K., Kim H.E. Magnetolectric Effect in Composites of Magnetostrictive and Piezoelectric Materials // J. of Electroceramics. – 2002 – Vol. 8. – P. 107–119.
81. Ryu J., Carazo A.V., Uchino K., Kim H. Magnetolectric Properties in Piezoelectric and Magnetostrictive Laminate Composites // Jpn. J. Appl. Phys. – 2001. – Vol. 40. – №8. – P. 4948–4951.
82. Zhai J., Xing Z., Dong S., Li J., Viehland D. Magnetolectric Laminate Composites: An Overview // Journal of the American Ceramic Society. – 2008. – Vol. 91. – P. 351–358.
83. Бичурин М.И., Филиппов Д.А., Петров В.М., Srinivasan G. Магнито - пьезоэлектрический и электро - пьезомагнитный эффекты в композиционных материалах // Физика электронных материалов:

Материалы международной конференции 1-4 октября 2002 года, Калуга, Россия – С. 309.

84. 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. – Vol. 68. – P. 132408.
85. 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.
86. Филиппов Д.А., Бичурин М.И., Петров В.М., Лалетин В.М., Srinivasan G. Резонансное усиление магнитоэлектрического эффекта в композиционных феррит-пьезоэлектрических материалах // *ФТТ.* – 2004. – Т. 46. – №9. – С. 1621–1627.
87. Srinivasan G., De Vreugd C.P., Laletin V.M., Paddubnaya N., Bichurin M.I., Petrov V.M., Filippov D.A. Resonant magnetoelectric coupling in trilayers of ferromagnetic alloys and piezoelectric lead zirconate titanate: The influence of bias magnetic field // *Phys. Rev. B.* – 2005. – Vol. 71. – P. 184423.
88. Филиппов Д.А. Магнитоэлектрический эффект в широкой пластинке из гомогенного феррит-пьезоэлектрического композита // *ФММ.* – 2005. – Т. 99. – № 6. – С. 1–5.
89. Филиппов Д.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в гибридных феррит-пьезоэлектрических композиционных материалах // *Письма в ЖТФ.* – 2004. – Т. 30. – № 9. – С. 6–11.
90. Filippov D.A., Bichurin M.I., Petrov V.M., Laletin V.M., Paddubnaya N.N., Srinivasan G. Electromechanical resonance in multilayer and bulk

- magnetolectric composites // Kluwer Series on NATO Advanced Research Workshop, MEIPIC-5, Sudak, Ukraine. – 2004. – P. 71–79.
91. Filippov D.A., Bichurin M. I., Nan C. W. , Liu J. M. Magnetolectric effect in hybrid magnetostrictive-piezoelectric composites in the electromechanical resonance region // J. Appl. Phys. – 2005. – Vol. 97. – P. 113910.
 92. Филиппов Д.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в двухслойных ферромагнет–пъезоэлектрических структурах // Письма в ЖТФ. – 2004. – Т. 30. – №23. – С. 24–31.
 93. Филиппов Д.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в гетерогенных структурах на основе ферромагнетик-пъезоэлектрик // ФТТ. – 2005. – Т. 47. – №6. – С. 1082–1084.
 94. Chang C.M., Carman G.P. Analytically evaluating the properties and performance of layered magnetolectric composites // J. Intell. Mater. Syst. Struct. – 2008. – Vol.19. – P. 1271–1280.
 95. Filippov D.A., Srinivasan G., Gupta A. Magnetolectric effects in ferromagnetic films on ferroelectric substrates // J. Phys.: Condens. Matter. – 2008. – Vol. 20. – P. 425206.
 96. Бичурин М.И., Петров В.М., Аверкин С.В., Филиппов А.В. Электромеханический резонанс в магнитоэлектрических слоистых структурах // ФТТ. – 2010. – Т. 52. – №10. – С. 1975–1980.
 97. Wang Y., Hasanyan D., Li M., et al. Theoretical model for geometry-dependent magnetolectric effect in magnetostrictive/piezoelectric composites // J. Appl. Phys. – 2012. – Vol. 111. – P. 124513.
 98. Hasanyan D., Wang Y., Gao J., et al. Modeling of resonant magneto-lectric effect in a magnetostrictive and piezoelectric laminate composite structure coupled by a bonding material // J. Appl. Phys. – 2012. – Vol. 112. – P. 064109.

99. Радченко Г.С. Резонансное усиление пьезоэлектрических, диэлектрических и магнитных констант неоднородных мультиферроиков в переменном электрическом поле // Письма в ЖТФ. – 2008. – Т. 34. – Вып. 22. – С. 14–20.
100. Радченко Г.С., Турик А.В. Гигантский пьезоэлектрический эффект в слоистых композитах сегнетоэлектрик – полимер // ФТТ. – 2003. – Т. 45. – Вып. 9. – С. 1676–1679.
101. Zhai J., Li J., Viehland D., Bichurin M.I. Large magnetoelectric susceptibility: The fundamental property of piezoelectric and magnetostrictive laminated composites // J. Appl. Phys. – 2007. – Vol. 101. – P. 014102.
102. O'Dell T.H. The electrodynamics of magnetoelectric media. Amsterdam: North-Holland Publ. Company. – 1970. – 304 p.
103. Srinivasan G., Fetisov Y.K. Microwave Magnetoelectric Effects and Signal Processing Devices // Integrated Ferroelectrics. – 2006. – Vol. 83 – P. 89–98.
104. Антоненков О.В., Филиппов Д.А. Магнитоэлектрический СВЧ аттенюатор, управляемый электрическим полем // ПЖТФ. – 2007. – Т. 33 – Вып. 17. – С. 77–82.
105. Tatarenko A.S., Srinivasan G., Filippov D.A. Magnetoelectric microwave attenuator // Electronics Letters. – 2007. – Vol. 43. – P. 674–675.
106. Israel C., Mathur N.D., and Scott J.F. A one-cent room-temperature magnetoelectric sensor // Nature Mater. – 2008. – Vol.7. – P. 93.
107. Israel C., Kar-Narayan S., and Mathur N. D.. Converse magnetoelectric coupling in multilayer capacitors // Appl. Phys. Lett. – 2008. – Vol. 93. – P. 173501.
108. Vopsaroiu M., Blackburn J., Cain M.G. A new magnetic recording read head technology based on the magneto-electric effect // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2007. – Vol. 40. – P. 5027.

109. Zhou Y., Apo D.J., Priya S. Dual-phase self-biased magnetoelectric energy harvester // *Appl. Phys. Lett.* – 2013. – Vol. 103. – №19. – P. 192909.
110. Филиппов Д.А., Лалетин В.М., Srinivasan G. Низкочастотный и резонансный магнитоэлектрические эффекты в объемных композиционных структурах феррит никеля – цирконат-титанат свинца // *Журнал технической физики.* – 2012. – Т. 82. – Вып.1. – С. 47–51.
111. Harshe G., Dougherty J. P., Newnham R. E. Theoretical modelling of 3-0 0-3 magnetoelectric composites // *Int. J. Appl. Electromagn. Mater.* – 1993. – Vol. 4. – P. 161–171.
112. 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. – Vol. 79. – P. 1655–1660.
113. Bichurin M.I., Petrov V.M. and Srinivasan G. Modeling of magnetoelectric effect in ferromagnetic/piezoelectric multilayer composites // *Ferroelectrics.* – 2002. – Vol. 280. – P. 165–176.
114. Bichurin M.I., Petrov V.M., Srinivasan G. Theory of low-frequency magnetoelectric coupling in magnetostrictive-piezoelectric bilayers // *Phys. Rev. B.* – 2003. – Vol. 68. – P. 054402.
115. Петров В.М., Бичурин М.И., Татаренко А.С., Сринивасан Г. Эффективные параметры двухслойного феррит-пьезоэлектрического композита // *Вестник НовГУ: сер. Технические науки.* – 2003. – №23. – С. 20–23.
116. Бичурин М.И., Петров В.М., Филиппов Д.А., Сринивасан Г., Лалетин В. М. Магнитоэлектрические композиционные материалы на основе феррит-пьезоэлектриков // *Перспективные материалы.* – 2004. – №6. – С. 5–12.

117. Филиппов Д.А., Фирсова Т.О. Магнитоэлектрический эффект в феррит - пьезоэлектрических нанопленочных структурах // Вестник НовГУ. – 2010. – №55. – С. 47.
118. Филиппов Д.А. Магнитоэлектрический эффект в тонкопленочных магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах, выращенных на подложке // ФТТ. – 2012. – Т. 54. – №6. – С. 1112–1115.
119. Galichyan T.A., Firsova T.O. Propagation of elastic waves in bilayer ferrite-piezoelectric structure // Journal of Physics: Conference Series. – 2013. – Vol. 461. – P. 012016.
120. Филиппов Д.А., Галичян Т.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в двухслойных магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах с учетом неоднородности деформаций по толщине образца // Вестник НовГУ. – 2014. – №80. – С. 73–77.
121. Филиппов Д.А., Лалетин В.М., Galichyan T.A. Теория магнитоэлектрического эффекта в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре // ФТТ. – 2013. – Т. 55. – №9. – С. 1728–1733.
122. Филиппов Д.А., Галичян Т.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2013. – Т. 56. – № 6. – С. 74–79.
123. Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. Перевод с англ. под ред. И.Г. Михайлова и В.В. Леманова. – М.: Мир. – 1972. – 307 с.
124. Galichyan T.A., Filippov D.A. Dependence of the oscillations amplitude on the thickness of magnetostrictive-piezoelectric bilayer structure in the theory of magnetoelectric effect // Journal of Physics: Conference Series. – 2014. – Vol. 541. – P. 012103.

125. Бичурин М.И., Петров В.М., Филиппов Д.А., Сринивасан Г., Нан С.В. Магнитоэлектрические материалы / М.: Изд-во «Академия естествознания». – 2006. – 296 с.
126. Filippov D.A., Galichyan T.A., Laletin V.M. Magnetolectric effect in bilayer magnetostrictive-piezoelectric structure. Theory and experiment // Applied Physics A. – 2013. – Vol. 115. – № 3. – P. 1087–1091.
127. Wang Y., Gray D., Berry D., Gao J., Li M., Li J., Viehland D. An extremely low equivalent magnetic noise magnetolectric sensor // Adv. Mater. – 2011. – Vol. 23. – P. 4111–4114.
128. Li M., Hasanyan D., Wang Y., Gao J., Li J., Viehland D. Theoretical modelling of magnetolectric effects in multi-push–pull mode Metglas/piezo-fibre laminates // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2012. – Vol. 45. – P. 355002.
129. Filippov D.A., Laletsin U., Srinivasan G. Resonance magnetolectric effects in magnetostrictive-piezoelectric three-layer structures // J. of Appl. Phys. – 2007. – Vol. 102. – P. 093901.
130. Гриднев С.А., Калинин Ю.Е., Калгин А.В., Григорьев Е.С. Прямой магнитоэлектрический эффект в трехслойных композитах $\text{Fe}_{0.45}\text{Co}_{0.45}\text{Zr}_{0.1}\text{-PbZr}_{0.53}\text{Ti}_{0.47}\text{O}_3\text{-Fe}_{0.45}\text{Co}_{0.45}\text{Zr}_{0.1}$ // ФТТ. – 2015. – Т. 57. – № 7. – С. 1349–1353.
131. Филиппов Д.А., Галичян Т.А. Магнитоэлектрический эффект в трехслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре // Перспективные материалы. – 2013. – №12. – С. 5–10.
132. Laletsin U., Padubnaya N., Srinivasan G., DeVreugd C.P. Frequency dependence of magnetolectric interactions in layered structures of ferromagnetic alloys and piezoelectric oxides // Appl. Phys. A. – 2004. – Vol. 78. – №1. – P. 33–36.
133. Dong S., Li J. F., Viehland D. Ultrahigh magnetic field sensitivity in laminates of TERFENOL-D and $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-PbTiO}_3$ crystals // Appl. Phys. Lett. – 2003. – Vol. 83. – №11. – P. 2265–2267.

134. Srinivasan G., Hayes R., DeVreugd C.P., Laletsin V.M., Paddubnaya N. Dynamic magnetoelectric effects in bulk and layered composites of cobalt zinc ferrite and lead zirconate titanate // *Appl. Phys. A.* – 2005. – Vol. 80. – №4. – P. 891–897.
135. Srinivasan G., Rasmussen E.T., Gallegos J., Srinivasan R., Bokhan Yu.I., Laletin V.M. Novel Magnetoelectric Bilayer and Multilayer Structures of Magnetostrictive and Piezoelectric Oxides // *Phys. Rev. B.* – 2001. – Vol. 64. – P. 214408.
136. Park C.-S., Priya S. Cofired magnetoelectric laminate composites // *Journal of the American Ceramic Society.* – 2011. – Vol. 94. – №4. – P. 1087–1095.
137. Yan Y., Zhou Y., Priya S. Giant self-biased magnetoelectric coupling in co-fired textured layered composites // *Applied Physics Letters.* – 2013. – Vol. 102. – №5. – P. 052907.
138. Dong S., Zhai J., Wang N., Bai F., Li J., Viehland D., Lograsso T.A. Fe–Ga/Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O₃–PbTiO₃ magnetoelectric laminate composites // *Applied Physics Letters.* – 2005. – Vol. 87. – P. 222504.
139. Zhai J., Dong S., Xing Z., Li J., Viehland D. Giant magnetoelectric effect in Metglas/polyvinylidene-fluoride laminates // *Applied Physics Letters.* – 2006. – Vol. 89. – P. 083507.
140. Dong S., Li J. F., Viehland D., Cheng J., Cross L.E. A strong magnetoelectric voltage gain effect in magnetostrictive-piezoelectric composite // *Applied Physics Letters.* – 2004. – Vol. 85. – №16. – P. 3534–3536.
141. Филиппов Д.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в двухслойных структурах на основе ферромагнетик- пьезоэлектрик // *Известия вузов. Физика.* – 2004. – №12. – С. 3–6.
142. Лалетин В.М., Поддубная Н.Н. Электрическое и магнитное взаимодействие в двухкомпонентной структуре пермендюр –

- цирконат-титанат свинца // *Материалы, технологии, инструменты*. – 2008. – Т. 13. – №4. – С. 24-27.
143. Filippov D.A., Galichyan T.A., Laletin V.M. Influence of an interlayer bonding on the magnetoelectric effect in the layered magnetostrictive-piezoelectric structure // *Appl. Phys. A*. – 2014. – Vol. 116. – P. 2167–2171.
144. Галичян Т.А. Влияние клеевой прослойки на магнитоэлектрический эффект в магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах // *Современные проблемы науки и образования*. – 2014. – №6, URL: www.science-education.ru/120-15436.
145. Филиппов Д.А., Галичян Т.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в двухслойных магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах с учетом неоднородности деформаций по толщине образца // *Вестник НовГУ*. – 2014. – №80. – С. 73–77.
146. Galichyan T.A., Filippov D.A. Dependence of the oscillations amplitude on the thickness of magnetostrictive-piezoelectric bilayer structure in the theory of magnetoelectric effect // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2014. – Vol. 541. – P. 012103.
147. Бурдин Д.А., Фетисов Ю.К., Чашин Д.В., Экономов Н.А. Температурные характеристики магнитоэлектрического взаимодействия в композитных дисковых резонаторах цирконат-титанат свинца–никель // *ЖТФ*. – 2013. – Т. 83. – №3. – С. 107–112.