

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего
профессионального образования

«Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»

На правах рукописи

ПАЩЕНКО ВЛАДИМИР ПЕТРОВИЧ

УПРАВЛЯЕМЫЙ ПЬЕЗОМЕТАМАТЕРИАЛ НА ОСНОВЕ ИНДУЦИРОВАННОГО
ПЬЕЗОЭФФЕКТА В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ ТИТАНАТА БАРИЯ-СТРОНЦИЯ

Специальность 01.04.07 – физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор технических наук, профессор
В.В. Новиков

Санкт-Петербург – 2014

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1. Фононные кристаллы на поверхностных акустических волнах. Периодические доменные структуры в сегнетоэлектриках. Свойства сегнетоэлектриков. Тонкопленочные акустоэлектронные приборы (обзор).....	12
1.1 Фононные кристаллы на поверхностных акустических волнах	12
1.2 Перестраиваемые фононные кристаллы	18
1.3 Периодические доменные структуры в сегнетоэлектрических монокристаллах.	22
1.4 Акустоэлектронные устройства на основе слоистых структур.....	25
1.4.1 Поверхностные акустические волны в слоистых структурах	26
1.4.2 Технология получения тонких пленок.....	31
1.5. Индуцированный пьезоэффект в параэлектриках	36
1.5.1 Свойства сегнетоэлектрических пленок	38
1.5.2 Методики измерений характеристик сегнетоэлектрических свойств	41
Выводы к главе 1	43
ГЛАВА 2. Математическая модель распространения упругих волн в управляемом пьезометаматериале	46
2.1 Упругие волны в слоистых средах	47
2.1.1 Зависимость АЧХ пьезометаматериала от управляющего напряжения	49
2.2 Распространение упругих волн в электромагнитоупругой среде в присутствии электрического поля.....	52
2.2.1 Распространение волн в двух полупространствах с различными пьезоэлектрическими свойствами	56
2.3 Распространение акустоэлектрических волн в пьезоэлектрических слоях с периодически изменяющимися свойствами.....	59
2.4 Конечно-элементное моделирование пьезометаматериала	64
2.4.1 Моделирование и численное исследование характеристик слоистой структуры	64
2.4.2 Моделирование распространения и взаимодействия поверхностных акустических волн в периодической структуре	68
2.4.3 Оценка влияния краевых эффектов на дисперсионные характеристики метаматериала.....	72

Выводы к главе 2	73
ГЛАВА 3. Экспериментальное исследование свойств сегнетоэлектрических пленок	75
3.1 Изготовление экспериментальных образцов тонких пленок титаната бария-стронция на диэлектрической подложке	75
3.1.1 Кристаллографические свойства пленок титаната стронция на диэлектрической подложке	75
3.2 Экспериментальное измерение диэлектрических характеристик сегнетоэлектрических пленок титаната бария-стронция на диэлектрической подложке	77
3.3 Методика определения электроупругих свойств сегнетоэлектрических пленок	83
3.3.1 Определение диэлектрических свойств сегнетоэлектрической пленки	86
3.3.2 Расчет упругих и пьезоэлектрических модулей пленки $Ba_{0.3}Sr_{0.7}TiO_3$ по конечно-элементной модели	88
Выводы к главе 3	90
ГЛАВА 4. Исследование возможности использования управляемого пьезометаматериала в перестраиваемых фильтрах на поверхностных акустических волнах	91
4.1 Выбор конструкции полосно-пропускающего фильтра на ПАВ	91
4.2 Расчет и оптимизация параметров ПАВ фильтра	92
4.3 Результаты расчета	95
Выводы к главе 4	98
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	99
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	101

ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие значительно возросло количество работ, посвященных исследованиям метаматериалов – материалов, свойства которых определяются не свойствами элементов, из которых они состоят, а свойствами искусственной периодической структуры. К метаматериалам относятся фотонные и фононные кристаллы. Потенциальное практическое применение фононных кристаллов рассматривается в качестве устройств акустоэлектроники, оптоэлектроники и других областей электронной техники. Фононный кристалл, или акустический метаматериал, представляет собой структуру, состоящую из чередующихся в пространстве периодических неоднородностей, отличающихся упругими или пьезоэлектрическими свойствами [1]. По аналогии с полупроводниками, фононные кристаллы имеют запрещенные зоны и зоны пропускания для упругих волн [2 - 4]. Наиболее очевидное применение фононных кристаллов в акустоэлектронике – использование их в качестве полосовых фильтров, где в настоящее время в диапазоне частот до 2 ГГц применяются акустоэлектронные устройства на поверхностных акустических волнах (ПАВ). Применение метаматериалов позволит существенно улучшить характеристики акустоэлектронных устройств, а также разработать качественно новые приборы.

Периодические структуры фононных кристаллов формируют с помощью следующих технологических процессов:

- травление канавок или отверстий различных конфигураций;
- выращивание структур в виде столбиков, многогранников и т. п.;
- напыление многослойных структур – сверхрешеток.

Периодические структуры акустических метаматериалов имеют характеристические размеры порядка длины упругой волны, что связано со значительными технологическими трудностями, возрастающими с ростом частоты (т. к. уменьшается длина волны). Разработка акустоэлектронных приборов на основе метаматериалов на частоты свыше 3 ГГц с использованием технологических процессов, позволяю-

щих получить высокую повторяемость характеристик, является на сегодняшний день актуальной задачей.

Большинство исследуемых фоновых кристаллов являются неуправляемыми. После их изготовления невозможно менять частоту запрещенной зоны, т.к. она связана с периодом и размерами периодических структур, которые изменить зачастую практически невозможно. Наибольший интерес представляют управляемые фоновые кристаллы, в которых посредством внешних воздействий осуществляется контроль ширины запрещенной зоны. В качестве внешних воздействий используются различные физические поля – электрическое, магнитное, тепловое, механическое и т. д. Введение управляющих полей в свою очередь требует еще большего усложнения конструкции и технологии изготовления метаматериалов.

Наиболее оптимальным и практичным для приложений электроники является метаматериал, в котором управление шириной запрещенной зоны осуществляется посредством приложения электрического поля. Следовательно, необходимо выбрать материал, упругие свойства которого зависят от напряженности электрического поля. Одним из таких материалов является сегнетоэлектрик.

Известен эффект, называемый индуцированным пьезоэлектрическим эффектом, возникающий в сегнетоэлектриках, находящихся в параэлектрической фазе при приложении к ним внешнего электрического поля. В сегнетоэлектрике появляются пьезоэлектрические свойства, изменяются диэлектрическая проницаемость и упругие свойства, величина которых зависит от напряженности прикладываемого внешнего поля. Зависимость диэлектрической проницаемости от электрического поля в сегнетоэлектриках типа $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$ используется в перестраиваемых конденсаторах – сегнетоэлектрических варакторах [5]. Зависимости упругих и пьезоэлектрических свойств сегнетоэлектрика от поля исследуются для разработки тонкопленочных перестраиваемых резонаторов на объемных акустических волнах (ОАВ). Частота и коэффициент электромеханической связи таких резонаторов зависят от напряженности приложенного внешнего электрического поля [6].

Практически не исследовано возбуждение и распространение поверхностных акустических волн в сегнетоэлектриках в условиях индуцированного пьезоэлектри-

ческого эффекта. Использование ПАВ может существенно упростить технологический процесс изготовления приборов, на основе индуцированного пьезоэффекта. Кроме того, это дает возможность создать сравнительно простой пьезоэлектрический управляемый метаматериал – фононный кристалл в котором можно манипулировать поверхностными акустическими волнами, прикладывая электрическое поле. Индуцированный пьезоэффект позволяет создать уникальный метаматериал, в котором формирование периодических структур осуществляется не с помощью технологических операций, а электрическим полем и полностью определяется его конфигурацией. Такой пьезометаматериал на ПАВ должен быть основан на пленочной структуре «сегнетоэлектрическая пленка – диэлектрическая подложка». Выбор этой структуры решает сразу две задачи: 1) повышение управляемости при сравнительно низких напряжениях, 2) увеличение рабочей частоты ПАВ в метаматериале без использования субмикронной оптической литографии.

Таким образом, сформулирована **цель диссертационной работы:**

теоретически обосновать применение электрически управляемого метаматериала на основе структуры тонкая сегнетоэлектрическая пленка $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$ на диэлектрической подложке для создания частотно перестраиваемых акустоэлектронных устройств.

Для достижения поставленной цели поставлены и решены следующие **задачи:**

1. Исследована возможность создания периодической структуры (метаматериала) на ПАВ с электрическим управлением свойствами. Проведен анализ пьезоэлектриков, сегнетоэлектриков и технологии разработки управляемого метаматериала на их основе.
2. Построена математическая модель и проведены теоретические исследования:
 - а) распространения упругих волн в слоистой структуре «индуцированный пьезоэлектрик / диэлектрик»;
 - б) дисперсионных характеристик в электромагнитоупругом материале;

в) волновых и дисперсионных характеристики для ПАВ в управляемом пьезоэлектрическом метаматериале.

3. Экспериментально исследовано влияние внешнего постоянного электрического поля на электроупругие свойства сегнетоэлектрических пленок титаната бария-стронция.

4. Изучены перспективы применения управляемого пьезоэлектрического метаматериала в акустоэлектронных приборах.

Научные положения, выносимые на защиту

1. Установленная математическим моделированием зависимость ширины запрещенной зоны метаматериала на основе тонкой сегнетоэлектрической пленки титаната бария-стронция от напряженности внешнего электрического поля.
2. Математическим моделированием доказано, что неравномерность распределения электрического поля в метаматериале и учет краевых эффектов на управляющих электродах приводит к сужению запрещенной зоны в среднем на 20% по сравнению с идеальным случаем кусочно-равномерного распределения поля.
3. Феноменологический подход к вычислению электроупругих коэффициентов пленочных сегнетоэлектриков, основанный на аппроксимации экспериментальных амплитудно-частотных и вольт-фарадных характеристик.
4. Экспериментально полученные зависимости электроупругих показателей тонких сегнетоэлектрических пленок титаната бария-стронция ($\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$) от напряженности внешнего электрического поля.

Научная новизна работы

1. Впервые рассчитана дисперсионная зависимость скорости упругих волн в периодическом электромагнитоупругом материале от напряженности управляющего электрического поля.

2. Впервые предложен управляемый пьезоэлектрический метаматериал, в котором формирование периодической структуры и управление её дисперсионными характеристиками осуществляется с помощью внешнего электрического поля.
3. Впервые предложен феноменологический подход для вычисления электроупругих характеристик тонких пьезоэлектрических пленок титаната бария-стронция.
4. На основании экспериментальных данных, построена конечно-элементная модель управляемого метаматериала, позволившая рассчитать полосно-пропускающий фильтр на ПАВ, управляемый внешним электрическим полем.

Теоретическая и практическая значимость научных результатов

1. Разработана конечно-элементная математическая модель управляемого метаматериала для ПАВ в тонкой сегнетоэлектрической пленке на диэлектрической подложке.
2. С использованием конечно-элементной математической модели предложен феноменологический подход для вычисления электроупругих коэффициентов пленочных сегнетоэлектриков.
3. Дана теоретическая оценка существенного влияния неоднородности электростатического поля, возбуждаемого периодической структурой электродов, на распространение электроупругих волн в тонкой сегнетоэлектрической пленке.
4. Математическим моделированием рассчитана конструкция полосно-пропускающего перестраиваемого радиочастотного ПАВ фильтра на управляемом пьезометаматериале, пригодного для практического применения.
5. Полученные результаты вычисления электроупругих коэффициентов при использовании феноменологического подхода могут быть использованы в исследованиях и разработках новых электрически управляемых акустоэлектронных резонаторов и фильтров.
6. Управляемый пьезоэлектрический метаматериал на основе структуры тонкая сегнетоэлектрическая пленка $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ на диэлектрической подложке мо-

жет использоваться в качестве управляемого брэгговского зеркала в акусто-электронных приборах.

Методы исследований

При решении поставленных задач в диссертационной работе использованы методы: экспериментального исследования электроупругих свойств пьезоэлектриков, математического моделирования волновых процессов, статистической обработки результатов измерений, аналитического и численного решения обыкновенных дифференциальных уравнений и дифференциальных уравнений в частных производных, аппроксимации эмпирических зависимостей, математического анализа и оптимизации.

Степень достоверности результатов

Достоверность результатов обеспечивается использованием при феноменологическом подходе результатов полученных апробированными экспериментальными методами и сопоставлением с ранее известными экспериментальными данными.

При математическом моделировании использовалось лицензионное программное обеспечение, апробированные теоретические методы исследований физических моделей.

Публикации и апробация работы

Основные результаты работы опубликованы в 8 печатных трудах [7 – 14], среди которых 4 опубликованы в рецензируемых журналах [7 – 10].

Результаты работы докладывались и обсуждались на международных конференциях [13, 15 – 17], на всероссийских конференциях [18 – 23] и семинаре [24].

Личный вклад автора

1. Принимал участие в обсуждении постановки задач экспериментального и теоретического исследований управляемого акустического метаматериала на тонких сегнетоэлектрических пленках.
2. Участвовал в получении и обработке экспериментальных данных, предложил методику расчета электроупругих коэффициентов тонких сегнетоэлектрических пленок с использованием конечно-элементного моделирования.
3. Разработал математические модели и получил аналитические и численные решения волновых задач в управляемом пьезометаматериале.
4. Провел анализ полученных решений и на основании анализа предложил направление практического применения управляемого пьезометаматериала в перестраиваемых полосовых радиочастотных фильтрах на ПАВ.

Структура работы по главам

В первой главе приведен обзор литературы, в котором рассмотрены современное состояние исследований в области акустических метаматериалов – фоннных кристаллов и периодических структур. Отдельно рассмотрены акустические метаматериалы с управляемыми свойствами. Приведены основные механизмы, позволяющие производить перестройку характеристик метаматериалов. Проанализированы принципы работы перестраиваемых тонкопленочных сегнетоэлектрических резонаторов на основе индуцированного пьезоэффекта, а также индуцированный пьезоэффект в сегнетоэлектрических пленках. Изучены механизмы формирования периодических доменных структур в пьезоэлектриках. Рассмотрены акустоэлектронные приборы на ПАВ и их основные характеристики на структурах «тонкая пьезоэлектрическая пленка на диэлектрической подложке», а также технология получения тонких пленок. На основании приведенного обзора сделан выбор направления исследования, предложена оригинальная конструкция управляемого пьезометаматериала на ПАВ.

Вторая глава посвящена разработке математической модели, описывающей волновое распространение упругих волн в слоистой среде с периодически изменяющимися электроупругими и пьезоэлектрическими свойствами при условии индуцированного пьезоэффекта. Выведены уравнения волнового движения в среде с периодически изменяющимися электроупругими и пьезоэлектрическими свойствами. На основании построенной модели произведена оценка перестройки частоты запрещенной зоны пьезометаматериала в зависимости от напряженности внешнего электрического поля. Определены границы применимости разработанной модели.

Построенная конечно-элементная модель управляемого пьезометаматериала для ПАВ позволила учесть эффекты, не описываемые аналитической моделью. На основании конечно-элементного моделирования определены основные характеристики ПАВ в структуре «тонкая сегнетоэлектрическая пленка на диэлектрической подложке». Определена степень перестройки частоты запрещенной зоны пьезометаматериала на ПАВ при наличии индуцированного пьезоэффекта и различных конфигурациях управляющего электрического поля.

В третьей главе дается описание экспериментального исследования электроупругих и кристаллографических свойств тонкопленочных сегнетоэлектриков титаната бария-стронция. Предложен оригинальный феноменологический подход к определению упругих, диэлектрических и пьезоэлектрических свойств пленочных сегнетоэлектриков, основанный на аппроксимации экспериментальных характеристик тестовых структур – ПАВ резонаторов и планарных конденсаторов с помощью конечно-элементной модели.

В четвертой главе приведены результаты численного моделирования перестраиваемого полосно-пропускающего ПАВ фильтра на управляемом пьезометаматериале с центральной частотой 2,45 ГГц. Произведена оценка перестройки полосы пропускания фильтра в зависимости от управляющего напряжения. Показана принципиальная возможность использования управляемого пьезометаматериала в радиочастотных фильтрах для практических приложений.

ГЛАВА 1. Фононные кристаллы на поверхностных акустических волнах.

Периодические доменные структуры в сегнетоэлектриках. Свойства сегнетоэлектриков. Тонкопленочные акустоэлектронные приборы (обзор)

В первом разделе (Раздел 1.1) рассматриваются конструкции и основные характеристики фононных кристаллов на ПАВ. В Разделе 1.2. дается обзор управляемых фононных кристаллов с подробным рассмотрением механизмов управления. Раздел 1.3 посвящен обзору одномерных фононных кристаллов на основе индуцированных периодических доменных структур (ПДС). Приводятся механизмы формирования ПДС, обсуждаются их достоинства и недостатки. В Разделе 1.4 приведен тщательный обзор слоистых структур «пьезоэлектрическая пленка на диэлектрической подложке». Рассматриваются особенности возбуждения различных типов упругих волн в слоистых структурах, проводится анализ различных технологий нанесения тонких пленок на подложки. Раздел 1.5 является ключевым для дальнейших исследований, так, как в нем рассматривается наведенный внешним электрическим полем пьезоэлектрический эффект в сегнетоэлектриках $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$. Приводятся экспериментальные зависимости упругих, пьезоэлектрических и диэлектрических свойств сегнетоэлектриков от напряженности внешнего электрического поля. В конце главы делаются выводы по проведенным обзорам, и определяются предмет и объект исследования.

1.1 Фононные кристаллы на поверхностных акустических волнах

В настоящее время в радиотехнике и электронике задачи генерации, радиочастотной селекции и обработки сигналов успешно решаются с помощью акустоэлектронных устройств на ПАВ. Применение ПАВ вместо ОАВ имеет следующие преимущества:

- 1) простая технология изготовления приборов на ПАВ, основанная на хорошо известной планарной полупроводниковой технологии;

- 2) малые размеры и высокая степень интеграции приборов на ПАВ – на одной пьезоэлектрической подложке диаметром 76,2 мм изготавливают около ста приборов;
- 3) высокие рабочие частоты от 10 МГц до 2 ГГц. Причем, рабочая частота зависит только от разрешающей способности литографии.

Однако, именно с ростом рабочих частот появились проблемы при разработке приборов на ПАВ. Основная проблема – уменьшение топологических размеров, выходящих за пределы возможностей оптической литографии. Для решения этих проблем разработчики вернулись к устройствам на ОАВ, но на основе тонких пленок. Тонкопленочные приборы на ОАВ способны работать на частотах от единиц до нескольких десятков ГГц. Тем не менее, технология изготовления тонкопленочных ОАВ приборов намного сложнее технологии приборов на ПАВ. Тонкопленочные устройства не могут полностью заменить ПАВ приборы в функциональном плане. Тонкопленочные ОАВ приборы используются для разработки резонаторов и резонаторных фильтров, но на их основе невозможно создать дисперсионные линии задержки, корреляторы сигналов, метки радиочастотной идентификации. Все вышеперечисленные задачи решаются только с помощью ПАВ устройств. Проблему синтеза высокочастотных акустоэлектронных приборов удалось решить лишь частично. Для полного решения задачи необходимы совершенствование имеющихся технико-технологических решений, либо исследование и создание новых принципов и приборов.

Наиболее вероятными кандидатами являются приборы, в которых используются метаматериалы. В оптике уже достаточно давно исследуются фотонные кристаллы для манипуляции оптическими пучками. Такую же функцию, но только для упругих волн, могут выполнять фононные кристаллы. Для акустоэлектроники наиболее перспективны фононные кристаллы на ПАВ, т.к. сама природа поверхностной волны дает больше степеней свободы для манипуляции акустическими волнами. Акустоэлектронные приборы на ПАВ можно рассматривать как одномерный фононный кристалл с периодическими возмущениями в виде металлических

электродов на поверхности пьезоэлектрика. Данный раздел посвящен обзору работ, посвященным фоновым кристаллам на ПАВ.

Публикации о результатах исследований фоновых кристаллов на ПАВ появились всего лишь несколько лет назад. Ранее данный вид фоновых кристаллов не привлекал внимания исследователей. Существует несколько работ, посвященных разработке полосовых фильтров на основе двумерного фонового кристалла на ПАВ. В работе [25] двумерный фоновый кристалл, выполненный на монокристаллической кремниевой подложке в виде углублений X – образной формы, был применен в качестве отражателя в ПАВ фильтре, что позволило существенно снизить уровень боковых лепестков (Рисунок 1.1).

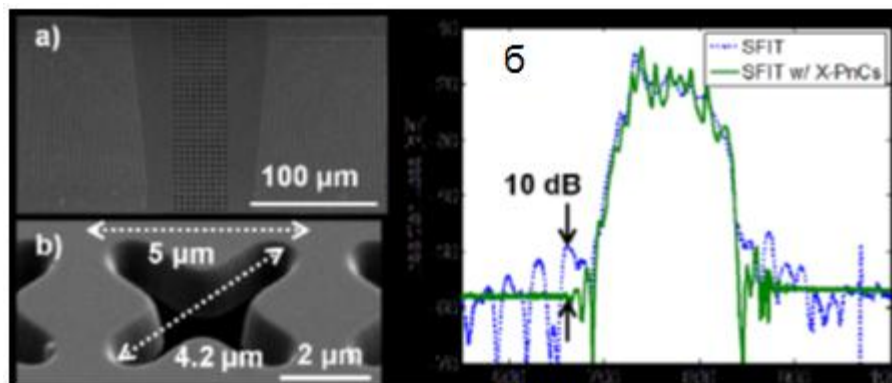


Рисунок 1.1. Микрофотография (а) и характеристика (б) ПАВ фильтра на основе фонового кристалла

В работе [26] двумерный фоновый кристалл на ПАВ выполнен на пьезоэлектрической подложке ниобата лития на поверхности которого расположены периодические структуры никелевых цилиндрических столбиков радиусом 3,2 мкм и толщиной 4,7 мкм (рисунок 1.2). Акустические волны возбуждаются в широкой полосе частот (100 МГц) с помощью ВШП дисперсионного типа [27].

Столбики образовывали прямоугольную «решетку» фонового кристалла. Конфигурация столбиков определяет расположение и частоту запрещенной зоны. На рисунке 1.3 приведены дисперсионные кривые. Серым обозначены зоны прохождения, белым – запрещенные зоны.

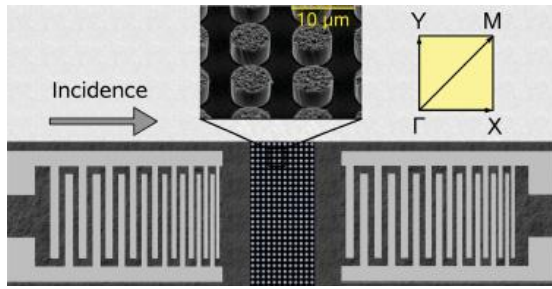


Рисунок 1.2. Микрофотография фонов-ного кристалла

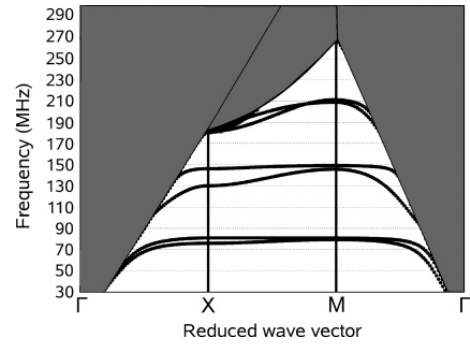


Рисунок 1.3. Дисперсионные кривые. Пе-риод следования столбиков 10 мкм.

На рисунке 1.4 показаны коэффициент прохождения фоновонного кристалла с рассчитанной запрещенной зоной 140 МГц, экспериментальные данные модуля механического смещения, полученные с помощью оптического интерферометра и дан-ные конечно-элементного моделирования.

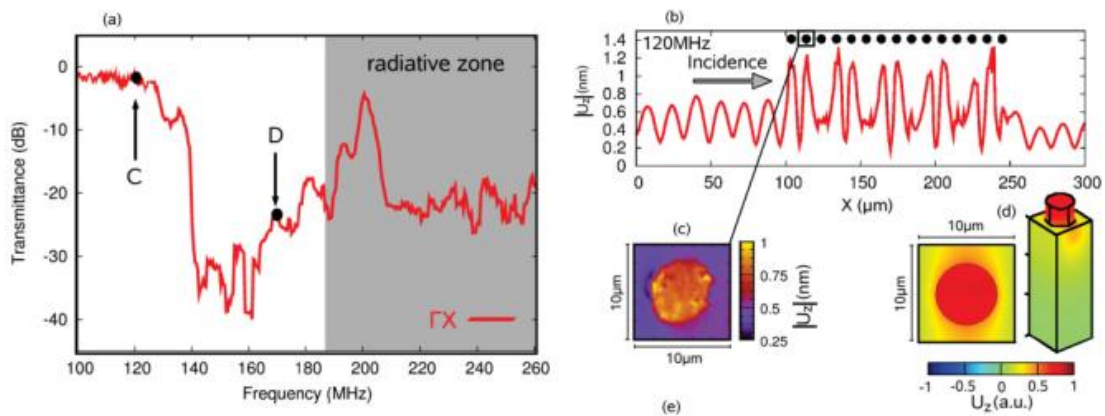
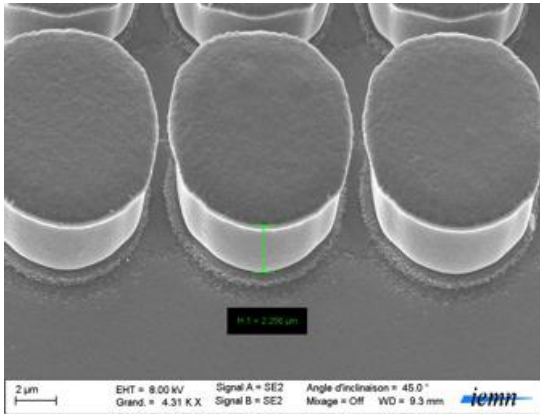


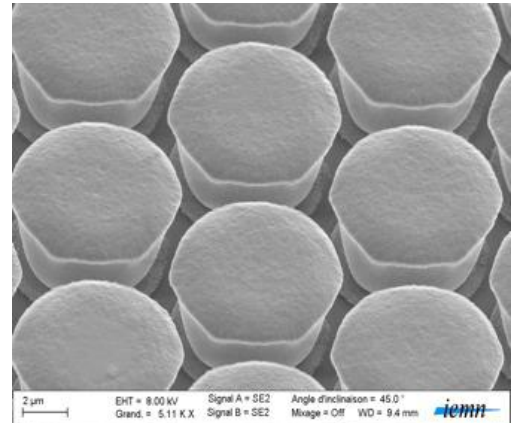
Рисунок 1.4. а) Коэффициент прохождения. б) Среднее значения модуля сме-щения поверхности подложки, полученные с помощью оптических измерений. с) Смещения столбика по вертикали (получено методом конечно-элементного моде-лирования)

В публикации [28] описываются результаты исследований влияния различных конфигурации расположения столбиков и их формы на запрещенную зону, а также коэффициент прохождения фоновонного кристалла. Исследовались образцы со стол-биками цилиндрической формы и в виде усеченного конуса. Столбики образовыва-ли два типа фоновонных «решеток»: прямоугольную и треугольную (рисунок 1.5). На

рисунке 1.6 показаны зависимости ширины запрещенной зоны от угла наклона усеченного конуса столбика, а также запрещенные зоны для прямоугольной и треугольной «решетки» фоновых кристаллов.

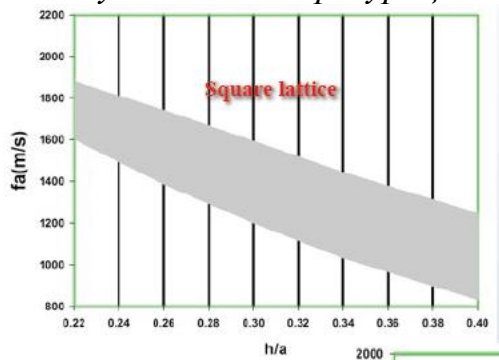


а) прямоугольная «решетка»

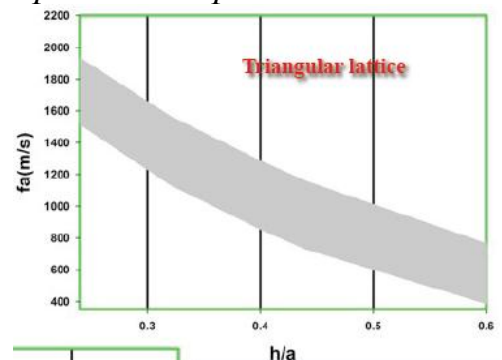


б) треугольная «решетка»

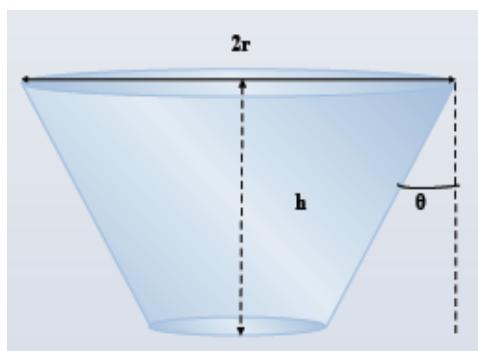
Рисунок 1.5. Конфигурации «решеток» фоновых кристаллов



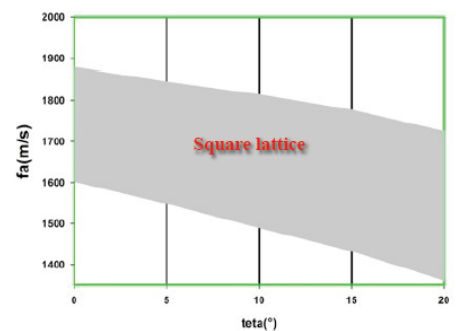
а) запрещенная зона прямоугольной «решетки»



б) запрещенная зона треугольной «решетки»



в) форма столбика



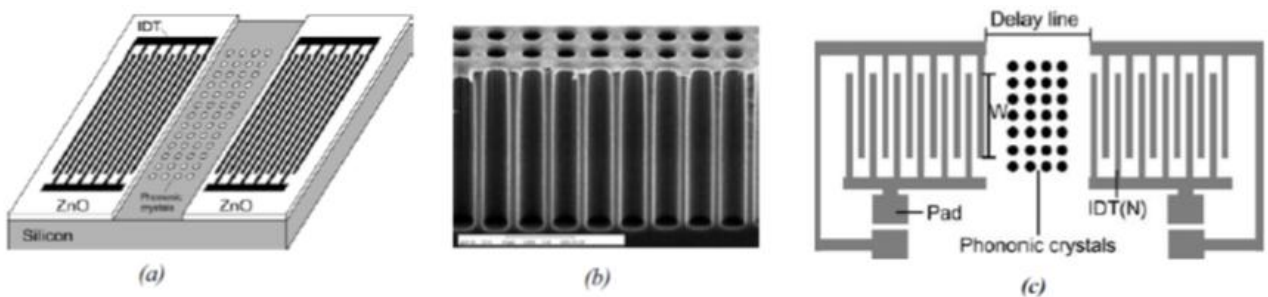
г) зависимость ширины запрещенной зоны от угла θ

Рисунок 1.6. Влияние конфигурации «решетки» и геометрии столбиков на ширину запрещенной зоны

В работе [29], представлена конструкция фоновых кристаллов на слоистой структуре «кремниевая подложка/пленка окиси цинка (ZnO)» для возбуждения ПАВ

на поверхности кремния. Фононная «решетка» выполнена в виде вытравленных в кремниевой подложке цилиндрических углублений (рисунок 1.7). Диаметр углублений 6 мкм, период – 10 мкм. Частота запрещенной зоны сформированного метаматериала – 150 МГц.

Слоистая структуры позволила решить задачу возбуждения ПАВ в конструкционном материале – кремнии, который не обладает пьезоэлектрическими свойствами.



*Рисунок 1.7. Фононный кристалл на кремниевой подложке
а) внешний вид; б) микрофотография отверстий; в) расположение ВШП*

Приведенный обзор показал, что в настоящее время ведутся активные исследования акустических метаматериалов – фононных кристаллов на ПАВ. Для изготовления метаматериалов применяются достаточно сложные и дорогостоящие технологические процессы, такие как глубокое ионное травление и диффузионная сварка. Рабочие частоты этих образцов несколько сотен МГц. Для практического использования необходимо либо снизить количество дорогостоящих технологических операций и упростить техпроцесс, либо увеличить функциональность таких приборов, например, сделать их перестраиваемыми по частоте и управляемыми внешне. Обзору перестраиваемых и управляемых фононных кристаллов посвящен следующий раздел.

1.2 Перестраиваемые фононные кристаллы

Для создания перестраиваемых акустических метаматериалов необходимо использовать вещество, упругие свойства которого могут меняться при контролируемом внешнем воздействии. Внешнее воздействие осуществляется посредством физического поля. В таблице 1.1 сопоставлены физические поля и материалы, упругие свойства которых изменяются при действии того или иного поля. В представленном ниже обзоре рассмотрены управляемые фононные кристаллы, построенные на основе перечисленных в таблице полей и материалов.

Таблица 1.1- Материалы, свойства которых зависят от физического поля

Воздействующие внешние поля	Материалы
Магнитное поле	Ферромагнетик
Электрическое поле	Сегнетоэлектрик
Температура	
Механическая деформация	Гиперупругие материалы

В совместной работе исследователей из университета Аризоны (США) и лаборатории Института нанотехнологий г. Лилль (Франция) [30] представлены результаты теоретических исследований перестраиваемого магнитным полем фононного кристалла. Кристаллическая «решетка» этого фононного кристалла состоит из прямоугольных стержней из материала Terfenol-D, который обладает гигантским магнитострикционным эффектом [31]. На рисунке 1.8 представлены размеры «решетки» и рассчитанные дисперсионные кривые управляемого двумерного фононного кристалла.

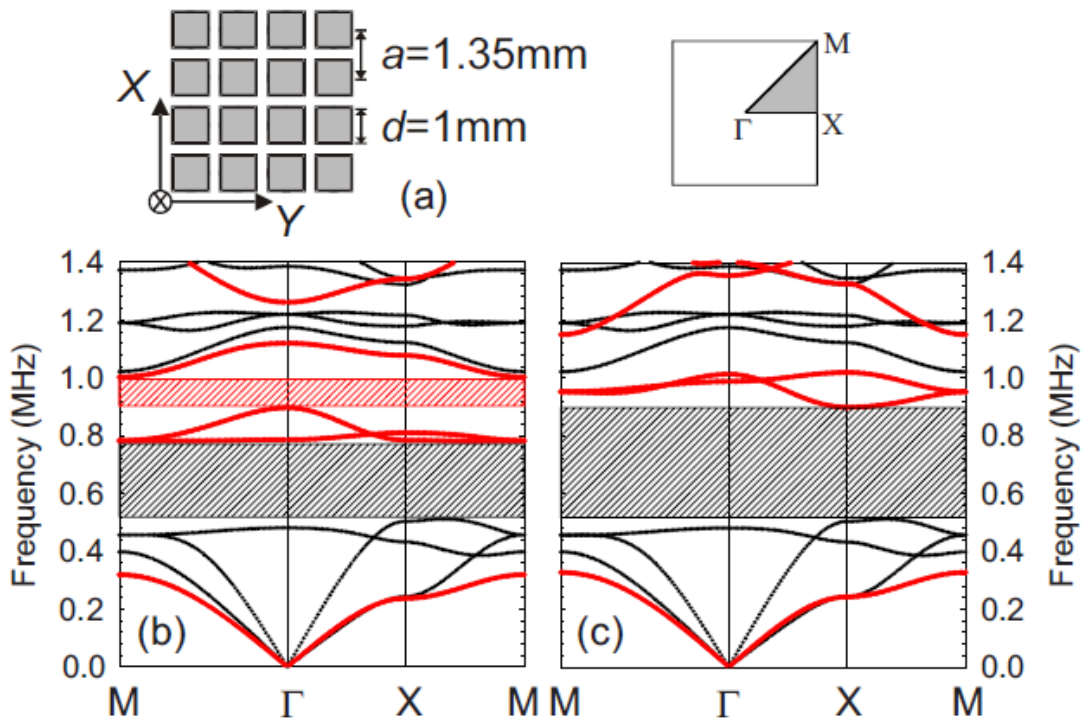


Рисунок 1.8. Запрещенные зоны перестраиваемого магнитным полем фононного кристалла а) конфигурация и геометрические размеры «решетки» фононного кристалла; б) дисперсионные характеристики в отсутствие магнитного поля заштрихованными областями показаны запрещенные зоны; в) дисперсионные характеристики при включенном внешнем магнитном поле

Из приведенных дисперсионных характеристик видно, что нижняя запрещенная зона расширилась от 0,8 до 1 МГц, а верхняя совсем исчезла при приложении магнитного поля напряженностью 13 кЭ (килоэрстед). Зависимость дисперсионных кривых перестраиваемого фононного кристалла от напряженности магнитного поля, прикладываемого параллельно прямоугольным стержням, приведена на рисунке 1.9.

В работе [32] перестройка частоты запрещенной зоны достигается путем вращения стальных стержней составляющих кристаллическую «решетку» этого кристалла, т.е. используются механические воздействия.

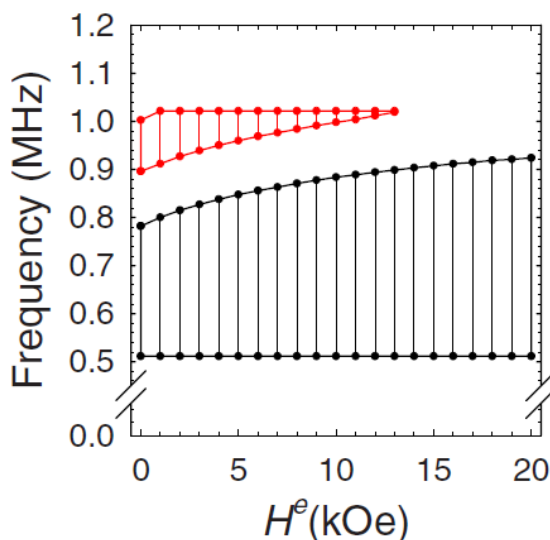


Рисунок 1.9. Зависимость дисперсионных характеристик от напряженности магнитного поля

Тепловое поле использовались авторами работы [33]. Фононная «решетка» представляла собой кварцевые цилиндры, которые расширялись при нагревании, вследствие чего происходил сдвиг запрещенной зоны.

Известно, что сегнетоэлектрики при нагревании до определенной температуры – точки Кюри, претерпевают фазовый переход при котором меняется кристаллическая структура. При фазовых переходах изменяется и скорость упругих волн. В качестве сегнетоэлектрика был выбран титанат бария стронция со специально подобранным составом ($\text{Ba}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{TiO}_3$), в котором вблизи температуры Кюри 30°C , скорость звука изменяется на 10%. Фононный кристалл выполнен из сегнетоэлектрика и матрицы из эпоксидной смолы. Внешний вид и технологический процесс изготовления показан на рисунке 1.10. Дисперсионные кривые при различных температурах приведены на рисунке 1.11.

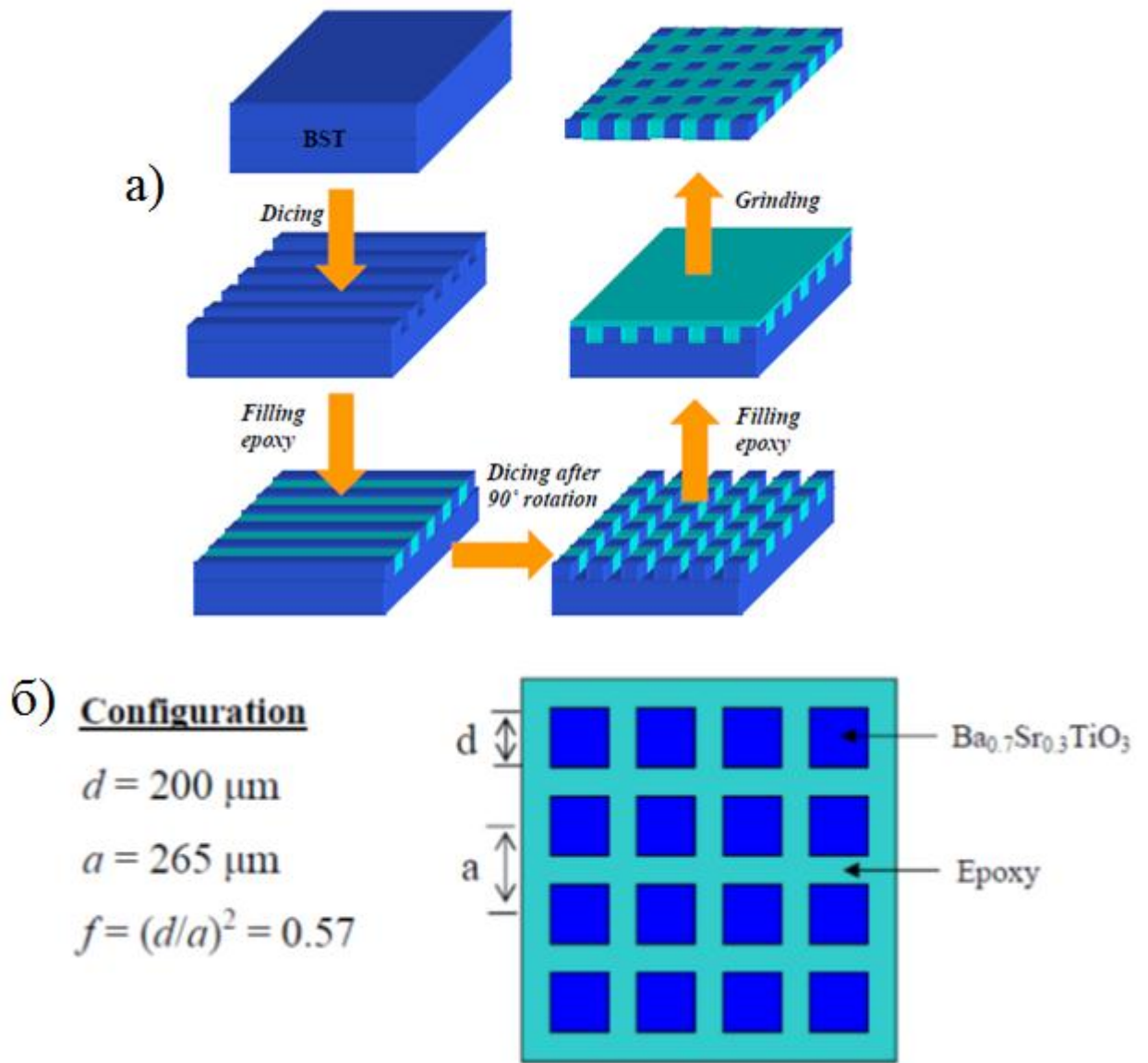


Рисунок 1.10. Технология изготовления (а) и геометрические размеры (б) фононного кристалла перестраиваемого температурой

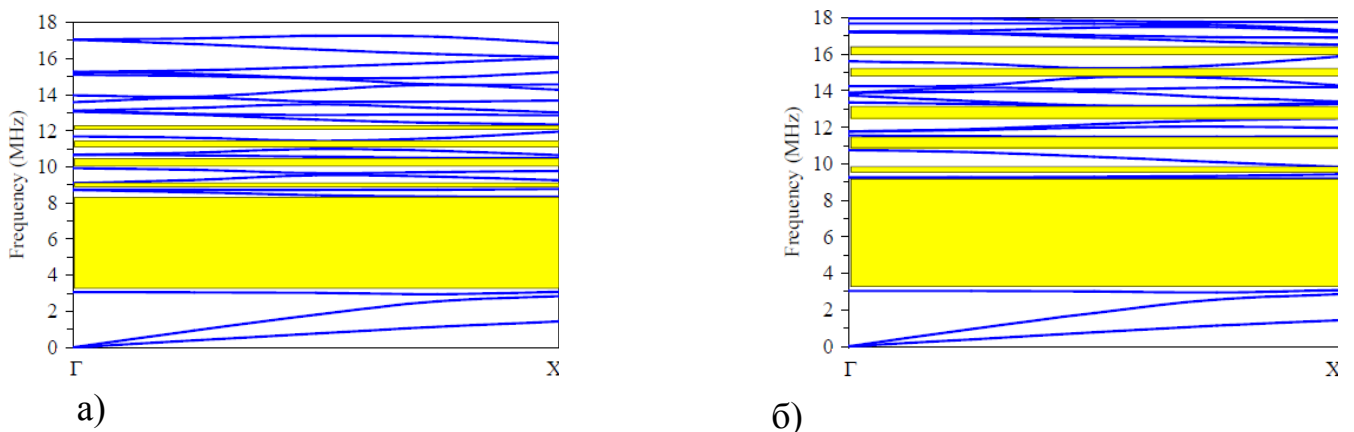


Рисунок 1.11. Дисперсионные кривые при температуре а) 35 °С и б) 45 °С

Рассмотренные в этом разделе механизмы управления характеристиками метаматериалов требуют применения сложных технологических процессов, использования источников высокого напряжения, нагревательных элементов, что не способствует практическому применению и микроминиатюризации приборов, основанных на рассмотренных выше фононных кристаллах.

Более практичными выглядят одномерные фононные кристаллы – акустические сверхрешетки, основанные на индуцированных электрическим полем периодических доменных структурах в сегнетоэлектриках. Частота запрещенных зон в таком метаматериале определяется геометрическими размерами доменных структур. Подробному описанию фононных кристаллов на периодических доменных структурах посвящен следующий раздел.

1.3 Периодические доменные структуры в сегнетоэлектрических монокристаллах

В приборах на ПАВ достаточно давно используются периодические структуры – металлические электроды, канавки и другие неоднородности [34]. Эти структуры можно назвать одномерными фононными кристаллами. Большой интерес представляют фононные кристаллы, основанные на индуцированных периодических доменных структурах (ПДС) в сегнетоэлектриках [35, 36]. Изучение ПДС позволит использовать их в устройства на ПАВ и расширить функциональные возможности.

На основе ПДС разработаны устройства, применяемые в акустоэлектронике, акустооптике и лазерной технике [37 – 42]. В состоянии энергетического равновесия в сегнетоэлектриках существуют спонтанно поляризованные домены. Для образования упорядоченных ПДС обычно используются сильные пьезоэлектрики, такие, как ниобат и танталат лития, легированные ионами железа. Доменные структуры бывают двух видов: «голова к хвосту» и «голова к голове» (Рисунок 1.12), названные так по преимущественной ориентации доменов.

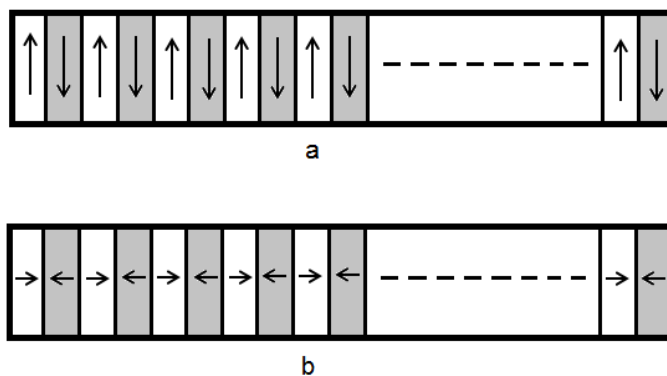


Рисунок 1.12. Периодические доменные структуры
 а) структура «голова к хвосту»; б) структура «голова к голове»

Существует три способа формирования ПДС [15].

1) Ростовой способ. Периодические структуры формируются в процессе выращивания кристалла методом Чохральского путем добавления легирующих примесей и термической обработки. При нагреве поверхности кристалла происходит образование свободных электронов и, как следствие, области пространственного заряда. Напряженности поля пространственного заряда достаточно для реполяризации доменов.

2) Формирование периодическим электрическим полем. Методика формирования ПДС электрическим полем показана на рисунке 1.13 и состоит в следующем: на кристалл методом термического испарения или магнетронного напыления наносятся периодические металлические электроды, период которых определяет период ПДС. К электродам прикладывают знакопеременное электрическое поле превышающее поле поляризации внутри сегнетоэлектрика, вследствие чего происходит образование достаточно устойчивых доменов типа «голова к хвосту». Напряженность электрического поля, необходимого для реполяризации доменов составляет порядка 10^6 В/см при комнатной температуре и 10^4 В/см при температуре 150°C .

3) Фоторефрактивный способ. Поверхность кристалла облучается лазерным пучком, следующего с определенным периодом. Лазерное излучение возбуждает неподвижные носители заряда, которые начинают перемещаться от освещенной области в неосвещенную. Вследствие переноса заряда образуется поле, которое за

счет электрооптического эффекта создает локальное изменение показателя преломления кристалла.

Авторами [43] проводились эксперименты по записи и стиранию ПДС в ниобате и танталате лития с помощью интерферирующего лазерного излучения. Основным недостатком данного способа формирования ПДС – использование источников лазерного излучения и высокого напряжения, наличие которых затрудняет микроминиатюризацию.

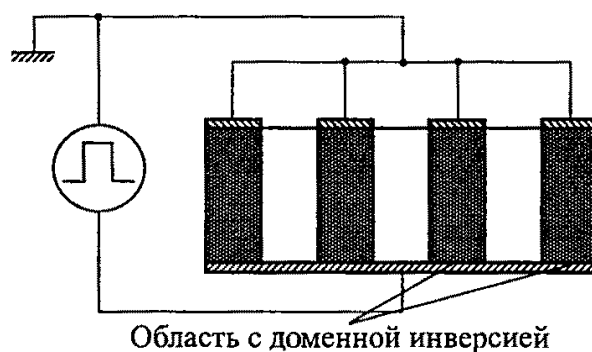


Рисунок 1.13 Способ формирования ПДС в кристаллах

Был предложен и экспериментально исследован перестраиваемый резонатор на ПАВ (Рисунок 1.14), основанный на перезаписываемых фоторефрактивным способом ПДС [44].

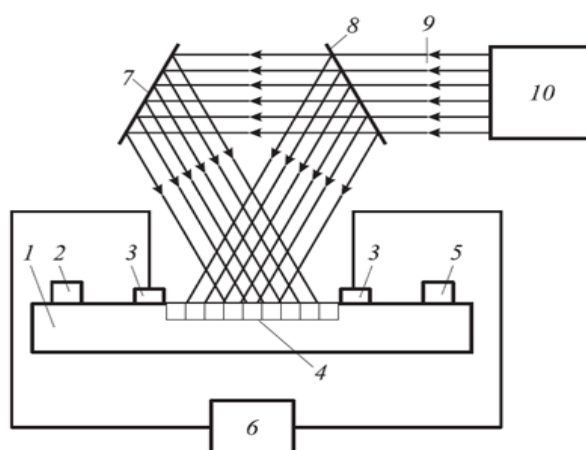


Рисунок 1.14.

Перестраиваемый акустический резонатор: 1 — звукопровод; 2 — входной широкополосный преобразователь; 3 — электроды для приложения электрического поля; 4 — индуцированная периодическая доменная структура; 5 — выходной широкополосный преобразователь; 6 — источник статического электрического поля; 7 — непрозрачное зеркало; 8 — полупрозрачное зеркало; 9 — оптический пучок; 10 — лазер.

Рассмотренные в обзоре фоновые кристаллы на ПДС имеют перспективу практического применения. Использование фоторефрактивных перестраиваемых решеток делает конструкцию прибора довольно громоздкой и очень медленной. (Требуются минуты для того, чтобы перезаписать новую решетку ПДС!) В этом случае более практично формирование ПДС электрическим полем, однако, как было показано выше, для объемных образцов требуются большие напряженности электрического поля, следовательно, источники высокого напряжения порядка нескольких киловольт. Решить эту проблему можно, используя вместо объемных образцов сегнетоэлектрики в виде тонких пленок. При уменьшении толщины пленки для создания необходимой напряженности поля требуется источник постоянного напряжения амплитудой всего несколько десятков вольт.

В акустоэлектронике уже несколько десятков лет изучаются приборы на основе структуры «тонкая пьезоэлектрическая пленка на диэлектрической подложке». Скорость упругих волн в диэлектрической подложке, как правило, выше скорости в пьезоэлектрической пленке. За счет этого можно повысить рабочую частоту приборов без использования субмикронной литографии. Использование структуры «пленка на подложке» позволит создать управляемый электрическим полем акустический метаматериал с рабочими частотами до 10 ГГц.

Следующие два раздела посвящены обзору и технологии изготовления ПАВ устройств на основе структуры «тонкая пьезоэлектрическая пленка на диэлектрической подложке».

1.4 Акустоэлектронные устройства на основе слоистых структур

В течение последних 20 лет ведутся активные исследования слоистых структур пьезоэлектрическая пленка – непьезоэлектрическая подложка [45]. Существует много зарубежных работ посвященных исследованию подобных слоистых структур. Кроме достоинств, связанных с высокой скоростью акустических волн существуют и недостатки приборов на основе слоистых структур. Ниже представлены наиболее существенные недостатки:

- большие вносимые затухания сигнала (20-40 дБ);
- рассеивание акустических волн на неоднородностях структуры;
- плохая термостабильность.

Первые два недостатка вызваны несовершенством структуры, разориентацией кристаллитов в поликристалле. На высоких частотах длина акустической волны сопоставима с размерами зерен звукопроводящей поликристаллической подложки, что приводит к рассеянию волн.

Затухание также зависит и от удельного сопротивления структуры, например, в работе [46] исследовалась распространение ПАВ длиной волны 40 мкм в структурах $\text{AlN} (002) / \text{Si}$ двух различных ориентаций (100) и (111). Было установлено, что внеполосное затухание непосредственно зависит от удельного сопротивления кремниевой подложки, и изменялось от 26 дБ при удельном сопротивлении 10 Ом/см до 55 дБ при удельном сопротивлении 2000 Ом /см. Скорость ПАВ 4700 м/с на подложке Si(111) и 5100 м/с на подложке Si(100), коэффициент электромеханической связи свыше 0.12%.

Проблему рассеивания акустических волн на неоднородностях можно решить, отработав технологию изготовления звукопровода, добиваясь тем самым получения слоистой структуры с минимальными показателями шероховатостью и высокой степенью кристаллографической ориентации.

1.4.1 Поверхностные акустические волны в слоистых структурах

Параметры ПАВ, распространяющейся в многослойных структурах, определяются материальными свойствами, как пьезокристаллической подложки, так и свойствами каждого отдельного слоя.

В структуре пленка/подложка могут распространяться ПАВ двух типов: волны Лява, представляющие собой обобщенные сдвиговые волны, для которых отлична от нуля лишь компонента смещения U_2 , и волны Рэлея, для которых $U_2=0$, и смещения осуществляются лишь в сагиттальной плоскости. В зависимости от соотноше-

ния между модулями Юнга и сдвига подложки и пленки анализ решения задачи о распространении ПАВ приводит к различным результатам. Если фазовая скорость сдвиговой волны в пленке больше, чем в подложке, то пленка «ужестчает» подложку, а если меньше — то «нагружает».

Даже для одного изотропного слоя без учета пьезоэффекта расчет волнового поля достаточно сложен. В случае же пленки на подложке при учете анизотропии и пьезоэффекта математические трудности настолько возрастают, что точный расчет становится возможным лишь численными методами. Поэтому ограничимся качественным описанием особенностей акустических волн.

Волны Рэлея. Рассмотрим вначале случай, когда пленка ужестчает подложку, т. е. когда скорость сдвиговой волны больше в пленке, чем в подложке. Хотя этот случай встречается сравнительно редко, анализ удобно начать именно с него, поскольку он простой. При такой ситуации существует лишь одна волна с действительным значением волнового числа k . Эта волна существует в ограниченном диапазоне длин волн, который характеризуется изменением безразмерного параметра hk от нуля до некоторого максимального значения. Ограниченному диапазону изменения hk соответствует и ограниченный диапазон дисперсии скорости: с ростом hk скорость увеличивается от рэлеевской до сдвиговой объемной скорости свободной подложки. Таким образом, не реализуется весьма широкий диапазон скоростей поверхностных волн от скорости волны сдвига свободной подложки до рэлеевской скорости жесткой пленки. В этом интервале могут быть возбуждены лишь объемные волны.

Когда пленка нагружает подложку: т. е. скорость сдвиговых волн в подложке больше, чем в пленке существует уже не одна, а целый ряд независимых рэлеевских волн. Соответствующие кривые для пленок окиси цинка, нанесенных на подложку из сапфира, приведены на рисунке 1.15 [46].

В отличие от предыдущего случая, когда имела место отсечка кривой дисперсии скорости со стороны больших параметров hk , кривые отсекаются со стороны малых значений этого параметра. Это означает, что рэлеевские волны для каждой из мод могут быть возбуждены в диапазоне длин волн, соответствующих области от минимального значения параметра hk и до бесконечности. При заданной толщине

пленки это условие охватывает диапазон длин волн от нуля до некоторой максимальной длины волны. Причем, как видно из Рисунка 1.15, отсечка кривой дисперсии скорости со стороны длинных волн различна для разных мод: с повышением номера моды граничная длина волны смещается в сторону коротких волн. Единственная кривая, для которой нет отсечки со стороны малого значения параметра hk , соответствует нулевой моде: эта мода может быть возбуждена во всем диапазоне длин волн.

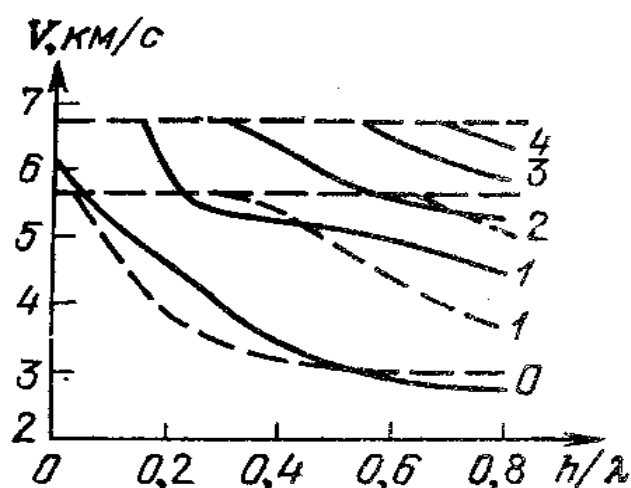


Рисунок 1.15. Зависимость фазовой скорости ПАВ Рэлея (сплошная линия) и Лява (пунктирная линия) от отношения h/λ в слоистой структуре ZnO/Al_2O_3 (цифрами обозначены номера мод)

При относительной толщине hk , равной нулю, скорость поверхностной волны для нулевой моды равна скорости распространения волны Рэлея по поверхности свободной подложки. С ростом hk скорость убывает, приближаясь асимптотически к скорости волны Рэлея, распространяющейся по поверхности свободной пленки, толщина которой стремится к бесконечности. Для мод высших порядков скорость распространения поверхностной волны может превышать рэлеевскую скорость для подложки. Максимальная скорость ПАВ для высших мод соответствует сдвиговой скорости для подложки. Большим значениям скорости соответствует мнимое значение k . С ростом относительной толщины hk скорость всех мод убывает, асимптотически приближаясь к сдвиговой скорости для свободной пленки неограниченной толщины.

Изменение относительной толщины сопровождается изменением поляризации поверхностной волны, однако вектор смещения всегда расположен в сагиттальной плоскости.

Волны Рэлея присутствуют при всех комбинациях материалов подложки и пьезоэлектрика. Особый интерес для разработчиков представляют ПАВ Рэлея нулевого порядка и ПАВ Рэлея первого порядка, называемая волной Сезава.

Волны Лява. Для волн Лява вектор смещения лежит в плоскости пленки и ортогонален волновому вектору. В отличие от волн Рэлея, волны Лява могут возбуждаться лишь в том случае, когда пленка нагружает подложку, т. е. если скорость объемных сдвиговых волн в подложке больше, чем в пленке. Зависимость фазовой скорости от относительной толщины слоя описывается сравнительно простым дисперсионным соотношением [46]

$$\operatorname{tg}(b_f kh) = b_s \mu_s / b_f \mu_f \quad (3)$$

Здесь индексами s и f отмечены величины, относящиеся к подложке и пленке, а $b = \sqrt{(V/V_t)^2 - 1}$

Нулевую моду волн Лява получим, приняв аргумент в соотношении (3) достаточно малым, так что тангенс угла можно заменить непосредственно углом. В этом случае, полагая, что относительная толщина пленки kh стремится к нулю, находим, что скорость волн Лява равна скорости объемных волн сдвига в подложке. Другой предельный случай больших толщин получаем, полагая $b_j \rightarrow 0$ при условии, что малая величина $b_f kh$ остается постоянной. В этом случае скорость волн Лява будет асимптотически стремиться к скорости объемных волн сдвига в пленке.

На рисунке 1.16 представлены кривые, описывающие дисперсию скорости волн Лява как нулевой моды, так и мод высших порядков. Отметим, что если нулевая мода может быть возбуждена во всем диапазоне длин волн, то кривые дисперсии скорости для мод высших порядков отсекаются со стороны малых значений параметра hk , т. е. со стороны длинных волн.

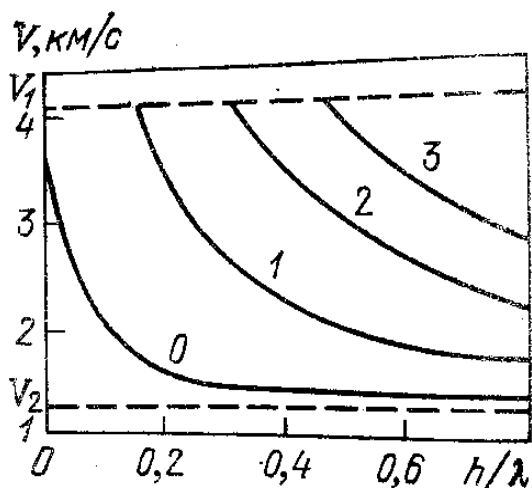


Рисунок 1.16. Фазовая скорость ПАВ Лява в слоистой структуре Au/SiO_2 (V_1 —скорость сдвиговой волны в подложке; V_2 — скорость сдвиговой волны в верхнем слое; цифрами обозначены номера мод)

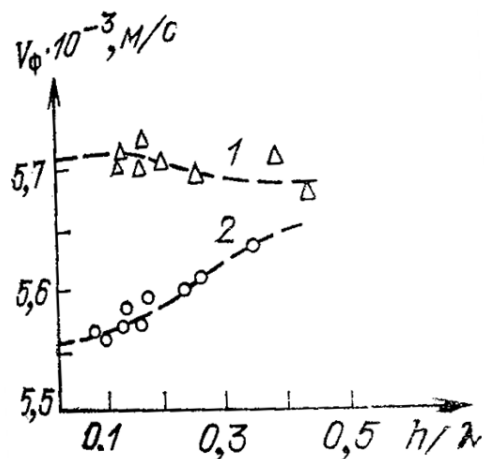


Рисунок 1.17. Зависимость фазовой скорости ПАВ Рэлея от отношения h/λ .

1-направление распространения – ось x

2-направление распространения – ось y

Фактор анизотропии существенно усложняет картину распространения поверхностных волн. В общем случае произвольной анизотропии пленки и подложки и произвольной ориентации кристаллографических осей задача распространения поверхностных волн может быть решена только численными методами.

Диапазон изменения фазовой скорости в слоистой структуре зависит от физических параметров пьезоэлектрика и подложки и может быть весьма широким. На рисунке 1.17 приведена зависимость фазовой скорости ПАВ Рэлея для структуры $AlN(0001)/Al_2O_3(0001)$ [47]. Когда волна распространяется вдоль направления оси x в сапфире, ее скорость возрастает с ростом h/λ . При распространении в направлении оси y пьезоэлектрик «нагружает» подложку и фазовая скорость убывает с ростом h/λ . Скорость волн Рэлея в слоистых структурах может достигать больших значений: для ZnO/Al_2O_3 $V=6,93$ км/с превышает скорость ПАВ в оксиде цинка, а также в ниобате лития и кварце. Фазовая скорость волн Лява немногим меньше и ограничивается 5,76 км/с. Высокая скорость ПАВ в слоистой системе позволяет повысить рабочую частоту устройств на их основе.

Существует несколько технологий получения тонких пленок, рассмотрим их в следующем подразделе.

1.4.2 Технология получения тонких пленок

Получение тонких пленок методом химического газофазного осаждения

CVD-метод основан на способности ряда веществ выделять чистые металлы или их соединения под воздействием того или иного вида энергии. К таким веществам могут относиться неорганические соединения, например галогены, и металлоорганические соединения (МОС), содержащие связь металл-углерод, например карбонилы металлов [48].

В зависимости от применяемого вида энергии можно осуществлять разложение химических веществ под воздействием температуры, в плазме газового разряда, под воздействием электронного луча и излучения оптического квантового генератора.

Процесс химического газофазного осаждения, как это вытекает из его названия, включает химическую реакцию в газовой фазе, происходящую над поверхностью твердой подложки, и в результате которой происходит осаждение конечного продукта реакции на поверхность данной подложки. Все CVD методы для создания алмазных пленок требуют способа активации углерод-содержащих молекул исходного продукта реакции. В число этих методов входят термический метод (например, с горячей проволокой), или плазменный метод (плазма тлеющего разряда, высокочастотная плазма, СВЧ-плазма), либо применения пламенного горения (оксиацетилен, либо плазменные горелки). На рисунке 1.18 показаны два из более популярных экспериментальных методов и приводятся некоторые типичные рабочие условия.

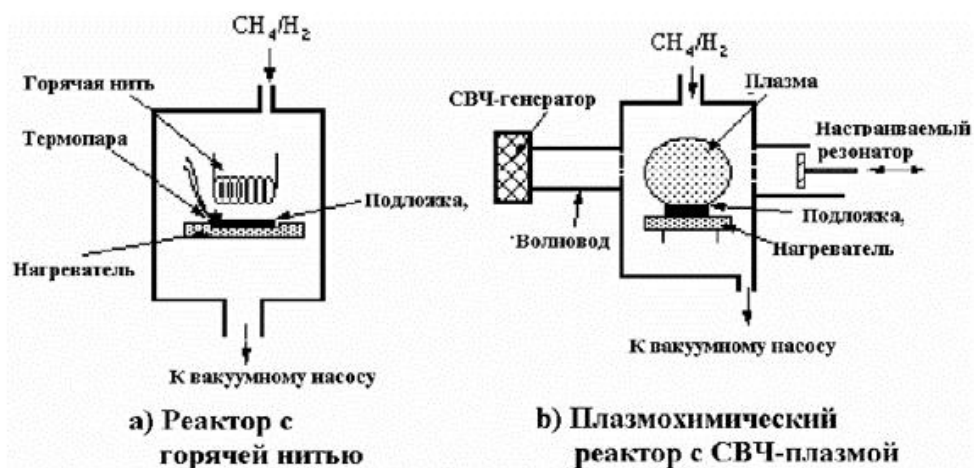


Рисунок 1.18. Примеры двух наиболее общих типов CVD-реакторов низкого давления

Поскольку каждый метод отличается в деталях, они все делятся по общим признакам. Например, рост алмазной пленки (а не осаждение других, не таких четко определенных, форм углерода) обычно требует, чтобы подложка поддерживалась при температуре в диапазоне 1000-1400 К, и что исходный газ должен быть разбавлен при избытке водорода[49, 50].

Получение тонких пленок методом физического осаждения в вакууме

Магнетронный метод распыления позволяет получать тонкие пленки относительно равномерной толщины при высокой чистоте нанесения [51].

Магнетронное распыление относится к методам распыления материалов ионной бомбардировкой. Схема магнетронной распылительной системы приведена на рисунке 1.19.

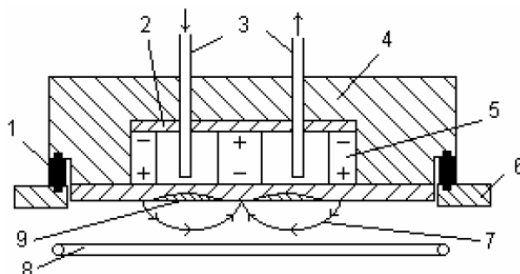


Рисунок 1.19. Установка магнетронного распыления

На рисунке 1.19 обозначены: 1 – изолятор; 2 – магнитопровод; 3 – система водоохлаждения; 4 – корпус катодного узла; 5 – постоянный магнит; 6 – стенка вакуумной камеры; 7 – силовые линии магнитного поля; 8 – кольцевой водоохлаждаемый анод; 9 – зона эрозии распыляемого катода

Основными элементами являются плоский катод, изготовленный из напыляемого материала, анод, устанавливаемый по периметру катода, магнитная система, обычно на основе постоянных магнитов, и система водоохлаждения. Силовые линии магнитного поля, замыкаясь между полюсами, пересекаются с линиями электрического поля. Принцип действия установки основан на торможении электронов в скрещенных электрических и магнитных полях [52 – 53].

Известно, что на заряд, движущийся в электромагнитном поле, действует сила Лоренца, направление которой, по правилу сложения сил, зависит от направления ее составляющих. При этом, часть силы Лоренца, обусловленная действием магнитного поля, не совершает работы, а лишь искривляет траекторию движения частицы, заставляя ее двигаться по окружности в плоскости, перпендикулярной V и B .

При подаче постоянного напряжения между мишенью (отрицательный потенциал) и анодом (положительный потенциал) возникает неоднородное электрическое поле и возбуждается тлеющий разряд. Наличие замкнутого магнитного поля к распыляемой поверхности мишени позволяет локализовать плазму разряда непосредственно у мишени. Электрон циркулирует в электромагнитной ловушке до тех пор, пока не произойдет несколько ионизирующих столкновений с атомами рабочего газа, в результате которых он потеряет полученную от электрического поля энергию. Таким образом, большая часть энергии электрона, прежде чем он попадает на анод, используется на ионизацию и возбуждение, что значительно увеличивает эффективность процесса ионизации и приводит к возрастанию концентрации положительных ионов у поверхности мишени. Это, в свою очередь, приводит к увеличению интенсивности ионной бомбардировки мишени и значительный рост скорости осаждения покрытия.

Таким образом, в магнетронных устройствах при одновременном действии электрических и магнитных полей изменяется траектория движения электрона. Электроны, эмитированные катодом, и образующиеся в результате ионизации, под действием замкнутого магнитного поля локализуются непосредственно над поверхностью распыляемого материала [54, 55]. Они попадают в ловушку, образуемую, с одной стороны, действием магнитного поля, заставляющего двигаться электроны по

циклоидальной траектории вблизи поверхности, с другой – отталкиванием их электрическим полем катода по направлению к аноду. Вероятность и количество столкновения электронов с молекулами аргона и их ионизация резко возрастают. Из-за неоднородности действия электрических и магнитных полей в прикатодной зоне интенсивность ионизации в различных участках различна. Максимальное значение наблюдается в области, где линии индукции магнитного поля перпендикулярны вектору напряженности электрического поля, минимальное – где их направление совпадает. Поверхность мишени, расположенная между системами входа и выхода силовых линий магнитного поля, интенсивно распыляется и имеет вид замкнутой дорожки, геометрия которой определяется формой полюсов магнитной системы. Локализация плазмы в прикатодном пространстве позволила получить большую плотность ионного тока при меньших рабочих давлениях, и, соответственно, обеспечить высокие скорости распыления.

Преимущества метода:

- высокая скорость распыления при низких рабочих напряжениях (600-800 В) и при небольших давлениях рабочего газа ($5 \cdot 10^{-1}$ - 10 Па);
- отсутствие перегрева подложки;
- малая степень загрязнения пленок;
- возможность получения равномерных по толщине пленок на большей площади подложек.

Лучшие образцы пьезоэлектрических пленок с наименьшей шероховатостью и высокой степенью ориентированности удастся получить методом металлорганической газофазной эпитаксии (MOCVD) и магнетронным напылением.

Метод газофазной эпитаксии и магнетронного напыления позволяют наносить пьезоэлектрические пленки с заданными параметрами кристаллографической ориентации. Большой проблемой является плохая повторяемость физических свойств напыляемых пленок и их толщина. Сложно предсказать значение упругих констант в тонкой пленке в процессе ее напыления (в пленках указанные константы различаются от их значений в монокристаллах). Эти константы влияют на величину скоро-

сти акустических волн. Немаловажным параметром является толщина пьезоэлектрической пленки, от которой зависят скорость ПАВ в слоистой структуре и коэффициент электромеханической связи. На рисунках 1.20 и 1.21 приведены графики зависимости скорости ПАВ и коэффициента электромеханической связи от толщины пленки в структуре $\text{AlN}(002)/$ поликристаллический алмаз [47].

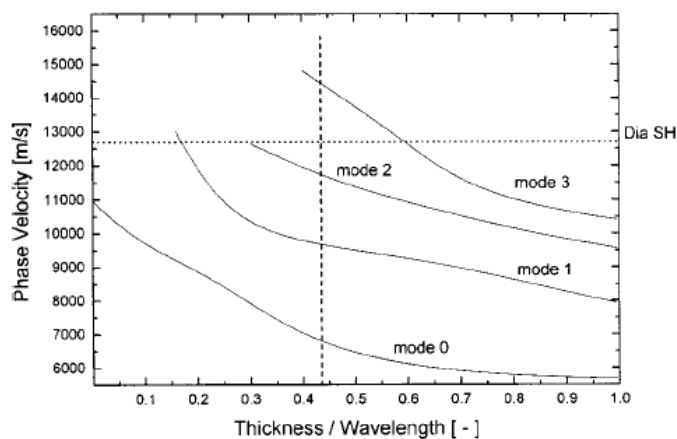


Рисунок 1.20. Зависимость скорости ПАВ от толщины слоя AlN

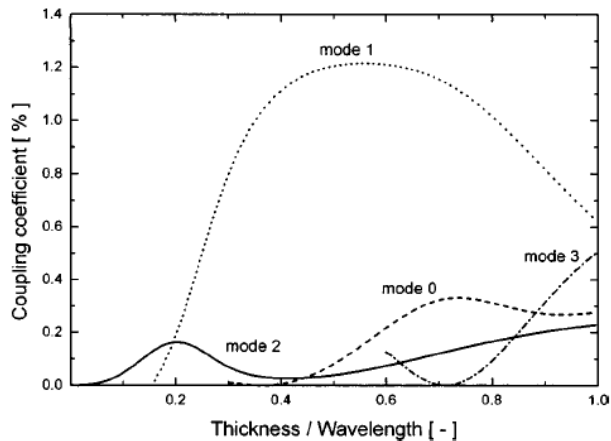


Рисунок 1.21. Зависимость коэффициента электромеханической связи от толщины слоя AlN

Слоистые структуры могут послужить основой для создания управляемого метаматериала на ПАВ. Только вместо пьезоэлектрической пленки на подложку следует наносить сегнетоэлектрическую пленку из материала титаната бария стронция, в котором при приложении внешнего электрического поля заметно проявляется ин-

дуцированный пьезоэлектрический эффект. Следующий заключительный раздел первой главы посвящен описанию индуцированного пьезоэлектрического эффекта и обзору свойств сегнетоэлектриков.

1.5. Индуцированный пьезоэффект в параэлектриках

В сегнетоэлектрических материалах с центросимметричной кубической структурой в парафазе пьезоэлектрический эффект не должен наблюдаться. В реальных образцах SrTiO_3 и $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ при температурах выше температуры Кюри, обнаруживается слабый пьезоэффект, обусловленный главным образом дефектами в образцах [56–61].

Пьезоэлектрический эффект проявляется в кристаллах, в которых отсутствуют центры симметрии. Прямой пьезоэффект – поляризация пьезоэлектрика при механических напряжениях. Обратный пьезоэффект характеризуется механической деформацией, возникающей в материале при приложении электрического поля. Математически это записывается так [62]:

$$\begin{aligned} S &= s^E T + d^T E \\ D &= dT + \varepsilon^T E \end{aligned} \quad (1.1)$$

где S – механическая деформация, T – механическое напряжение, s^E – модуль упругой податливости при постоянном электрическом поле, D – электрическое смещение, d^T – пьезоэлектрический коэффициент при постоянном механическом напряжении, ε^T – диэлектрическая проницаемость при постоянном механическом напряжении, E – напряженность электрического поля. Пьезоэлектрический эффект является линейным эффектом, связывающим электрическое поле с механическим напряжением. Кроме пьезоэффекта вклад в механическую деформацию также вносит электрострикция:

$$S = GP^2 \quad (1.2)$$

где G – коэффициент электрострикции, P – электрическая поляризация. Поляризация в присутствии электрического поля состоит из двух составляющих: спон-

танной поляризации в сегнетоэлектрике P_s и поляризации, наведенной электрическим полем E :

$$P = P_s + \chi E \quad (1.3)$$

где χ – диэлектрическая восприимчивость. Подставляя (1.3) в (1.2), получаем выражение для механической деформации в присутствии электрического поля:

$$S = GP_s^2 + 2GP_s\chi E + G\chi^2 E^2 \quad (1.4)$$

Таким образом, полная деформация есть сумма трех составляющих: спонтанной деформации, деформации за счет пьезоэффекта и деформации, вызванной электрострикцией. В параэлектрической фазе в кристаллах сегнетоэлектриков присутствуют центры симметрии и, как следствие, отсутствует пьезоэффект. Электрострикцию в параэлектрике можно представить как наведенный пьезоэффект с эффективным пьезомодулем $\tilde{d} = 2GP_s\chi$.

Электроиндуцированный пьезоэффект в параэлектриках является частным случаем наведенного электрическим полем пьезоэффекта в неполярных диэлектриках. Однако, в реальности у сегнетоэлектриков в парафазе наблюдается слабый пьезоэлектрический отклик, вызванный несовершенством структуры и дефектами в ней. Таким образом, механический отклик сегнетоэлектриков в парафазе на воздействие сильного электрического поля есть сумма слабого пьезоэффекта и нелинейной электрострикции.

Индукцированный пьезоэффект используется в перестраиваемых резонаторах на объемных акустических волнах, основанных на зависимости упругих и пьезоэлектрических модулей сегнетоэлектрика от величины прикладываемого постоянного электрического поля. Впервые результаты перестройки акустического резонатора за счет наведенного пьезоэффекта были опубликованы в 1948 г. в [63]. Результаты исследований влияния нелинейных электроакустических эффектов на ПАВ в объемных образцах титаната стронция описаны в работах [64 – 66]. Наблюдавшееся изменение скорости ПАВ при напряженности электрического поля 20 кВ/см было в пределах 0,02%.

В настоящее время в перестраиваемых резонаторах используются пленочные пьезоэлектрики, что позволяет при приложении постоянного напряжения 5 – 30 В, получить перестройку в пределах 2%.

Зависимости модулей упругости, пьезоэлектрических модулей и диэлектрической проницаемости от напряженности электрического поля получены в работах [56, 67]:

$$\tilde{h}_{ijm}(E_i) = h_{ijm} - 2G_{ijmn} \varepsilon_0 \varepsilon_{ij}(E_i) E_i, \quad (1.5)$$

$$\tilde{C}_{ijmn}(E_i) = C_{ijmn} + M_{ijklmn} (\varepsilon_0 \varepsilon_{ij}(E_i) E_i)^2, \quad (1.6)$$

$$\tilde{\varepsilon}_{ij}(E_i) = \frac{\varepsilon_{ij}(0)}{1 + 3\alpha \varepsilon_{ij}(0)^3 E_i^2} \quad (1.7)$$

где h_{ijm} - пьезоэлектрический тензор в отсутствии электрического поля (обусловлен дефектами в пленке), G_{ijmn} - тензор электрострикции, E_i - компоненты вектора напряженности электрического поля, C_{ijmn} - тензор упругих модулей материала сегнетоэлектрика, M_{ijklmn} - тензор электрострикции, нелинейной по отношению к механической деформации, ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума, ε_{ij} - тензор диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика, $\varepsilon_{ij}(0)$ - диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрика в отсутствии постоянного электрического поля, α - коэффициент нелинейности, полученный экспериментально для пленки BSTO в работе [67].

1.5.1 Свойства сегнетоэлектрических пленок

Благодаря аномально высокой зависимости диэлектрической проницаемости от электрического поля, сегнетоэлектрики используются в перестраиваемых СВЧ приборах – варакторах, фазовращателях и др. Наиболее часто используется сегнетоэлектрик титанат бария-стронция ($\text{Ba}_{1-x}\text{Sr}_x\text{TiO}_3$ или BSTO) в виде твердого раствора. Сегнетоэлектрик имеет структуру перовскита (Рисунок 1.24), в которой ионы бария и стронция окружены октаэдрами кислорода [68].

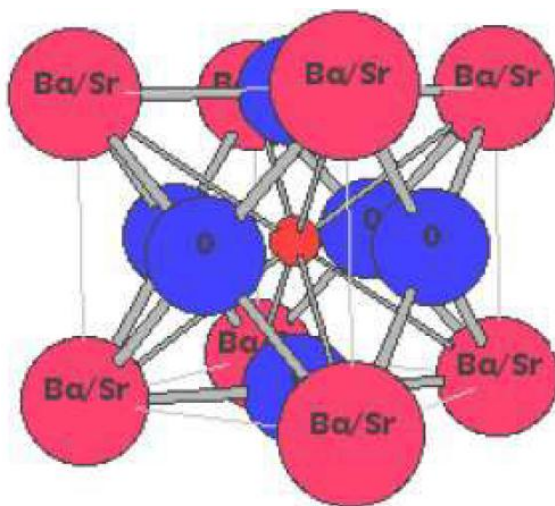


Рисунок 1.22. Элементарная ячейка кристалла титаната бария – стронция

При приложении внешнего электрического поля происходит сильное смещение ионов бария/стронция и ионов кислорода, в результате чего в кристалле возникает поляризация ионов. Основным признаком сегнетоэлектрика является наличие спонтанной поляризации в отсутствие электрического поля в определенном интервале температур. При повышении температуры критической точки – точки Кюри, происходит фазовый переход сегнетоэлектрика в параэлектрик, приводящий к исчезновению спонтанной поляризации. Вблизи фазового перехода сегнетоэлектрик имеет большую величину диэлектрической проницаемости, зависящую от величины внешнего электрического поля.

Главной характеристикой для перестраиваемых СВЧ устройств является перестройка диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика, определяемая как отношение диэлектрической проницаемости в отсутствие электрического поля к диэлектрической проницаемости при приложенном поле: $n = \frac{\varepsilon(0)}{\varepsilon(E)}$. На рисунке 1.25

приведена зависимость диэлектрической проницаемости объемного образца $\text{Ba}_{0,6}\text{Sr}_{0,4}\text{TiO}_3$ от электрического поля [5].

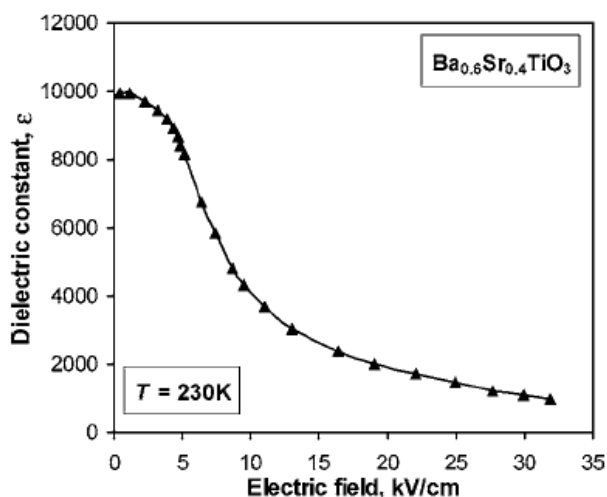
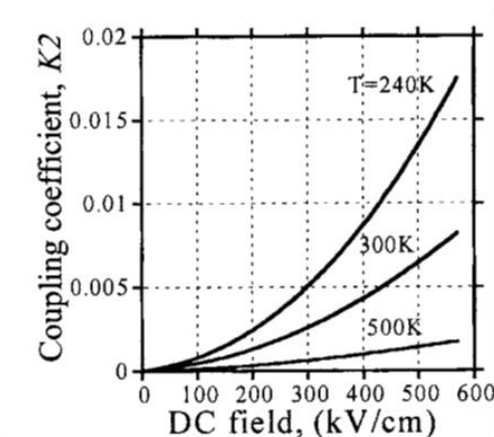
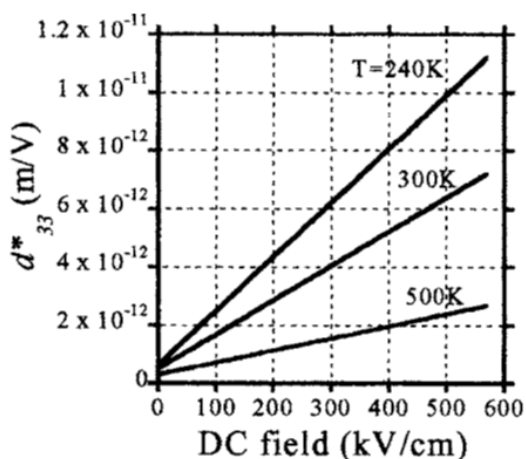


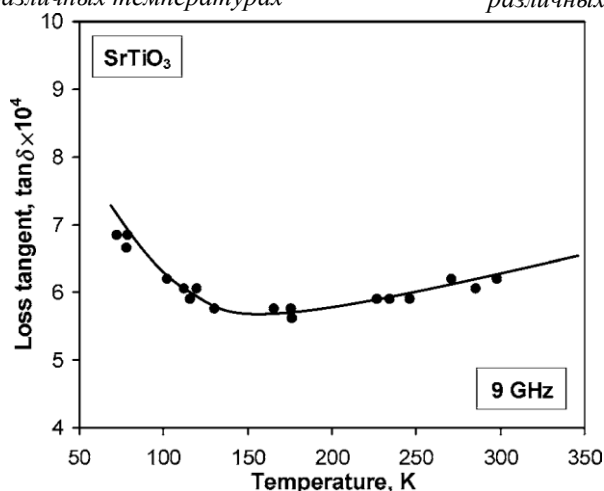
Рисунок 1.23. Зависимость диэлектрической проницаемости объемного образца сегнетоэлектрика $\text{Ba}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{TiO}_3$ от напряженности электрического поля

Из графика на рисунке 1.23 видно, что ϵ изменяется в 5 раз при напряженности электрического поля 30 кВ/см. Вдали точки Кюри Диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектриков слабо зависит от частоты. Как показано в предыдущем параграфе, в сегнетоэлектриках наведенное электрическое поле приводит также к изменению пьезоэлектрических и упругих модулей. На рисунке 1.24 приведены экспериментальные и теоретические зависимости коэффициента электромеханической связи и эффективного пьезомодуля пленки BSTO от напряженности электрического поля. Параэлектрические свойства исследуемой пленки наблюдаются в диапазоне температур от 50 до 500 К. Экспериментальные данные получены при измерении характеристик тонкопленочных резонаторов на ОАВ. Как следует из графиков, наибольшее изменение параметров пленки BSTO наблюдается при температурах близких к температуре фазового перехода. В условиях комнатной температуры наблюдается изменение эффективных упругих и пьезоэлектрических модулей в пределах 1 – 2%, что вполне достаточно для практического применения перестраиваемых устройств, работающих в диапазоне от единиц до десятков гигагерц. Добротность сегнетоэлектрической пленки определяется как величина обратная тангенсу угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta$. Экспериментальная зависимость $\text{tg}\delta$ от температуры приведена на рисунке 1.24 в.



а) Зависимость эффективного пьезомодуля от напряженности эл. поля при различных температурах

б) Зависимость КЭМС от напряженности эл. поля при различных температурах



в) Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь от температуры на частоте 9 ГГц.

Рисунок 1.24. Свойства сегнетоэлектриков в зависимости от температуры и электрического поля

Из приведенных в данном разделе свойства сегнетоэлектриков, следует, что при нормальных условиях ($t = 25^\circ \text{C}$) наибольшая перестройка будет наблюдаться в сегнетоэлектрической пленке, температура фазового перехода которой лежит вблизи 25°C .

1.5.2 Методики измерений характеристик сегнетоэлектрических свойств

Все существующие методы измерения можно разбить на три группы [69]:

1. Прямые методы. Измеряется емкость и тангенс угла потерь конденсатора, содержащего между обкладками исследуемый материал, либо с помощью анализатора цепей измеряется матрица рассеяния конденсатора. Используют-

ся различные типы конденсаторов (рисунок 1.25): (а) конденсатор с плоскопараллельными электродами, (б) массив плоскопараллельных конденсаторов на тонко-/толсто пленочной подложке, (с) встречно-штыревой конденсатор, (d) плоский конденсатора с воздушным зазором.

2. Волноводный метод. Внутренняя полость волновода заполняется исследуемым материалом и с помощью анализатора цепей производится измерение матрицы рассеяния волновода.

3. Резонансный метод. Исследуемый образец помещается в волноводный резонатор (рисунок 1.26 а) или на самом исследуемом материале формируется микрополосковый резонатор (рисунок 1.26 б). В обоих случаях измеряется матрица рассеяния резонатора из которой определяется диэлектрическая проницаемость образца.

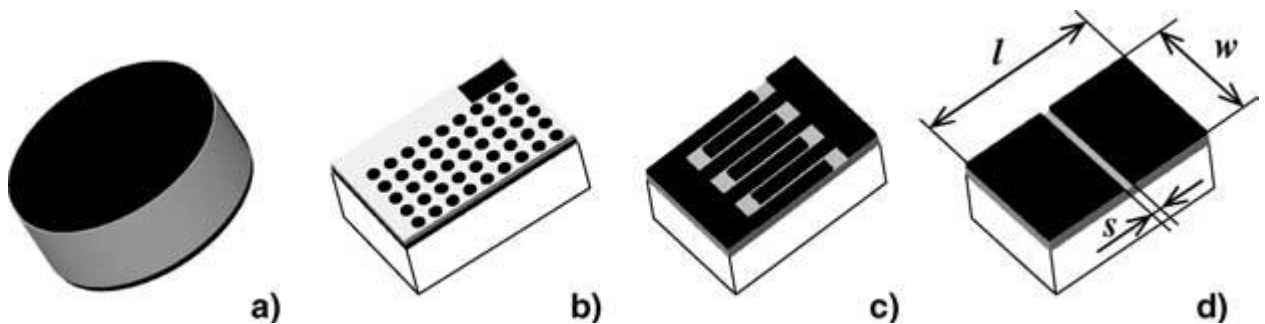


Рисунок 1.25. Конденсаторы, применяемые для исследований характеристик сегнетоэлектриков

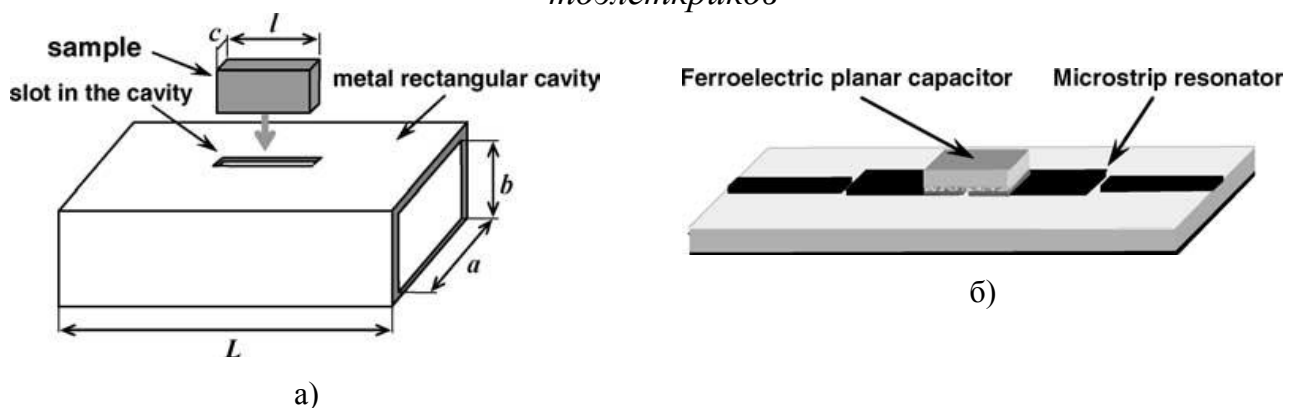


Рисунок 1.26. Типы тестовых структур для исследований свойств сегнетоэлектриков; а) волновод в который вставляется исследуемый образец; б) микрополосковый полуволновый резонатор

Выбор метода измерений и, соответственно типа измерительной установки сильно зависит от диапазона частот и от формы сегнетоэлектриков (тонкая, толстая

пленка или объемных образцов). Для частот ниже несколько десятков или сотен мегагерц, перестраиваемый конденсатор, выполненный из сегнетоэлектрического материала любой формы, рассматривается как сосредоточенный элемент, так как его размеры намного меньше, чем длина волны электромагнитной волны. Емкость и тангенс угла потерь этого конденсатора могут быть измерены непосредственно на стандартном измерителе импеданса. На более высоких частотах, прямые измерения емкости менее пригодны, потому что размеры конденсатора станут сравнимы с длиной электромагнитной волны, и они не могут рассматриваться как сосредоточенные элементы. Кроме того, импеданс конденсатора становится очень малым по сравнению с собственным импедансом измерительного прибора. Таким образом, на высоких частотах применяются волноводные и резонансные методы.

Обзор материалов в которых возникает наиболее заметный наведенный пьезоэлектрический эффект показал, что в сочетании со структурой «тонкая пленка на диэлектрической подложке» сегнетоэлектрики типа $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$ можно использовать для создания управляемого электрическим полем пьезометаматериала на ПАВ.

Выводы к главе 1

1. Проведенный обзор работ, посвященных фононным кристаллам на ПАВ, а также управляемым метаматериалам, показал, что наиболее практичным является метаматериал, управляемый электрическим полем.
2. Анализ слоистых структур «пьезоэлектрическая пленка на диэлектрической подложке» и способа формирования ПДС в сегнетоэлектриках, а также наведенного пьезоэлектрического эффект в сегнетоэлектриках позволил определить тип электрически управляемого пьезометаматериала и его конструкционные материалы.
3. Определен предмет научного исследования – управление физическими свойствами пьезометаматериала посредством электрического поля.
4. Определен объект исследования – пьезометоматериал.
5. Определена конструкция пьезометаматериала – одномерный фононный кристалл, состоящий из слоистой структуры «сегнетоэлектрическая пленка на ди-

электрической подложке» с электрически индуцированными периодическими доменными структурами.

Периодическая структура пьезометаматериала формируется приложением периодического электрического поля к сегнетоэлектрической пленке $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$, находящейся в параэлектрической фазе. В результате чего, образуются периодические доменные структуры с изменяющимися пьезомодулями, коэффициентами упругости и диэлектрической проницаемостью. Изменение величины электрического поля ведет к изменению ширины запрещенной зоны фононного кристалла.

Конструктивно исследуемый метаматериал – фононный кристалл представляет собой подложку из материала с минимальным коэффициентом затухания поверхностных акустических волн. На поверхности подложки имеется нижний электрод; поверх электрода нанесена тонкая пленка сегнетоэлектрика $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$ (рисунок 1.27). На пленку наносятся ВШП с периодом p . Между управляющими электродами и нижним электродом подается постоянное напряжение смещения. Толщина сегнетоэлектрической пленки составляет 0,5 – 1,0 мкм, что позволяет создавать напряженность электрического поля $E \sim 10^6 \div 10^7$ В/м при напряжениях смещения 1 – 10 В. Очевидно, что ширина запрещенной зоны зависит от напряжения смещения и от размеров доменов.

Таким образом, имеется три основных механизма управления фононным кристаллом и один гибридный:

- 1) напряженность электрического поля;
- 2) направление приложения поля. При приложении по толщине пленки, поле оказывает влияние на компоненты матрицы упругости C_{33} и пьезоэлектрического модуля e_{33} . При планарном приложении поля изменяются компоненты C_{33} и e_{31} .
- 3) варьирование ширины электродов (ширины домена)
- 4) совокупность механизмов 1) – 2), т.е. варьирование ширины электродов и изменение величины напряжения смещения, комбинация направления электрического поля.

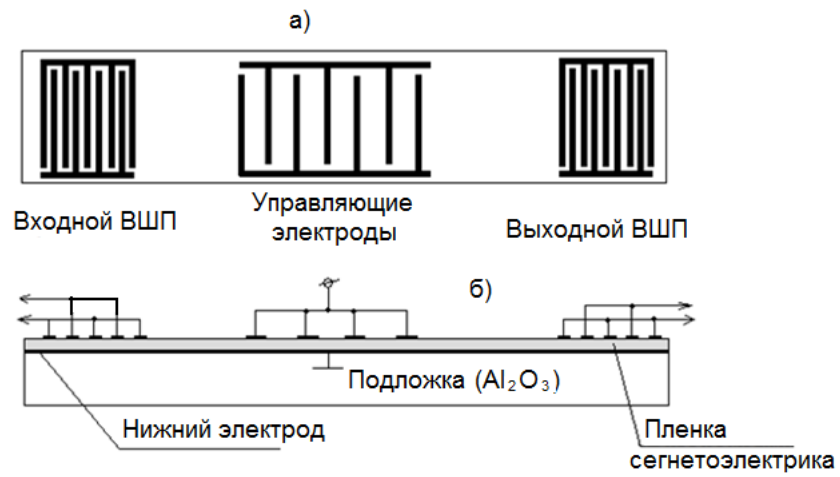


Рисунок 1.27. Схема фонованого кристалла управляемого электрическим полем.
а) вид сверху; б) вид сбоку

ГЛАВА 2. Математическая модель распространения упругих волн в управляемом пьезометаматериале

В разделе 2.1 рассматривается распространение упругих волн в слоистой среде. Построена математическая модель метаматериала управляемого электрическим полем, основанная на импедансных характеристиках слоистой среды. Построена зависимость коэффициента отражения от частоты при различных значениях управляющего напряжения. Раздел 2.2 посвящен выводу волновых уравнений в электроупругой среде в которой упругие, пьезоэлектрические и диэлектрические свойства меняются периодически и зависят от напряженности постоянного электрического поля. В разделе 2.3 выводятся уравнения для коэффициента отражения при волновом распространении в двух анизотропных полупространств и слоев «пьезоэлектрик/диэлектрик». Построены дисперсионные характеристики для бесконечной периодической структуры. Исследованы зависимости ширины и частоты запрещенной зоны, от величины управляющего напряжения, размеров слоев и соотношения между размерами пьезо и диэлектрического слоя в периодической структуре. Определены возможные механизмы перестройки частоты метаматериала. В Разделе 2.4 впервые получены выражения для коэффициента отражения в полубесконечной структуре «пьезоэлектрик/диэлектрик». Результаты конечно-элементного моделирования управляемого пьезометаматериала приводятся в Разделе 2.5. Построена конечно-элементная модель, учитывающая распространение ПАВ в исследуемом пьезометаматериале. Определено влияние неравномерности распределения электрического поля и его дополнительных пространственных составляющих на дисперсионные характеристики пьезометаматериала. На основании конечно-элементной модели рассчитана конструкция и топология экспериментального образца.

2.1 Упругие волны в слоистых средах

В предыдущей главе была определена конструкция управляемого пьезометаматериала – одномерного фононного кристалла (Рисунок 1.27). Задача второй главы – построить математическую модель исследуемого метаматериала. Простейшую модель можно представить в виде чередующихся конечного числа слоев с периодом, состоящего из двух слоев с акустическими импедансами Z_0 и Z и толщиной h и h_0 соответственно (Рисунок 2.1). Из полубесконечного полупространства на структуру падает упругая волна, часть отражается, часть проходит сквозь структуру. Нас интересует зависимость коэффициента отражения от частоты такой структуры при различных значениях управляющего напряжения.

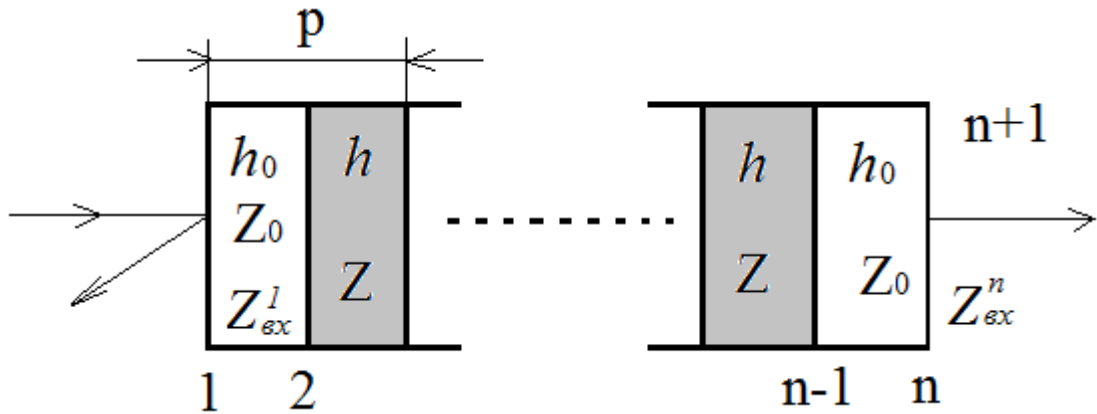


Рисунок 2.1. Совокупность слоев с различным акустическим импедансом

Акустический импеданс по определению [70] $Z = \rho V$, где ρ – плотность среды, V – скорость упругой волны в среде. Скорость объемной волны определяется выражением $V = \sqrt{\frac{C}{\rho}}$, где C – модуль упругости материала. Из (1.6) берем значение жесткого модуля упругости для слоя с наведенным пьезоэффектом, и получаем скорость упругой волны в данном слое:

$$V_{\text{пьезо}} = \sqrt{\frac{C_{ijmn} + M_{ijklmn} (\varepsilon_0 \varepsilon_{ij} (E_i) E_j)^2}{\rho}} \quad (2.1)$$

Следовательно, акустический импеданс пьезослоя:

$$Z_{\text{пьезо}} = \sqrt{\rho(C_{ijmn} + M_{ijklmn}(\varepsilon_0 \varepsilon_{ij}(E_i)E_j)^2)} \quad (2.2)$$

Рассмотрим для начала задачу прохождения волны через один слой (Рисунок 2.2).

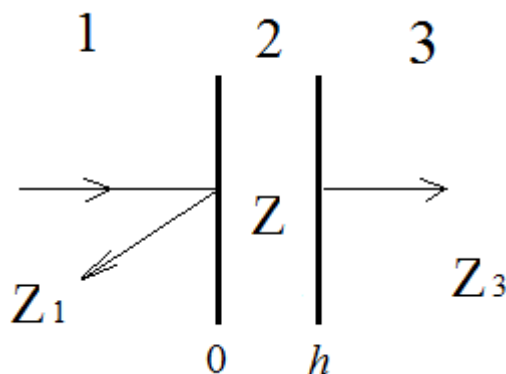


Рисунок 2.2. Прохождение упругих волн через слой

Падающая волна $U_{\text{пад}}$ из среды 1 падает на слой толщиной h и с акустическим импедансом Z - среда 2, отраженная волна $U_{\text{отр}}$ отражается от границы слоя и распространяется в среде 1, прошедшая волна $U_{\text{пр}}$ - в среде 3.

Будем искать решение в гармоническом виде:

$$\begin{aligned} U_{\text{пад}} &= e^{ik_1x} + re^{-ik_1x}; \\ U_2 &= Ae^{ik_2x} + Be^{-ik_2(x-h)}; \\ U_{\text{пр}} &= te^{ik_3x} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Где r, t – коэффициенты отражения и прохождения соответственно, A, B – некоторые константы. Условия на границе $x = 0$ и $x = h$:

$$\begin{cases} U_{\text{пад}}|_{x=0} = U_2|_{x=0} \\ \frac{1}{\rho_1} \frac{d}{dx} U_{\text{пад}}|_{x=0} = \frac{1}{\rho_2} \frac{d}{dx} U_2|_{x=0} \end{cases} \quad \begin{cases} U_2|_{x=h} = U_{\text{пр}}|_{x=h} \\ \frac{1}{\rho_2} \frac{d}{dx} U_2|_{x=h} = \frac{1}{\rho_3} \frac{d}{dx} U_{\text{пр}}|_{x=h} \end{cases} \quad (2.4)$$

Подставляем (2.3) в граничные условия (2.4), получаем:

$$\begin{cases} 1+r = A + Be^{ik_2h} \\ Z_1(1-r) = Z(A - Be^{ik_2h}) \end{cases} \quad \begin{cases} Ae^{ik_2h} + B = te^{ik_3h} \\ Z(Ae^{ik_2h} - B) = Z_3te^{ik_3h} \end{cases} \quad (2.5)$$

Решая (2.5), получаем важное выражение для коэффициентов отражения и прохождения:

$$r = \frac{Z_{\text{вх}} - Z_3}{Z_{\text{вх}} + Z_3}; \quad t = \frac{2Z_{\text{вх}}}{Z_{\text{вх}} + Z_3} \quad (2.6)$$

где $Z_{\text{вх}} = \frac{Z_3 - iZ_1 \operatorname{tg} k_2 h}{Z_1 - iZ_3 \operatorname{tg} k_2 h} Z$ – входной импеданс слоя [70].

Для вычисления коэффициента прохождения и отражения для конечного числа слоев необходимо найти входной импеданс. Для n слоев (Рисунок 2.1), полагая $Z_{\text{вх}}^{(1)} = Z_1, h_1 = h_0, Z_2 = Z_{\text{пьезо}}$, и так далее, последовательно находя входной импеданс $n-1$ раз, получаем:

$$Z_{\text{вх}}^{(n)} = \frac{Z_{\text{вх}}^{(n-1)} - iZ_n \operatorname{tg} k_n h_n}{Z_n - iZ_{\text{вх}}^{(n-1)} \operatorname{tg} k_n h_n} Z_n \quad (2.7)$$

Подставив (2.7) в (2.6), получим коэффициенты отражения и прохождения системы n слоев.

2.1.1 Зависимость АЧХ пьезометаматериала от управляющего напряжения

Импеданс для пьезослоя был найден нами в (2.2), плотность вещества в обоих слоях считаем одинаковой, используя (2.7) и (2.6) получаем зависимость коэффициента отражения от напряженности управляющего электрического поля. Материал слоев – титанат стронция, все необходимые материальные константы для объемного материала взяты из [71]. Падающая волна – продольная.

На Рисунке 2.3 приведены графики зависимости коэффициента отражения от напряженности управляемого электрического поля. Размер периода выбран 100 мкм, толщина пьезослоя 40 мкм, непьезослоя – 60 мкм. Число периодов – 40, соответственно метаматериал состоит из 80 слоев.

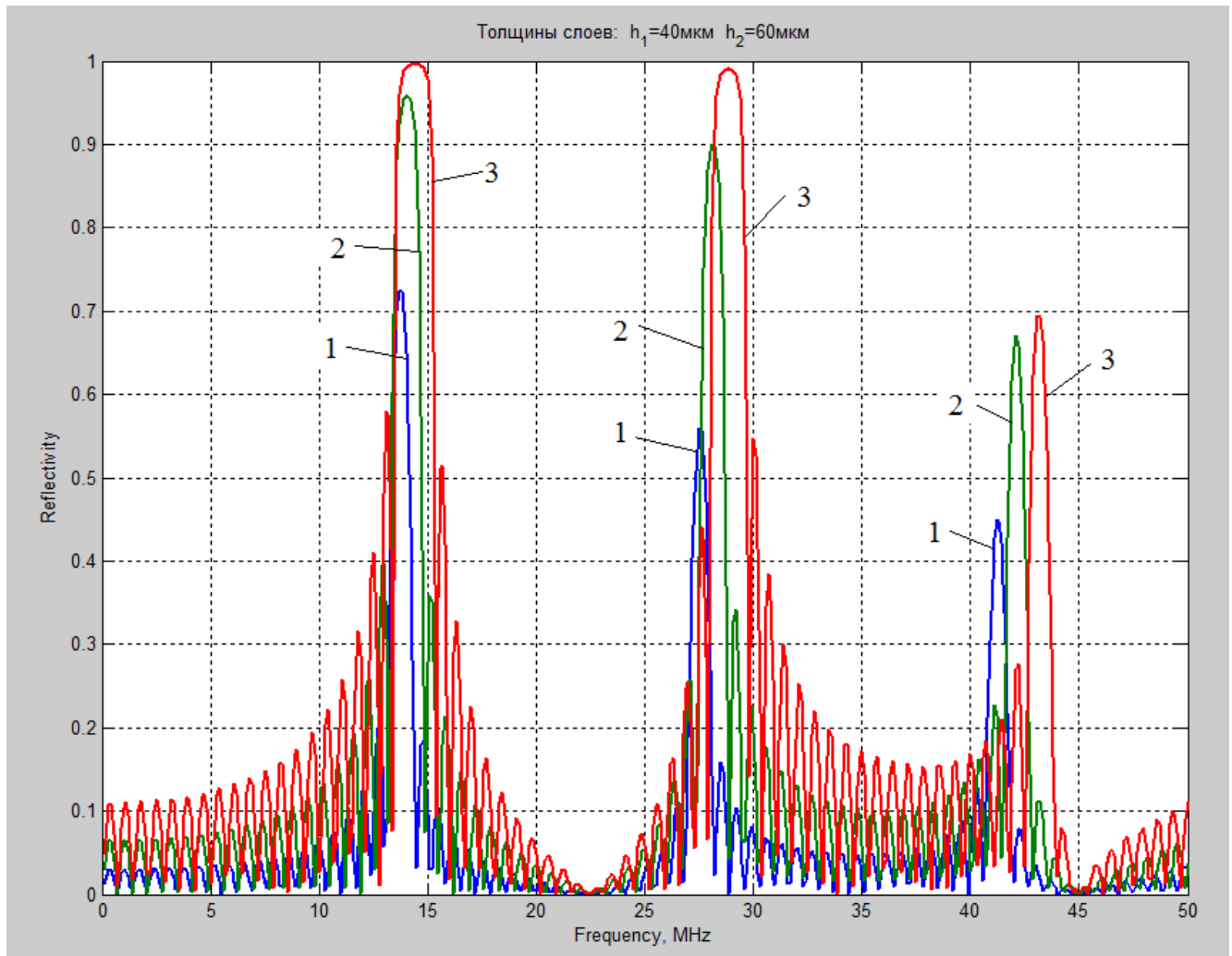


Рисунок 2.3. Зависимость коэффициента отражения в метаматериале от напряженности управляющего поля.

Цифрами обозначены кривые при напряженности поля:
 1 – 10 МВ/м; 2 – 30 МВ/м; 3 – 40 МВ/м

Из графика на Рисунке 2.3 хорошо видно, что с ростом напряженности кривые смещаются в сторону высоких частот, а коэффициент отражения увеличивается. Это связано с тем, что растет контраст между акустическими импедансами слоев и, соответственно, изменяется ширина полосы заграждения.

Положение зоны заграждения определяется из брэгговского условия, согласно которому ширина слоя должна равняться четверти длины волны.

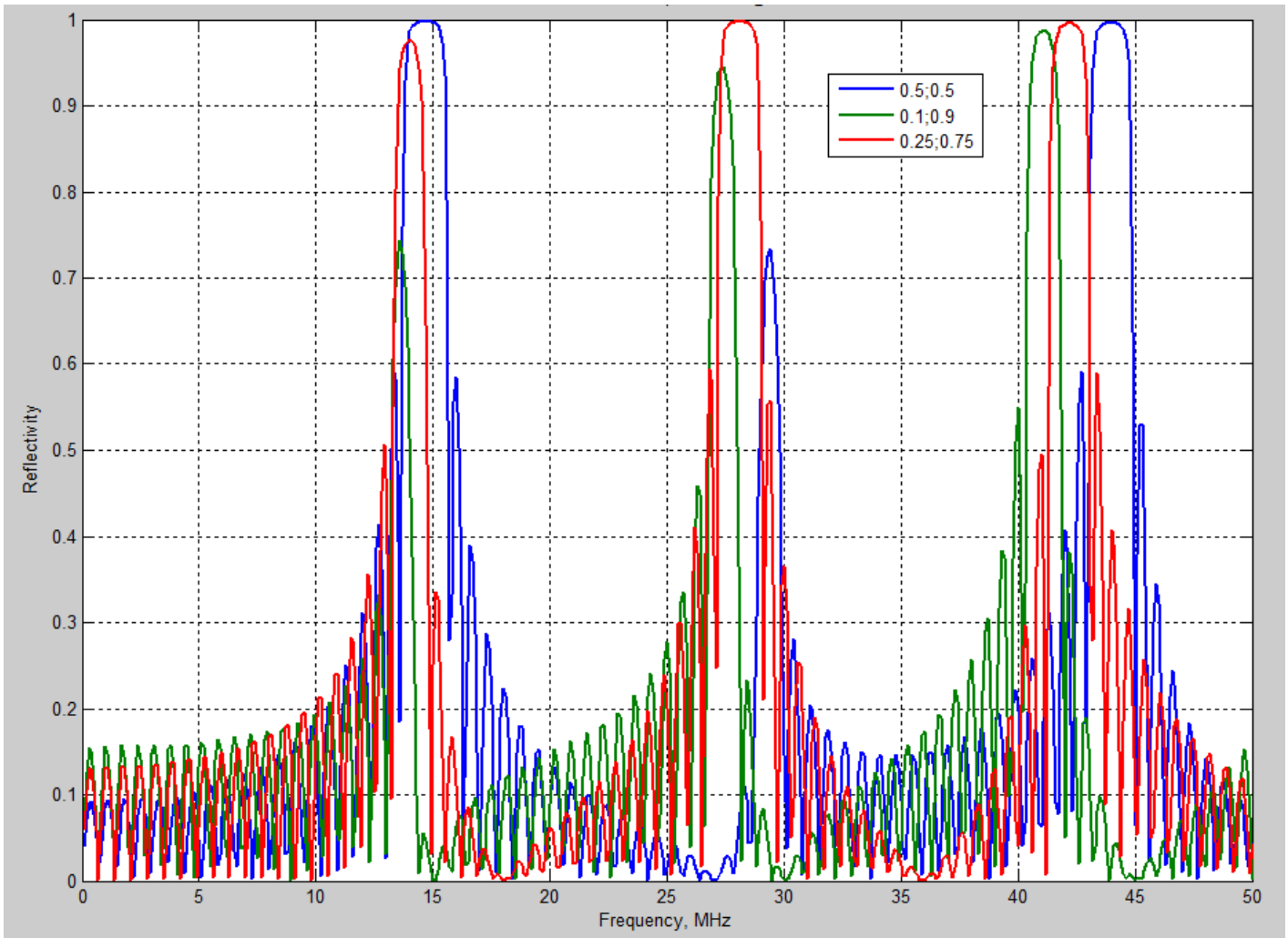


Рисунок 2.4. Зависимость коэффициента отражения от ширины слоев при фиксированном управляющем напряжении

На Рисунке 2.4 показано влияние размеров слоев на ширину зоны заграждения при фиксированном управляющем напряжении. На графике показаны соотношения слоев от периода равном 100 мкм. При одинаковых слоях (соотношение 0,5; 0,5) ширина зоны заграждения наибольшая. С ростом частоты ширина увеличивается и на третьей гармонике становится практически одинаковой. На третьей гармонике в диапазоне от 40 до 50 МГц отчетливо видны три полосы заграждения.

Увеличение напряженности поля в 2 раза приводит к расширению запрещенной зоны в среднем в 0,7 раз.

В данном разделе построена математическая модель для конечного числа слоев изотропного материала с различным акустическим импедансом. Эта модель не учитывает анизотропию сегнетоэлектрика и его пьезоэлектрических свойств. В следу-

ющем разделе решается задача волнового движения в анизотропном пьезоэлектрическом веществе при наличии электрического поля.

2.2 Распространение упругих волн в электромагнитоупругой среде в присутствии электрического поля

Распространение упругих акустических волн в метаматериале состоящего из периодических структур можно приближенно рассматривать как волновое движение в слоистой структуре с периодически изменяющимися свойствами. Уравнения распространения упругой волны в анизотропной пьезоэлектрической среде в тензорной форме имеют вид [72]:

$$\begin{cases} C_{ijmn} \frac{\partial^2 U_m}{\partial x_j \partial x_n} + e_{mij} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_j \partial x_m} = \rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2}, \\ e_{ijm} \frac{\partial^2 U_j}{\partial x_i \partial x_m} - \varepsilon_{ij} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i \partial x_j} = 0 \end{cases} \quad (i, j, m, n = 1, 2, 3) \quad (2.9)$$

где, U_m – компоненты вектора механического смещения, e_{ijm} – пьезоэлектрический тензор, C_{ijmn} – тензор модулей упругости среды, ε_{ij} – тензор диэлектрической проницаемости, ρ – плотность среды, ϕ – электрический потенциал. Суммирование производится по повторяющимся индексам.

Подставим уравнения (1.5) - (1.7) в систему (2.9) учитывая, что тензор h_{ijm} связан следующей зависимостью: $e_{ijm} = \varepsilon_0 (\varepsilon_{ij} - 1) h_{ijm}$ [73]. Принимая во внимание, что напряженность электрического поля есть функция координат, т. е. $E = E(x, y, z)$, получаем систему уравнений, описывающих распространение упругой волны в фоновом кристалле:

$$\begin{cases} \left\{ C_{ijmn} + \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{ij}(E_i(x, y, z)) \cdot M_{ijklmn} \cdot [E_i(x, y, z)]^2 \right\} \frac{\partial^2 U_m}{\partial x_j \partial x_n} + \varepsilon_0 \cdot [\varepsilon_{ij}(E_i(x, y, z)) - 1] \cdot \left\{ h_{mij} - 2\varepsilon_0 \varepsilon_{ij}(E_i(x, y, z)) \right\} \times \\ \times G_{ijmn} \cdot [E_i(x, y, z)]^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_j \partial x_m} = \rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2}; \\ \varepsilon_0 \cdot [\varepsilon_{ij}(E_i(x, y, z)) - 1] \cdot \left\{ h_{mij} - 2\varepsilon_0 \varepsilon_{ij}(E_i(x, y, z)) \right\} \cdot \frac{\partial^2 U_j}{\partial x_i \partial x_j} - \varepsilon_{ij}(E_i(x, y, z)) \cdot \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i \partial x_j} = 0 \end{cases} \quad (2.10)$$

Представим зависимость компонент векторов механического смещения и электрического потенциала от времени в виде: $U = Ue^{i\omega t}$; $\phi = \phi e^{i\omega t}$, где ω – угловая частота, и подставим в систему уравнений (2.10). В результате получим систему уравнений в частотной области:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_n} (C_{ijmn} U_m + e_{mij} \phi) + \rho \omega^2 U_i = 0, \\ \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_m} (e_{ijm} U_j - \varepsilon_{ij} \phi) = 0 \end{cases} \quad (i, j, m, n = 1, 2, 3) \quad (2.11)$$

Первый член первого уравнения системы (2.11) представляет собой производную тензора механического напряжения $T_i = \frac{\partial}{\partial x_n} (C_{ijmn} U_m + e_{mij} \phi)$, возникающего вследствие пьезоэффекта. Второе уравнение системы (2.11) есть производная тензора индукции электрического поля: $D_m = \frac{\partial}{\partial x_n} (e_{ijm} U_j - \varepsilon_{ij} \phi)$.

Распишем подробно тензоры механической деформации и электрической индукции:

$$\begin{aligned} T_i &= \frac{\partial}{\partial x_1} (C_{i1} U_1 + C_{i6} U_2 + C_{i5} U_3 + e_{i1} \phi) + \frac{\partial}{\partial x_2} (C_{i6} U_1 + C_{i2} U_2 + C_{i4} U_3 + e_{i2} \phi) + \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_3} (C_{i5} U_1 + C_{i4} U_2 + C_{i3} U_3 + e_{i3} \phi) \quad (i = 1, 2, \dots, 6); \\ D_m &= \frac{\partial}{\partial x_1} (e_{m1} U_1 + e_{m6} U_2 + e_{m5} U_3 - \varepsilon_{m1} \phi) + \frac{\partial}{\partial x_2} (e_{m6} U_1 + e_{m2} U_2 + e_{m4} U_3 - \varepsilon_{m2} \phi) + \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_3} (e_{m5} U_1 + e_{m4} U_2 + e_{m3} U_3 - \varepsilon_{m3} \phi) \quad (m = 1, 2, 3). \end{aligned} \quad (2.12)$$

Тогда система (2.11) примет вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T_1}{\partial x_1} + \frac{\partial T_6}{\partial x_2} + \frac{\partial T_5}{\partial x_3} + \rho\omega^2 U_1 = 0, \\ \frac{\partial T_6}{\partial x_1} + \frac{\partial T_2}{\partial x_2} + \frac{\partial T_4}{\partial x_3} + \rho\omega^2 U_2 = 0, \\ \frac{\partial T_5}{\partial x_1} + \frac{\partial T_4}{\partial x_2} + \frac{\partial T_3}{\partial x_3} + \rho\omega^2 U_3 = 0, \\ \frac{\partial D_m}{\partial x_m} = 0 \end{array} \right. \quad (i, j, m, n = 1, 2, 3) \quad (2.13)$$

Будем решать систему (2.13) в одномерном случае для x_1 , т.е. все производные по координатам x_2, x_3 будем считать равными нулю. В одномерном случае из (2.13) получаем:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T_1}{\partial x_1} + \rho\omega^2 U_1 = 0, \\ \frac{\partial T_6}{\partial x_1} + \rho\omega^2 U_2 = 0, \\ \frac{\partial T_5}{\partial x_1} + \rho\omega^2 U_3 = 0, \\ \frac{\partial D_1}{\partial x_1} = 0 \end{array} \right. \quad (2.14)$$

Подставляя (2.12) в (2.14), и опуская индекс 1 у переменной дифференцирования x_1 , а также заменяя частное дифференцирование на полный дифференциал, получаем:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2}{dx^2} (C_{11}U_1 + C_{16}U_2 + C_{15}U_3 + e_{11}\phi) + \rho\omega^2 U_1 = 0, \\ \frac{d^2}{dx^2} (C_{61}U_1 + C_{66}U_2 + C_{65}U_3 + e_{16}\phi) + \rho\omega^2 U_2 = 0, \\ \frac{d^2}{dx^2} (C_{51}U_1 + C_{56}U_2 + C_{55}U_3 + e_{15}\phi) + \rho\omega^2 U_3 = 0, \\ \frac{d^2}{dx^2} (e_{11}U_1 + e_{16}U_2 + e_{15}U_3 - \varepsilon_{11}\phi) = 0 \end{array} \right. \quad (2.15)$$

Представим систему (2.15) в матричном виде:

$$\frac{d^2}{dx^2} \begin{pmatrix} C_{11} & C_{16} & C_{15} & e_{11} \\ C_{61} & C_{66} & C_{65} & e_{16} \\ C_{51} & C_{56} & C_{55} & e_{15} \\ e_{11} & e_{16} & e_{15} & -\varepsilon_{11} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \\ \varphi \end{pmatrix} + \rho\omega^2 \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \\ 0 \end{pmatrix} = 0 \quad (2.16)$$

В более компактном виде имеем:

$$\mathbf{C} \frac{d^2}{dx^2} \mathbf{U} + \rho\omega^2 \mathbf{U} = 0 \quad (2.17)$$

где матрица $\mathbf{U}=(U_1 \ U_2 \ U_3 \ \varphi)^T$, T – знак транспонирования,

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{16} & C_{15} & e_{11} \\ C_{61} & C_{66} & C_{65} & e_{16} \\ C_{51} & C_{56} & C_{55} & e_{15} \\ e_{11} & e_{16} & e_{15} & -\varepsilon_{11} \end{pmatrix} - \text{матрица упругости сегнетоэлектрической пленки.}$$

Решение системы (2.17) ищем в виде:

$$\mathbf{U} = e^{ikx} \mathbf{A} \quad (2.18)$$

где $\mathbf{A}=(A_1 \ A_2 \ A_3 \ A_4)^T$ – вектор, элементы которого некоторые константы.

Подставив выражение (2.18) в уравнение (2.17), продифференцировав последнее, и произведя алгебраические преобразования, получим следующее уравнение:

$$(k^2 \mathbf{C} + \rho\omega^2 \mathbf{E}) \mathbf{A} = 0 \quad (2.19)$$

где \mathbf{E} – единичная матрица.

Полученное уравнение (2.19) имеет бесконечное множество решений, которые не всегда можно найти в аналитическом виде. Для ПАВ решения находят только с помощью численных методов. Так как нас интересует распространение волн в конкретном материале – титанате бария стронция, то мы сразу подставим в (2.19) параметры этого материала.

Свойства титаната бария взяты из литературных источников [74 – 76].

После подстановки получаем выражения для волновых чисел k :

$$k_{1,2} = \pm\omega\sqrt{\frac{\rho}{C_{11}}}; \quad k_{3,4} = \pm\omega\sqrt{\frac{\rho}{C_{66}}}; \quad k_{5,6} = \pm\omega\sqrt{\frac{\rho}{C_{55}(1+\eta^2)}}; \quad k_7 = 0 \quad (2.20)$$

где $\eta^2 = \frac{e_{15}^2}{C_{55}\varepsilon_{11}}$ – квадрат коэффициента электромеханической связи (КЭМС)

[77]. Знаки « \pm » волновых чисел соответствуют волнам, распространяющимся в положительном и отрицательном направлениях оси X . Из получившихся волновых чисел следует, что пьезоактивной будет волна с волновым числом $k_{5,6}$, нулевое решение k_7 соответствует электростатическому потенциалу.

Поскольку нас интересует только пьезоактивная волна U_3 , отбросим остальные решения. Подставим компоненты волны U_3 , C и D в систему (2.19) предварительно удалив «непьезоактивные» компоненты, получим:

$$\begin{pmatrix} C_{55}k^2 - \rho\omega^2 & e_{15}k^2 \\ e_{15}k^2 & -\varepsilon_{11}k^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} C \\ D \end{pmatrix} = 0 \quad (2.21)$$

Решая систему (2.21), находим связь электрической компоненты D через компоненту упругой волны C : $D = \frac{e_{15}}{\varepsilon_{11}}C$. Таким образом, плоская акустоэлектрическая волна, распространяющаяся в пьезоэлектрике, имеет вид:

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{e_{15}}{\varepsilon_{11}} \end{pmatrix} \cdot C \cdot e^{ikx} \quad (2.22)$$

2.2.1 Распространение волн в двух полупространствах с различными пьезоэлектрическими свойствами

Рассмотрим распространение упругой волны в двух примыкающих полупространствах, обозначенных 0 и 1 (Рисунок 2.5). Полупространство 0 характеризуется упругими модулями C_{ijmn} , пьезоэлектрическими модулями e_{ijm} и диэлектрической проницаемостью ε_{ij} . Полупространство 1 обладает свойствами \tilde{C}_{ijmn} , \tilde{e}_{ijm} , $\tilde{\varepsilon}_{ij}$.

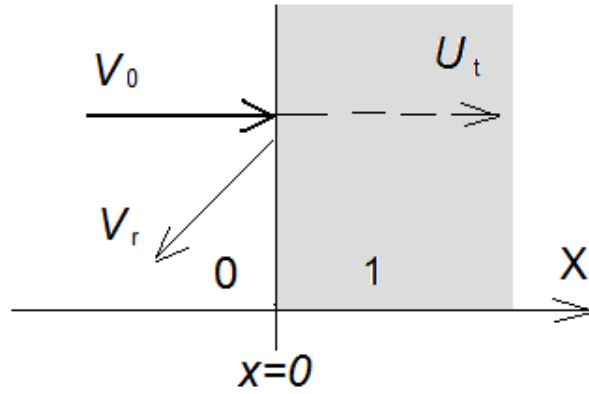


Рисунок 2.5. Распространение акустоэлектрических волн через пьезоэлектрические слои

Нас интересуют только пьезоактивные акустоэлектрические волны в виде полученном в предыдущем разделе. Обозначим волны, распространяющиеся в полупространствах 0 и 1 как \mathbf{V} и \mathbf{U} соответственно. Запишем их в векторном виде:

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} 1 \\ e_{15} \\ \varepsilon_{11} \end{pmatrix} \cdot e^{ik_0x} + r \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ e_{15} \\ \varepsilon_{11} \end{pmatrix} \cdot e^{-ik_0x}, \quad \mathbf{U} = t \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ \tilde{e}_{15} \\ \tilde{\varepsilon}_{11} \end{pmatrix} \cdot e^{ik_1x}, \quad (2.23)$$

где r и t – коэффициенты отражения и прохождения соответственно. Здесь мы приняли амплитуду C равную единице. На границе двух полупространств $x = 0$ должны выполняться следующие условия [78, 79]:

$$\begin{cases} \mathbf{V} = \mathbf{U} \\ \mathbf{P}_0 \cdot \frac{d\mathbf{V}}{dx} = \mathbf{P}_1 \cdot \frac{d\mathbf{U}}{dx} \end{cases} \quad (2.24)$$

где \mathbf{P}_0 и \mathbf{P}_1 – матрицы, элементы которых описывают упругие, пьезоэлектрические и диэлектрические свойства полупространства:

$$\mathbf{P}_0 = \begin{pmatrix} C_{55} & e_{15} \\ e_{15} & -\varepsilon_{11} \end{pmatrix}; \quad \mathbf{P}_1 = \begin{pmatrix} \tilde{C}_{55} & \tilde{e}_{15} \\ \tilde{e}_{15} & -\tilde{\varepsilon}_{11} \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

Подставляя выражения (2.23) в систему (2.24) с учетом (2.25), получаем следующее:

$$\begin{cases} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{e_{15}}{\varepsilon_{11}} \end{pmatrix} + r \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{e_{15}}{\varepsilon_{11}} \end{pmatrix} = t \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ \tilde{e}_{15} \\ \tilde{\varepsilon}_{11} \end{pmatrix} \\ k_0 \left[\begin{pmatrix} C_{55} + \frac{e_{15}}{\varepsilon_{11}} \\ 0 \end{pmatrix} - r \cdot \begin{pmatrix} C_{55} + \frac{e_{15}}{\varepsilon_{11}} \\ 0 \end{pmatrix} \right] = k_1 \cdot t \cdot \begin{pmatrix} \tilde{C}_{55} + \frac{\tilde{e}_{15}}{\tilde{\varepsilon}_{11}} \\ 0 \end{pmatrix} \end{cases} \quad (2.26)$$

Поскольку электрическая составляющая волны связана с упругой составляющей, мы имеем всего два неизвестных и четыре уравнения. В системе (2.26) второе сверху уравнение является линейной комбинацией первого уравнения, а четвертое уравнение полностью обращается в ноль. Таким образом, мы имеем систему двух уравнений с двумя неизвестными:

$$\begin{cases} 1 + r = t \\ k_0 \left(C_{55} + \frac{e_{15}}{\varepsilon_{11}} \right) (1 - r) = k_1 \cdot t \cdot \left(\tilde{C}_{55} + \frac{\tilde{e}_{15}}{\tilde{\varepsilon}_{11}} \right) \end{cases} \quad (2.27)$$

Принимая во внимание, что КЭМС $\eta^2 = \frac{e_{15}^2}{C_{55}\varepsilon_{11}}$ и, введя замену $Z_i = k_i \cdot C_{55}^i \cdot (1 + \eta_i^2)$,

где $i = 0, 1$ – номер полупространства, система (2.27) принимает простой вид:

$$\begin{cases} 1 + r = t \\ Z_0 \cdot (1 + \eta_0^2) (1 - r) = Z_1 \cdot t \end{cases} \quad (2.27')$$

Решая систему (2.27') получаем коэффициенты отражения и прохождения:

$$r = \frac{Z_0 - Z_1}{Z_0 + Z_1}; \quad t = \frac{2Z_1}{Z_0 + Z_1} \quad (2.28)$$

Мы получили выражения для коэффициентов отражения и прохождения в виде хорошо известной формулы, введя понятие характеристического импеданса для анизотропной пьезоэлектрической среды.

2.3 Распространение акустоэлектрических волн в пьезоэлектрических слоях с периодически изменяющимися свойствами

Рассмотрим распространение акустоэлектрических волн в бесконечной сверхрешетке (Рисунок 2.6). Сохраним обозначение волн, распространяющихся в слоях такими же, как в случае волнового распространения в полупространствах. Период p состоит из двух слоев разных свойств, определяющихся матрицами \mathbf{P}_1 и \mathbf{P}_0 . Слои толщиной h , и h_0 соответственно. Размер периода $H = h + h_0$. Решение будем искать в виде бегущих волн на n – м периоде:

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_n &= \begin{pmatrix} \gamma_{1n} \\ \gamma_{2n} \end{pmatrix} \cdot e^{ik_1(x-(n-1)H)} + \begin{pmatrix} \delta_{1n} \\ \delta_{2n} \end{pmatrix} \cdot e^{-ik_1(x-(h+(n-1)H))}; \\ \mathbf{V}_n &= \begin{pmatrix} \zeta_{1n} \\ \zeta_{2n} \end{pmatrix} \cdot e^{ik_0(x-((n-1)H+h))} + \begin{pmatrix} \xi_{1n} \\ \xi_{2n} \end{pmatrix} \cdot e^{-ik_0(x-nH)}; \\ \mathbf{U}_{n+1} &= \begin{pmatrix} \gamma_{1(n+1)} \\ \gamma_{2(n+1)} \end{pmatrix} \cdot e^{ik_1(x-nH)} + \begin{pmatrix} \delta_{1(n+1)} \\ \delta_{2(n+1)} \end{pmatrix} \cdot e^{-ik_1(x-(nH+h))} \end{aligned} \quad (2.29)$$

где γ , δ , ζ , ξ – некоторые неизвестные коэффициенты, k и k_0 – волновые числа волновых пакетов \mathbf{U} и \mathbf{V} соответственно.

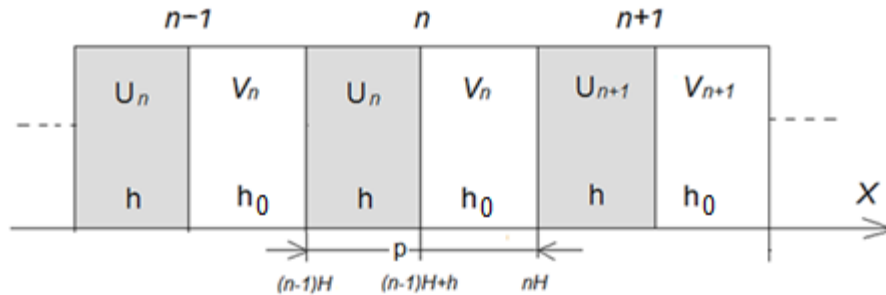


Рисунок 2.6. Бесконечная периодическая структура, состоящая из n слоев периодом p

1) Граница между слоями внутри периода

Произведем сшивание на границе $x = (n-1)H+h$ со следующими граничными условиями:

$$\begin{cases} \mathbf{U}_n|_{x=(n-1)H+h} = \mathbf{V}_n|_{x=(n-1)H+h} \\ \mathbf{P}_1 \frac{d\mathbf{U}_n}{dx}|_{x=(n-1)H+h} = \mathbf{P}_0 \frac{d\mathbf{V}_n}{dx}|_{x=(n-1)H+h} \end{cases} \quad (2.30)$$

Подставляя матрицы \mathbf{P}_0 , \mathbf{P}_1 и \mathbf{U}_n , \mathbf{V}_n в (2.30), получаем:

$$\begin{cases} \begin{pmatrix} \gamma_{1n} \\ \gamma_{2n} \end{pmatrix} \cdot e^{ik_1 h} + \begin{pmatrix} \delta_{1n} \\ \delta_{2n} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varsigma_{1n} \\ \varsigma_{2n} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \xi_{1n} \\ \xi_{2n} \end{pmatrix} \cdot e^{ik_0(H-h)} \\ k_1 e^{ik_1 h} \cdot \begin{pmatrix} \tilde{e}_{15} \gamma_{2n} + \tilde{C}_{55} \gamma_{1n} \\ \tilde{e}_{15} \gamma_{1n} - \tilde{\varepsilon}_{11} \gamma_{2n} \end{pmatrix} - k_1 \cdot \begin{pmatrix} \tilde{e}_{15} \delta_{2n} + \tilde{C}_{55} \delta_{1n} \\ \tilde{e}_{15} \delta_{1n} - \tilde{\varepsilon}_{11} \delta_{2n} \end{pmatrix} = k_0 \cdot \begin{pmatrix} e_{15} \varsigma_{2n} + C_{55} \varsigma_{1n} \\ e_{15} \varsigma_{1n} - \varepsilon_{11} \varsigma_{2n} \end{pmatrix} - k_0 e^{-ik_0(H-h)} \cdot \begin{pmatrix} e_{15} \xi_{2n} + C_{55} \xi_{1n} \\ e_{15} \xi_{1n} - \varepsilon_{11} \xi_{2n} \end{pmatrix} \end{cases} \quad (2.31)$$

В матричном виде система (2.31) будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{pmatrix} e^{ik_1 h} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & e^{ik_1 h} & 0 & 1 \\ k_1 e^{ik_1 h} \tilde{C}_{55} & k_1 e^{ik_1 h} \tilde{e}_{15} & -k_1 \tilde{C}_{55} & -k_1 \tilde{e}_{15} \\ k_1 e^{ik_1 h} \tilde{e}_{15} & -k_1 e^{ik_1 h} \tilde{\varepsilon}_{11} & -k_1 \tilde{e}_{15} & k_1 \tilde{\varepsilon}_{11} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \gamma_{1n} \\ \gamma_{2n} \\ \delta_{1n} \\ \delta_{2n} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & e^{ik_0(H-h)} & 0 \\ 0 & 1 & 0 & e^{ik_0(H-h)} \\ k_0 C_{55} & k_0 e_{15} & -k_0 C_{55} e^{ik_0(H-h)} & -k_0 e^{ik_0(H-h)} e_{15} \\ k_0 e_{15} & -k_0 \varepsilon_{11} & -k_0 e_{15} e^{ik_0(H-h)} & k_0 e^{ik_0(H-h)} \varepsilon_{11} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varsigma_{1n} \\ \varsigma_{2n} \\ \xi_{1n} \\ \xi_{2n} \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

Матрицы в уравнении (2.32) легко привести к блочным. Обозначим матрицы следующим образом: $\mathbf{Q}_1 = \begin{pmatrix} e^{ik_1 h} \cdot \mathbf{I} & \mathbf{I} \\ k_1 e^{ik_1 h} \cdot \mathbf{P}_1 & -k_1 \cdot \mathbf{P}_1 \end{pmatrix}$ и $\mathbf{Q}_2 = \begin{pmatrix} \mathbf{I} & e^{ik_0(H-h)} \cdot \mathbf{I} \\ k_0 \cdot \mathbf{P}_0 & -k_0 e^{ik_0(H-h)} \cdot \mathbf{P}_0 \end{pmatrix}$,

После чего (2.32) приобретает компактный вид:

$$\mathbf{Q}_1 \begin{pmatrix} \gamma_n \\ \delta_n \end{pmatrix} = \mathbf{Q}_2 \begin{pmatrix} \varsigma_n \\ \xi_n \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

где $\mathbf{I} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ - единичная матрица, $\begin{pmatrix} \varsigma_n \\ \xi_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varsigma_{1n} \\ \varsigma_{2n} \\ \xi_{1n} \\ \xi_{2n} \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} \gamma_n \\ \delta_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_{1n} \\ \gamma_{2n} \\ \delta_{1n} \\ \delta_{2n} \end{pmatrix}$ - векторы-столбцы с неиз-

вестными коэффициентами.

2) Далее произведем сшивание на границе $x = nH$:

$$\begin{cases} \mathbf{V}_n|_{x=nH} = \mathbf{U}_{n+1}|_{x=nH} \\ \mathbf{P}_0 \frac{d\mathbf{V}_n}{dx}|_{x=nH} = \mathbf{P}_1 \frac{d\mathbf{U}_{n+1}}{dx}|_{x=nH} \end{cases} \quad (2.34)$$

Подставляем значение \mathbf{V}_n и \mathbf{U}_{n+1} из (2.29) в (2.34) и, проделав алгебраические преобразования, аналогичные предыдущим, сразу запишем систему в виде блочных матриц:

$$\begin{pmatrix} e^{ik_0(H-h)} \cdot \mathbf{I} & \mathbf{I} \\ k_0 e^{ik_0(H-h)} \cdot \mathbf{P}_0 & -k_0 \cdot \mathbf{P}_0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \boldsymbol{\varsigma}_n \\ \boldsymbol{\xi}_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{I} & e^{ik_1 h} \cdot \mathbf{I} \\ k_1 \cdot \mathbf{P}_1 & -k_1 e^{ik_1 h} \cdot \mathbf{P}_1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \boldsymbol{\gamma}_{(n+1)} \\ \boldsymbol{\delta}_{(n+1)} \end{pmatrix},$$

$$\text{или в кратком виде: } \mathbf{Q}_3 \cdot \begin{pmatrix} \boldsymbol{\varsigma}_n \\ \boldsymbol{\xi}_n \end{pmatrix} = \mathbf{Q}_4 \cdot \begin{pmatrix} \boldsymbol{\gamma}_{(n+1)} \\ \boldsymbol{\delta}_{(n+1)} \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

Неизвестные коэффициенты в соседних слоях согласно теореме Флоке связаны между собой следующей зависимостью [80]:

$$\begin{pmatrix} \gamma_{1(n+1)} \\ \gamma_{2(n+1)} \\ \delta_{1(n+1)} \\ \delta_{2(n+1)} \end{pmatrix} = e^{i\Gamma} \begin{pmatrix} \gamma_{1n} \\ \gamma_{2n} \\ \delta_{1n} \\ \delta_{2n} \end{pmatrix}, \quad (2.36)$$

где Γ – постоянная распространения. Из (2.33) и (2.35) следует соответственно:

$$\begin{pmatrix} \boldsymbol{\varsigma}_n \\ \boldsymbol{\xi}_n \end{pmatrix} = \mathbf{Q}_2^{-1} \cdot \mathbf{Q}_1 \cdot \begin{pmatrix} \boldsymbol{\gamma}_n \\ \boldsymbol{\delta}_n \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

$$\begin{pmatrix} \boldsymbol{\varsigma}_n \\ \boldsymbol{\xi}_n \end{pmatrix} = \mathbf{Q}_3^{-1} \cdot \mathbf{Q}_4 \cdot \begin{pmatrix} \boldsymbol{\gamma}_{(n+1)} \\ \boldsymbol{\delta}_{(n+1)} \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

Подставляем (2.36) в (2.38), затем, приравнивая (2.37) к (2.38), получаем:

$$\mathbf{Q}_2^{-1} \cdot \mathbf{Q}_1 \cdot \begin{pmatrix} \boldsymbol{\gamma}_n \\ \boldsymbol{\delta}_n \end{pmatrix} = e^{i\Gamma} \mathbf{Q}_3^{-1} \cdot \mathbf{Q}_4 \cdot \begin{pmatrix} \boldsymbol{\gamma}_n \\ \boldsymbol{\delta}_n \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

Вынося за скобки вектор – столбец, получим:

$$\left(\mathbf{Q}_2^{-1} \cdot \mathbf{Q}_1 - e^{i\Gamma} \mathbf{Q}_3^{-1} \cdot \mathbf{Q}_4 \right) \cdot \begin{pmatrix} \boldsymbol{\gamma}_n \\ \boldsymbol{\delta}_n \end{pmatrix} = 0 \quad (2.40)$$

Уравнение (2.40) имеет нетривиальное решение при обращении определителя выражения, стоящего в скобках в ноль. Обозначим его для краткости записи как:

$$\mathbf{W} = e^{i\Gamma} \mathbf{Q}_3^{-1} \cdot \mathbf{Q}_4 - \mathbf{Q}_2^{-1} \cdot \mathbf{Q}_1 \quad (2.41)$$

После преобразований уравнение (2.41) преобразуется в определитель следующего вида:

$$|\mathbf{W}| = \left| (k_0 \mathbf{P}_0 + k_1 \mathbf{P}_1)^2 (\cos(k_1 h + k_0 h_0) - \cos \Gamma) - (k_0 \mathbf{P}_0 - k_1 \mathbf{P}_1)^2 (\cos(k_1 h - k_0 h_0) - \cos \Gamma) \right| \quad (2.42)$$

Полученное дисперсионное уравнение является уравнением 4 – го порядка относительно $\cos \Gamma$, решив которое, найдем постоянную распространения Γ .

На рисунке 2.7 а) представлены дисперсионные кривые одномерного фононного кристалла с одинаковыми размерами пьезоэлектрических и диэлектрических слоев при различных значениях напряженности поля. Из графика видно, что с увеличением напряженности поля происходит расширение запрещенных зон.

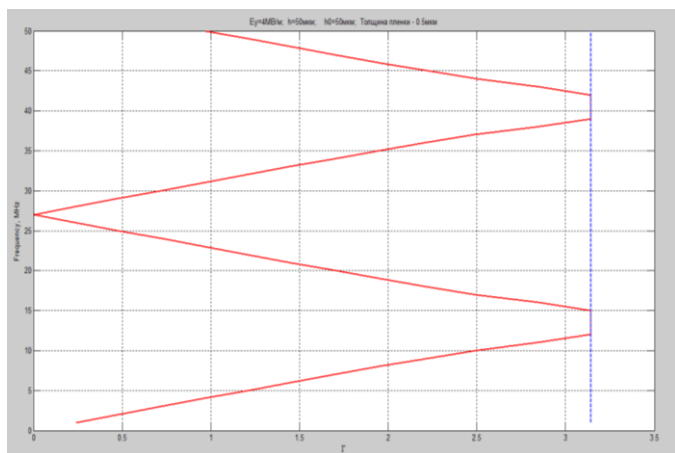
На рисунке 2.7 б) приведен график зависимости ширины запрещенной зоны от напряженности управляющего поля, из которого видно, что ширина запрещенной зоны нелинейно зависит от напряженности электрического поля.

Зависимость ширины запрещенной зоны от размеров слоев представлены на рисунке 2.7 в), где ширина пьезоэлектрического слоя показана в долях периода. Как следует из графика, при размерах пьезоэлектрического слоя $h = 0,9H$ и $h = 0,1H$ наблюдается одинаковое изменение ширины запрещенной зоны, из чего следует, что периодические структуры обладают симметричностью по отношению к акустической волне.

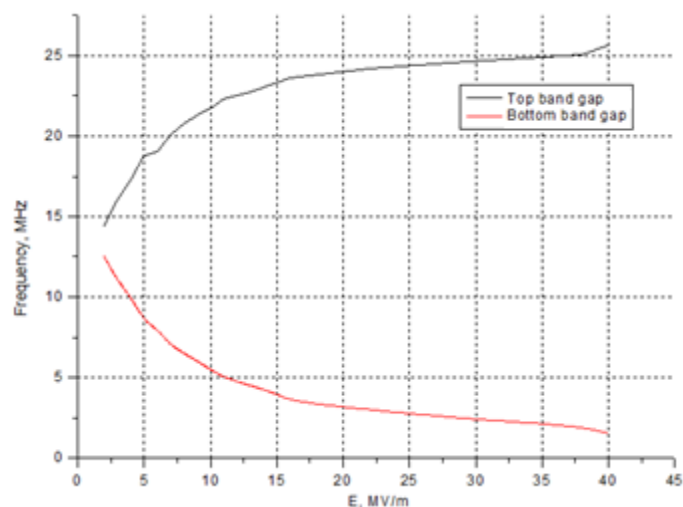
Относительная перестройка запрещенной зоны показана на рисунке 2.7 г), где видно, что максимальное уширение на 12 МГц зоны происходит при предпробойных напряженностях поля – 40 МВ/м.

Кроме перестройки полем, доступен другой механизм перестройки - изменение толщины смежных слоев, практически который легко осуществить, сделав управляющие электроды разной ширины. Тогда в сочетании с перестройкой элек-

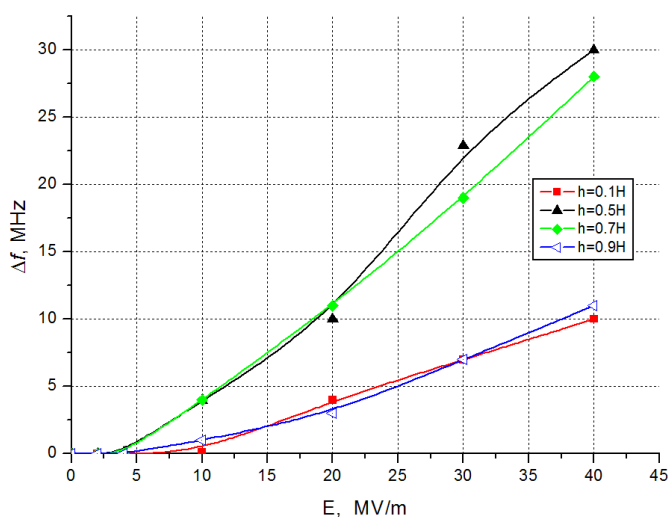
трическим полем, можно повысить степень перестраиваемости фоновый кристалла.



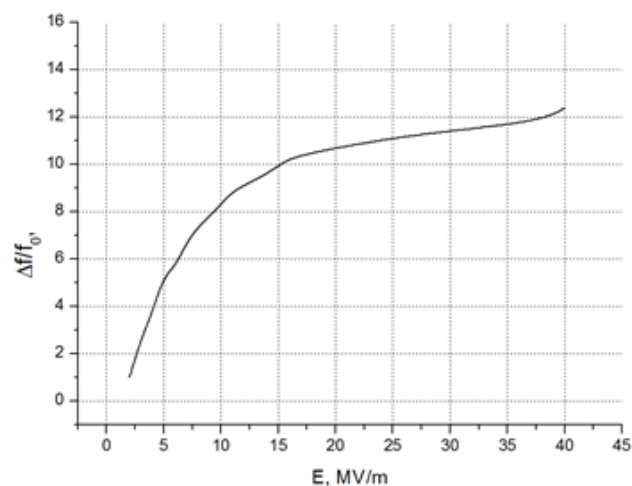
а)



б)



в)



г)

Рисунок 2.7. Зависимость ширины запрещенной зоны от напряженности электрического поля

а) дисперсионные кривые; б) зависимость ширины запрещенной от электрического поля; в) зависимость относительной ширины запрещенной зоны от размеров слоев и напряженности эл. поля; г) относительное изменение ширины запрещенной зоны (f_0 соответствует минимальному полю, при котором наблюдается образование запрещенной зоны)

2.4 Конечно-элементное моделирование пьезометаматериала

Выведенное в предыдущем разделе аналитическое решение предполагает равномерное распределение электрического поля. Краевые эффекты, возникающие на электродах, не учитываются, индуцированные области не будут строго прямоугольными, что может повлиять на ширину запрещенной зоны. Также не учитывается влияния подложки, на которую нанесена пленка и толщина сегнетоэлектрической пленки на волновое распространение ПАВ.

Для решения задачи распространения ПАВ в структуре подложка/пленка с периодическими доменами, учитывающей краевые эффекты на электродах использован программный пакет конечно-элементного моделирования COMSOL версии 4.3а. [81].

В COMSOL поставлены следующие задачи:

- 1) моделирование возбуждение, распространение ПАВ в периодических доменных структурах и взаимодействие с ними;
- 2) анализ влияния толщины пленки на скорость ПАВ и КЭМС и их оценка;
- 3) получение характеристик метаматериала. Анализ и оценка влияния напряженности электрического поля на ширину запрещенной зоны.

2.4.1 Моделирование и численное исследование характеристик слоистой структуры

Для оценки скорости ПАВ и КЭМС использовались методики расчета, опубликованные в работе [82]. Была построена двумерная модель одного периода длиной 10 мкм структуры пленка/подложка и парой алюминиевых электродов. Толщина пленки 1 мкм, ширина электродов – 2,5 мкм, толщина 0,2 мкм. В качестве сегнетоэлектрической пленки был выбран материал титанат бария. В связи с отсутствием полных данных по материальным свойствам пленочных образцов, в расчете использовались коэффициенты объемных образцов сегнетоэлектрика, взятые из [74]. Из этого же источника заимствованы материальные свойства сапфировой подложки.

Параметры алюминия взяты из встроенной библиотеки материалов COMSOL. Все используемые константы приведены в таблице 2.1.

Таблица 2.1

Свойства материалов, применяемых в конечно-элементном моделировании

Наименование материала	Титанат бария (BaTiO ₃)	Сапфир (Al ₂ O ₃)	Алюминий (Al)
Материальные константы	<p>Плотность: $\rho = 6020 \text{ кг/м}^3$</p> <p>Упругие модули: $C_{11} = 275,121 \text{ ГПа}$ $C_{12} = 178,967 \text{ ГПа}$ $C_{13} = 151,555 \text{ ГПа}$ $C_{33} = 164,86 \text{ ГПа}$ $C_{44} = 543,478 \text{ ГПа}$ $C_{66} = 113,122 \text{ ГПа}$</p> <p>Пьезоэлектрические свойства: $e_{15} = 21,3043 \text{ Кл/м}^2$ $e_{31} = -2,69289 \text{ Кл/м}^2$ $e_{33} = 3,65468 \text{ Кл/м}^2$ $e_{33} = 3,65468 \text{ Кл/м}^2$ $e_{42} = 21,3043 \text{ Кл/м}^2$</p> <p>Относительная диэлектрическая проницаемость: $\epsilon_{11} = 1976,8$ $\epsilon_{22} = 1976,8$ $\epsilon_{33} = 111,7$</p>	<p>Плотность: $\rho = 3965 \text{ кг/м}^3$</p> <p>Упругие модули: $C_{11} = 496,8 \text{ ГПа}$ $C_{12} = 163,6 \text{ ГПа}$ $C_{13} = 110,9 \text{ ГПа}$ $C_{33} = 498,1 \text{ ГПа}$ $C_{44} = 147,4 \text{ ГПа}$</p> <p>Относительная диэлектрическая проницаемость: $\epsilon = 8,6$</p>	<p>Плотность: $\rho = 2700 \text{ кг/м}^3$</p> <p>Модуль Юнга: $E = 70 \text{ ГПа}$</p> <p>Коэффициент Пуассона: $\nu = 0,35$</p>

Геометрия рассчитываемой модели приведена на рисунке 2.10, где областями Ω_1 , Ω_2 , Ω_3 обозначены область диэлектрической подложки, металлические электроды, сегнетоэлектрическая пленка соответственно.

При постановке задачи ставились следующие граничные условия [83]. На границах Γ_1 и Γ_2 выполнялись условия периодичности механических смещений и деформаций: $U_i|_{\Gamma_1} = U_i|_{\Gamma_2}$, $T_{ij}n_j|_{\Gamma_1} = -T_{ij}n_j|_{\Gamma_2}$, где n – вектор нормали границы, а также электрические – равенства потенциала и электрической индукции: $\phi|_{\Gamma_1} = \phi|_{\Gamma_2}$, $D_j n_j|_{\Gamma_1} = -D_j n_j|_{\Gamma_2}$. Граница Γ_3 закреплена неподвижно, на ней отсутствует электрический потенциал: $U_i|_{\Gamma_3} = 0$, $\phi|_{\Gamma_3} = 0$.

На границе Γ_4 отсутствуют электрические заряды: $D_j n_j|_{\Gamma_4} = 0$.

Граница Γ_5 механически и электрически свободная на участках отсутствия электродов: $T_{ij}n_j|_{\Gamma_5} = 0$, $D_j n_j|_{\Gamma_5} = 0$. На общей границе электродов и сегнетоэлектрической пленки задан электрический потенциал $\phi = \pm 1$ В (+1 В на левом электроде, -1 В – на правом).

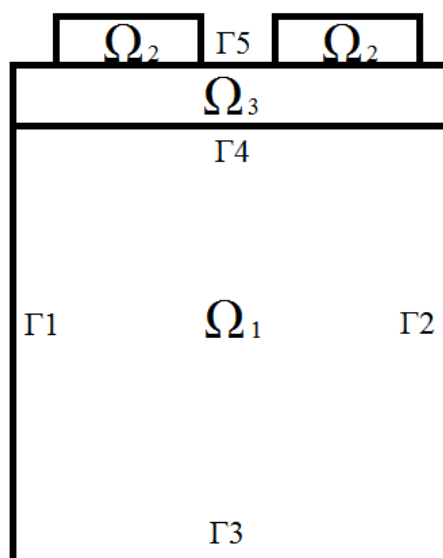


Рисунок 2.10. Граничные условия, применяемые в модели

В результате расчета получена АЧХ резонаторной структуры (рисунок 2.11 а). О том, что возбуждается именно ПАВ следует из рисунка 2.11 б, где показана амплитуда механического смещения поверхности материала. Как хорошо видно, смещения имеют форму эллипса, что и является характерной особенностью ПАВ рэлеевского типа [77].

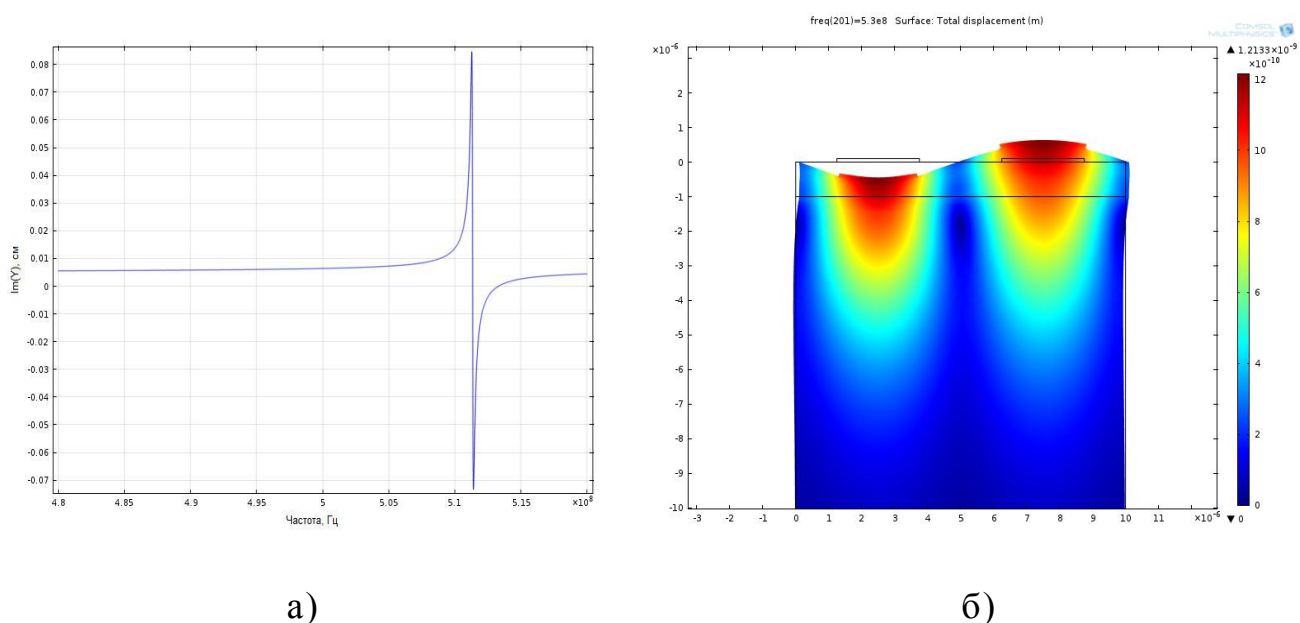


Рисунок 2.11. а) Частотная зависимость мнимой части проводимости резонатора;
 б) амплитуда механических смещений при распространении
 ПАВ в слоистой структуре

На следующем этапе из рассчитанной АЧХ определялись скорость ПАВ и КЭМС согласно соотношениям [84]: $V_{ПАВ} = \frac{f_r}{2p}$, $K^2 = \frac{\pi^2}{4} \frac{f_a - f_r}{f_a}$, где f_r , f_a – резонансная и антирезонансная частота соответственно, p – период электродов. Зависимость КЭМС и скорости ПАВ от относительной толщины сегнетоэлектрической пленки приведены на рисунках 2.12 а) и б) соответственно.

В результате проведенного анализа характеристик резонаторной структуры, полученных при помощи конечно-элементного моделирования при заданных пара-

метрах материала, установлены оптимальные значения скорости ПАВ 4531 м/с и КЭМС $\approx 0,22\%$ при соотношении толщины пленки к длине волны $h/\lambda = 0,4$. Полученные результаты использованы в следующем параграфе при моделировании полноразмерной структуры управляемого пьезометаматериала.

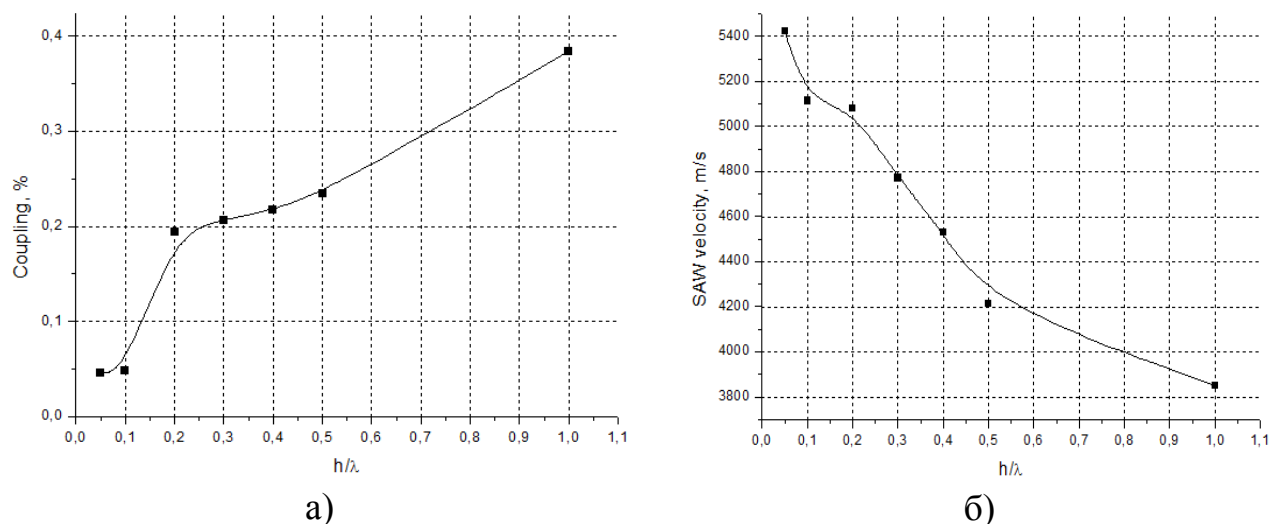


Рисунок 2.12. а) зависимость КЭМС и б) зависимость скорости ПАВ от относительной толщины пленки *BSTO*

2.4.2 Моделирование распространения и взаимодействия поверхностных акустических волн в периодической структуре

Моделирование формирования индуцированных периодических структур, распространения и взаимодействие ПАВ с ними, проводилось в три этапа. Кроме условий периодичности в силу конечности модели, ставились граничные условия аналогичные рассмотренным в предыдущем параграфе. На первом этапе отдельно от пьезоэлектрической задачи, решалась задача электростатики для определения распределения электрического поля в сегнетоэлектрической пленке при различных вариантах приложения управляющего напряжения. На втором этапе сохраненные данные распределения электрического поля $E = E(x, y)$ использовались для решения системы уравнений (2.10) в двумерном случае.

Результат численного моделирования распределения электрического поля под электродами показан на рисунке 2.13, где также видны краевые эффекты.

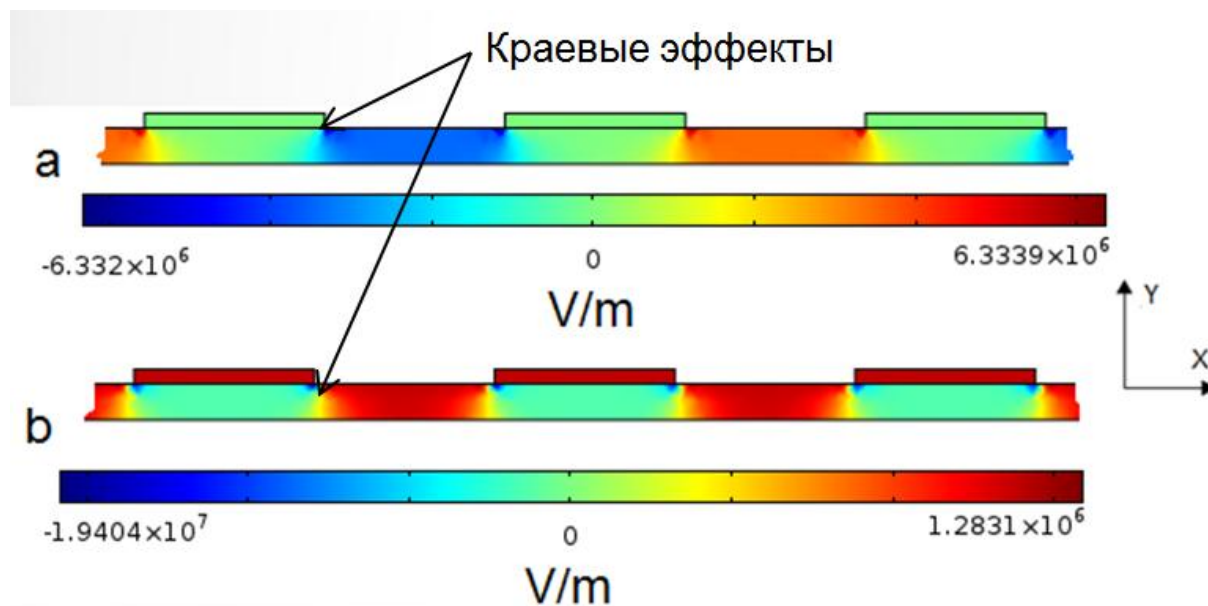


Рисунок 2.13. Распределение напряженности электрического поля в сегнетоэлектрической пленке под управляющими электродами.

Напряжение смещения 5 В. Толщина пленки 0,5 мкм

a) - поле приложено вдоль сегнетоэлектрика;

b) – поле приложено по толщине сегнетоэлектрика

На третьем этапе исследовалась полноразмерная модель фоновонного кристалла (см. рисунок 1.27). Моделировалось возбуждение поверхностных акустических волн (ПАВ) входными ВШП, распространение ПАВ по подложке, взаимодействие с периодическими доменными структурами. С выходного ВШП получали данные о прошедшем сигнале.

На рисунках 2.14 и 2.15 приведены частотные зависимости коэффициента прохождения фоновонного кристалла при приложении поля по толщине и вдоль пленки соответственно. Размер каждого домена равен четверти длины волны на частоте запираания, т.е. удовлетворяет условию брэгговского отражения: $d = V/(4 f_b)$, где d – размер домена, V – скорость ПАВ в фоновонном кристалле, f_b – центральная частота запрещенной зоны. Количество управляющих электродов принято равным 160.

Как видно из графика, при нулевом напряжении смещения линия задержки имеет широкую полосу пропускания.

С увеличением управляющего напряжения на графике наблюдаются сужение полосы пропускания и спад амплитуды коэффициента прохождения, вызванные формированием доменов с периодически изменяющимися свойствами на поверхности сегнетоэлектрической пленки.

Пульсации, наблюдаемые на кривой коэффициента прохождения вызваны переотражениями ПАВ от доменов.

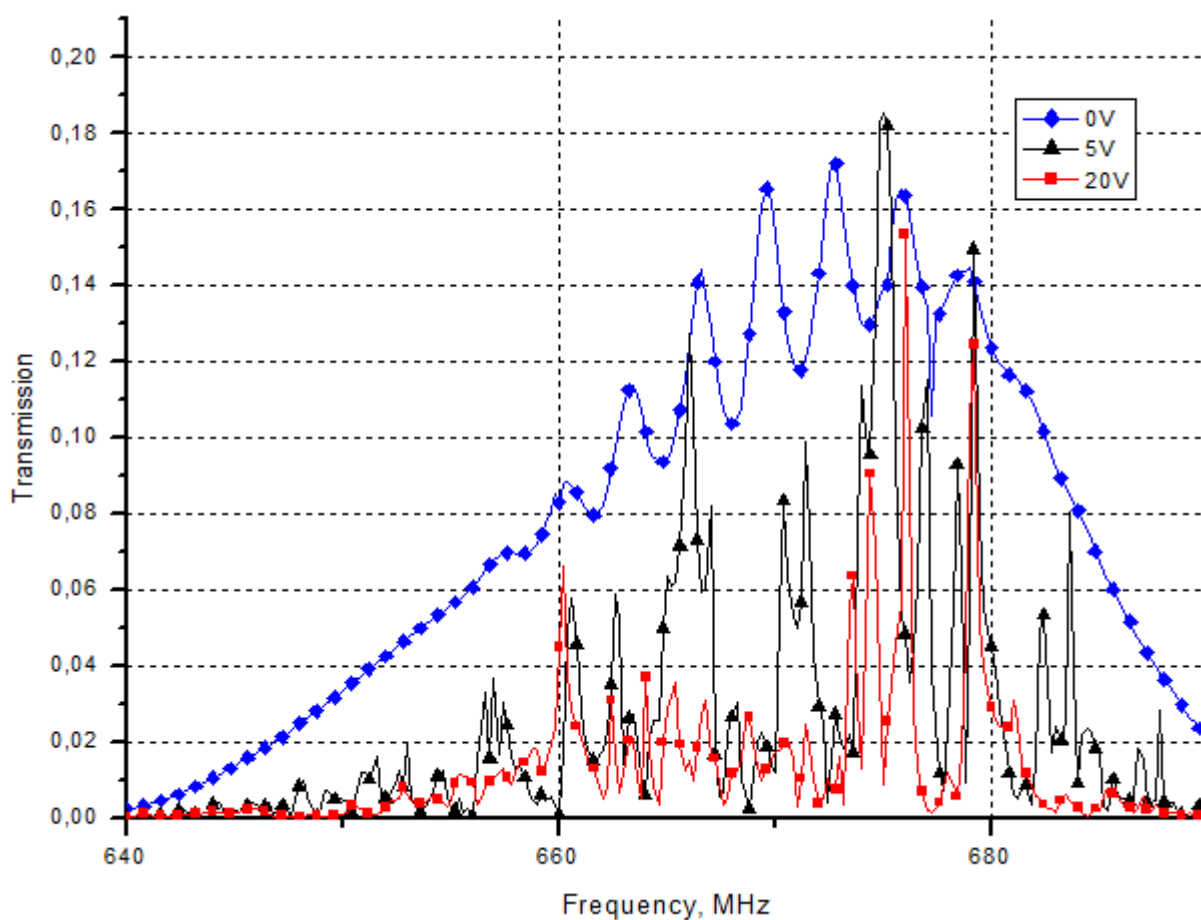


Рисунок 2.14. Частотная зависимость коэффициента прохождения ПАВ в метаматериале при различных напряжениях смещения.

Поле направлено по толщине пленки

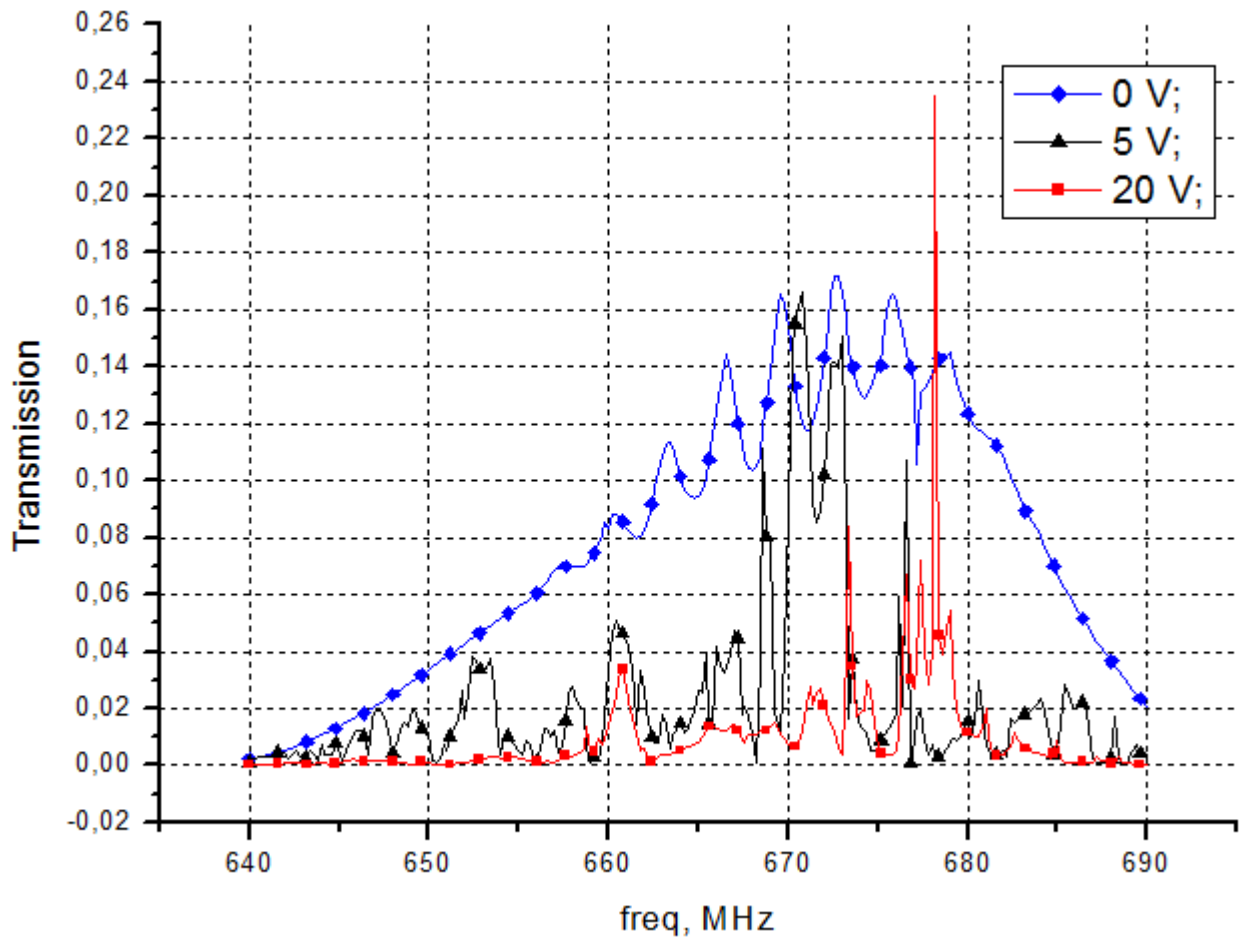


Рисунок 2.15. Частотная зависимость коэффициента прохождения ПАВ в метаматериале при различных напряжениях смещения.

Поле направлено вдоль пленки

Проведенное конечно-элементное моделирование показало принципиальную возможность создания управляемого метаматериала – фононного кристалла на поверхностных акустических волнах, основанного на индуцированном пьезоэлектрическом эффекте. Данный метаматериал может быть использован при разработке перестраиваемого радиочастотного фильтра на ПАВ.

2.4.3 Оценка влияния краевых эффектов на дисперсионные характеристики метаматериала

В построенной в разделе 2.3 аналитической модели метаматериала предполагалось равномерное распределение электрического поля и, как следствие, идеально прямоугольные периодические слои. Конечно-элементная модель позволяет сделать оценку влияния неоднородности распределения электрического поля на дисперсионные характеристики метаматериала.

На Рисунке 2.16 приведен график относительного изменения ширины запрещенной зоны для случая равномерного распределения электрического поля и с учетом краевых эффектов, а также Y – составляющей напряженности электрического поля. Наличие краевых эффектов и дополнительных пространственных составляющих электрического поля, приводят к уменьшению ширину запрещенной зоны в среднем на 20%.

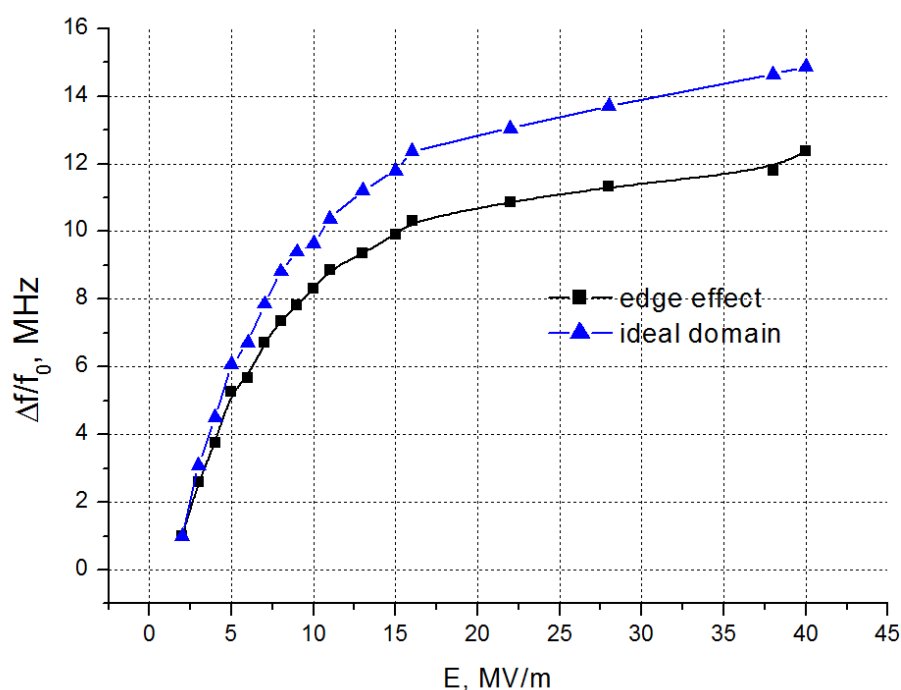


Рисунок 2.16. Изменение относительной ширины запрещенной зоны при наличии краевых эффектов

Выводы к главе 2

1. Разработана одномерная математическая модель распространения упругих волн в бесконечной периодической структуре «пьезоэлектрик / диэлектрик».
2. Выведены уравнения волнового движения в периодической структуре «пьезоэлектрик / диэлектрик» в одномерном случае и найдены волновые числа для материала титаната бария стронция (BSTO) с учетом индуцированного пьезоэффекта.
3. Получены зависимости дисперсионных характеристик перестраиваемого фононного кристалла от величины напряженности электрического поля и линейных размеров индуцированных доменов.
4. Определены степень перестройки фононного кристалла и основные механизмы перестройки.
5. Показано, что гибридные механизмы перестройки – варьирование величины электрического поля и линейные размеры доменов позволяют расширить диапазон перестройки фононного кристалла и производить его плавную подстройку.
6. С помощью конечно-элементного моделирования получены решения задачи волнового распространения в фононном кристалле с наведенными периодическими доменными структурами неправильной формы. Учтены краевые эффекты, возникающие на границах управляющих электродов и, как следствие, эффект «расплывания» доменных структур.
7. Оценено влияние краевых эффектов на дисперсионные характеристики метаматериала. По сравнению с равномерно распределенным полем, ширина запрещенной зоны в модели метаматериала, учитывающей краевые эффекты, меньше на 20%.
8. В результате моделирования определен коэффициент электромеханической связи структуры «пьезоэлектрическая пленка / диэлектрическая подложка», получены дисперсионные характеристики, которые необходимы для формирования экспериментальных образцов управляемого пьезометаматериала.

9. Показано, что увеличение напряженности внешнего электрического поля в два раза приводит к уменьшению коэффициента прохождения в фононном кристалле примерно в 3 раза.
10. Теоретические исследования, проведенные в главе 2, показали возможность использования управляемого пьезометаматериала на основе индуцированных электрическим полем доменных структур в качестве перестраиваемого радиочастотного фильтра на ПАВ.

ГЛАВА 3. Экспериментальное исследование свойств сегнетоэлектрических пленок

В третьей главе приведены результаты экспериментальных исследований свойств тонких сегнетоэлектрических пленок титаната бария-стронция. Описывается установка для измерений емкости образцов тонкопленочных сегнетоконденсаторов. Предложен новый феноменологический подход к определению электроупругих свойств тонких сегнетоэлектрических пленок. С помощью предложенного подхода найдены значения диэлектрической проницаемости, упругих и пьезоэлектрических модулей тонкой пленки титаната бария-стронция.

3.1 Изготовление экспериментальных образцов тонких пленок титаната бария-стронция на диэлектрической подложке

Сегнетоэлектрические пленки формировались методом высокочастотного катодного распыления. В качестве подложки использовался монокристаллический лейкосапфир $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (10 $\bar{1}2$). Пленки формировались в атмосфере чистого кислорода с давлением 10-20 Па, при температуре 700 °С. Мощность разряда 600 Вт. При данных технологических параметрах скорость роста составляла 1.5-2 нм/мин, толщина пленки по данным измерений на профилометре составила $1\pm 0,2$ мкм.

3.1.1 Кристаллографические свойства пленок титаната стронция на диэлектрической подложке

Кристаллографическая ориентация и состав полученных образцов пленки определялись методами рентгеновской дифрактометрии и рентгеноструктурного анализа. Морфология поверхности пленок исследовалась с помощью атомно-силовой микроскопии. Все исследования проводились на оборудовании Центра коллективного пользования ФТИ им. Иоффе. Микрофотографии образцов приведены на рисунках 3.1. Из рисунка 3.1 а) видно, что пленка неравномерна, из-за деформаций, обусловленных главным образом разностью кристаллических решеток пленки и подложки, преимущественная ориентация пленок (101). Измеренные значения по-

стоянной решетки сегнетоэлектрических пленочных образцов а) и б) – $3,962(2) \text{ \AA}$ и $3,920(3) \text{ \AA}$ соответственно. Из-за рассогласования постоянных кристаллических решеток пленки BSTO и подложки $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$, в пленках наблюдаются относительные деформации сжатия, которые составляли $\xi = - (3,1 - 4,2) \cdot 10^{-3}$.

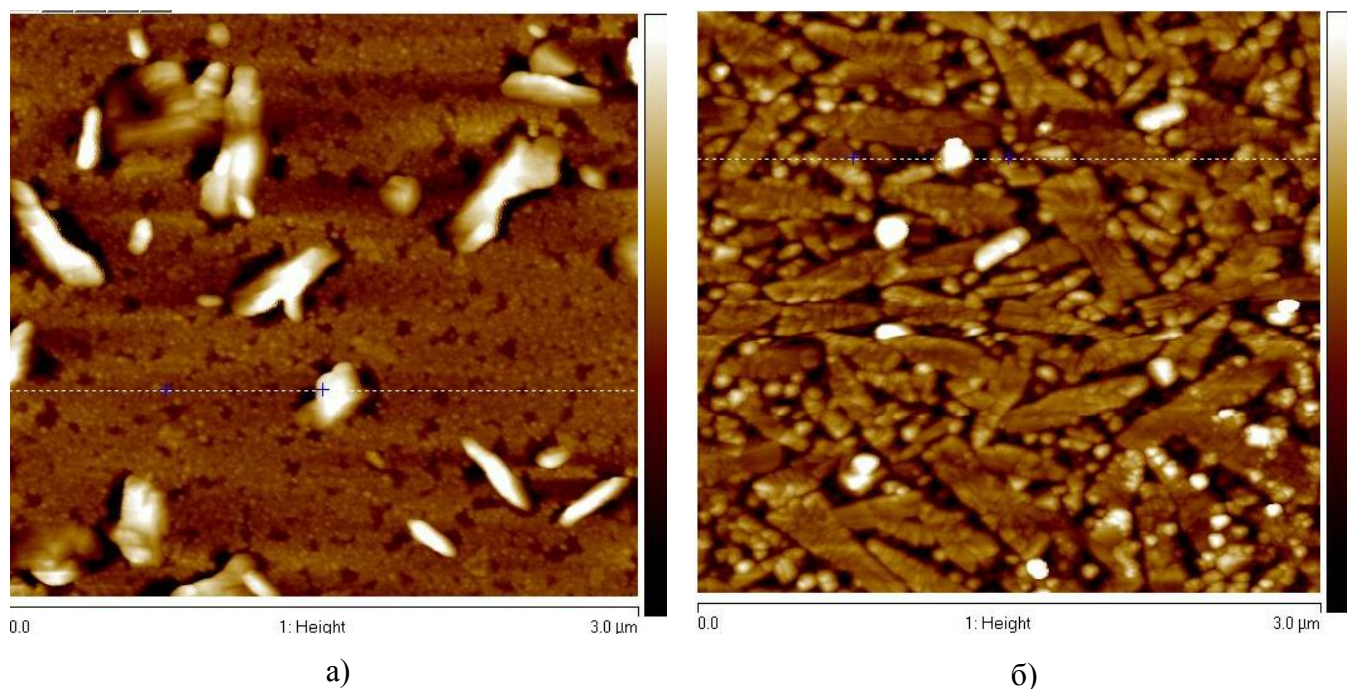


Рисунок 3.1. а) Постоянная решетки $a=3,962(2) \text{ \AA}$.

б) Постоянная решетки $a=3,920(3) \text{ \AA}$

Для исследований диэлектрических характеристик были отобраны образцы пленок с минимальными деформациями. Поверх BSTO методом термического испарения наносилась пленка алюминия толщиной 1500 \AA . Топология, внешний вид которой приведен на рисунке 3.2, формировалась прямой фотолитографией и химическим травлением.

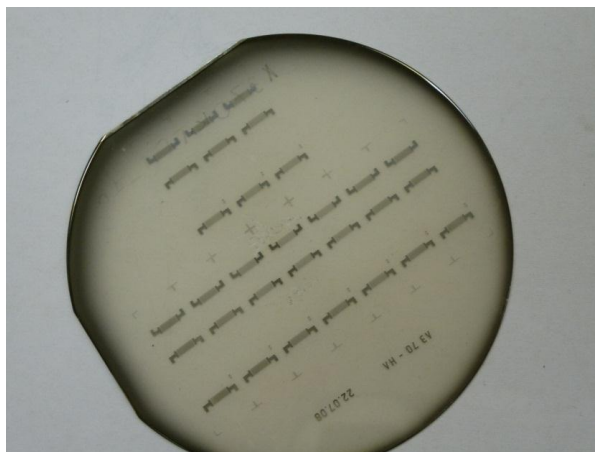


Рисунок 3.2. Топология алюминиевых электродов на подложке сапфира с пленкой BSTO

3.2 Экспериментальное измерение диэлектрических характеристик сегнетоэлектрических пленок титаната бария-стронция на диэлектрической подложке

Диэлектрические характеристики сегнетоэлектрических пленок определялись при измерении емкости образцов (Рисунок 3.2) представляющих собой планарные конденсаторы. Внешний вид и блок-схема экспериментальной установки приведены на рисунках 3.3 и 3.4 соответственно. Установка содержит цифровой измеритель L, C, R – E7-12 (номер 3 на рисунке 3.3), специальный защитный держатель образца (4), который можно опускать в криогенный охладитель; термометр (R_T) с источником питания и микровольтметром (5,6), вольтметр-электрометр универсальный В7-30. Управление измерениями осуществляется с помощью компьютера (7). Для снятия вольт-фарадных характеристик и для получения зависимости $\text{tg}\delta(U)$ с помощью компьютера задается интервал и шаг напряжения, прикладываемого к исследуемому образцу. Все результаты измерений поступали в компьютер в упакованном двоично-десятичном формате «8-4-2-1» (Рисунок 3.4).

Импеданс исследуемого конденсатора (реактивная и активная составляющие проводимости) измерялся измерителем R, L, C типа E7-12. Принцип действия E7-12 основан на четырёхзондовом методе. Два зонда подключают исследуемый конден-

сатор к генератору переменного тока частотой $f = 1\text{МГц}$; два других зонда, также подключенные к обкладкам конденсатора, используются для измерения разности потенциалов переменного электрического поля между его электродами. Входящие в состав E7-12 синхронные детекторы обеспечивают получение информации об амплитуде переменного сигнала как синфазного, так и сдвинутого на $\pi/2$ относительно начальной фазы тока. Дальнейшая цифровая обработка сигналов с синхронных детекторов даёт информацию о реактивной (ωC) и активной (G) составляющих проводимости конденсатора.

Постоянное смещающее электрическое поле, прикладываемое к электродам конденсатора, создавалось с помощью управляемого источника напряжения (УИН). При проведении температурных исследований использован релаксационный метод изменения температуры конденсатора. Для технической реализации этого метода применялся держатель образца, помещаемый в сосуд с криогенной жидкостью (азот). Значение температуры контролировалось с помощью термопреобразователя сопротивления ТСМФ-Д, принцип действия которого основан на температурной зависимости электрического сопротивления металлической жилы микропровода. При температурных измерениях частота измерения температуры автоматически задается с помощью компьютера.

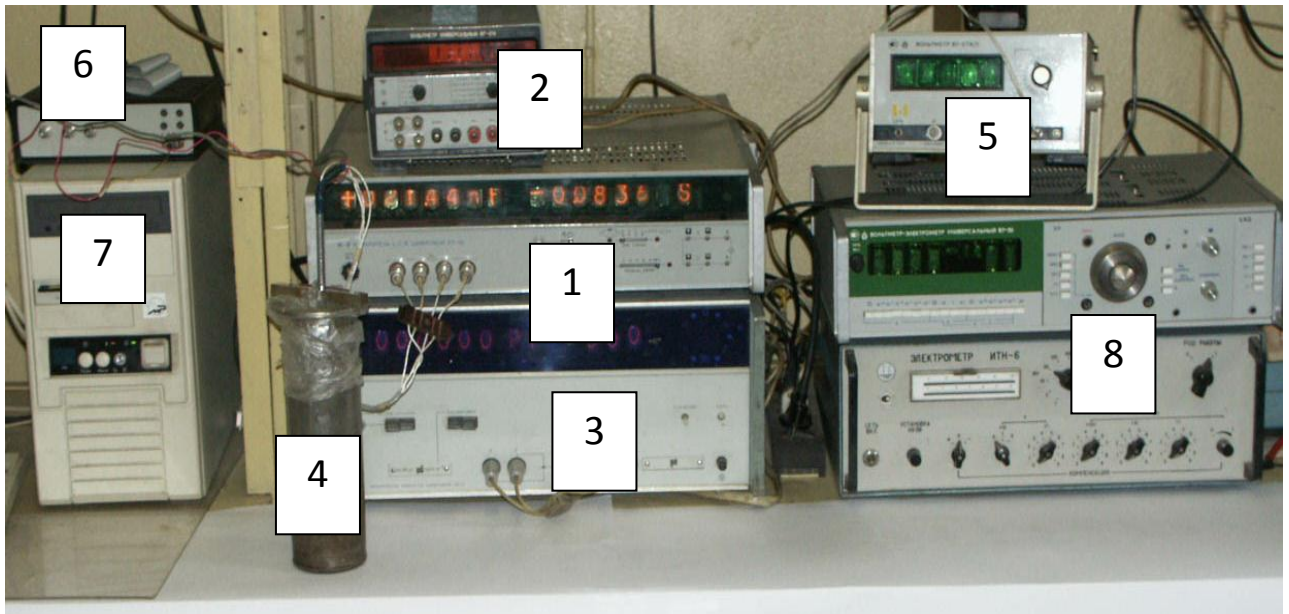


Рисунок 3.3. Внешний вид измерительного стенда для определения электрофизических характеристик сегнетоэлектрических конденсаторов на частоте 1 МГц

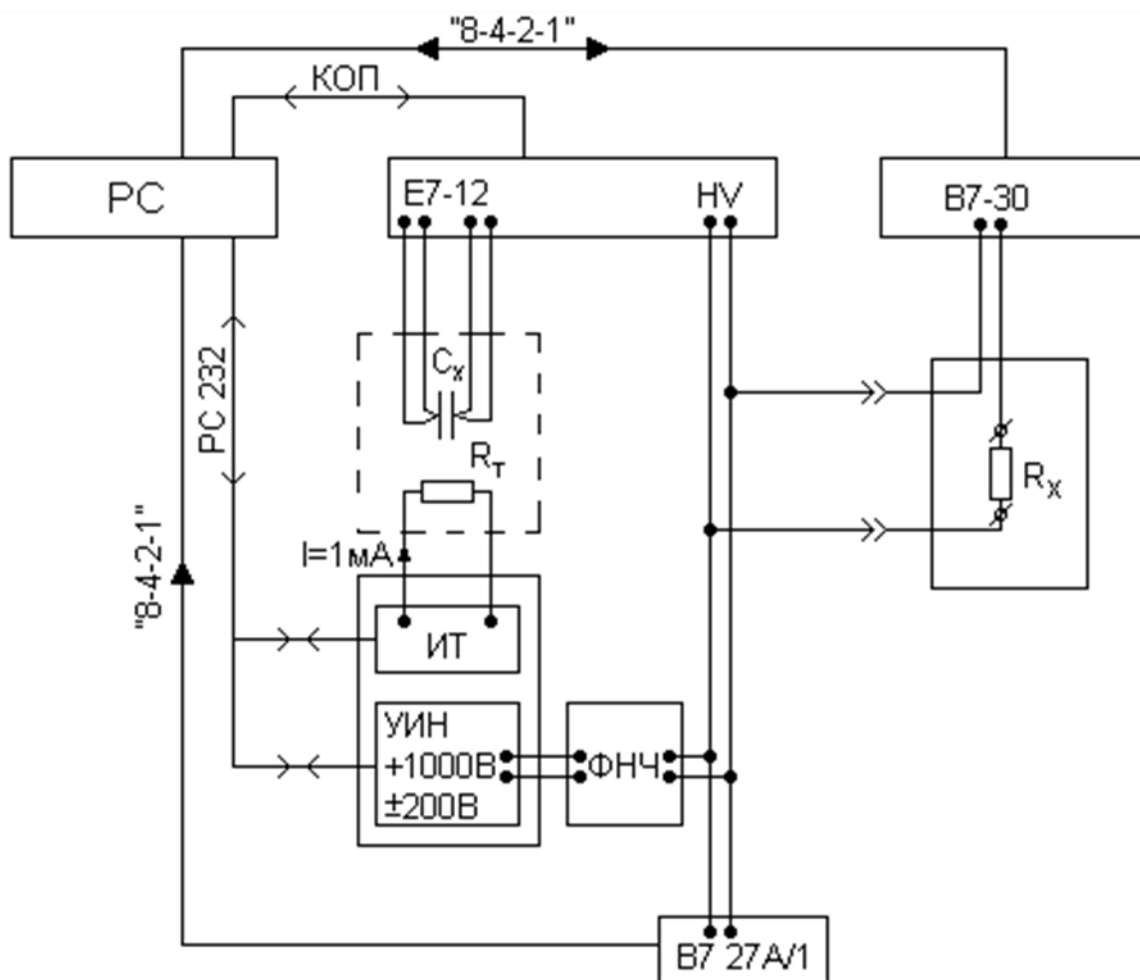


Рисунок 3.4. Блок-схема автоматизированной установки для измерения диэлектрических характеристик и электропроводности

Обозначения применяемые на блок-схеме установки:

- E7-12 – измеритель L, C, R – цифровой;
- B7-30 – вольтметр-электромметр универсальный
- B7 27A/1 – цифровой вольтметр;
- ИТ – источник тока;
- УИН – управляемый источник напряжения;
- ФНЧ – фильтр низких частот;
- R_T – термосопротивление;
- C_x – измеряемая емкость;
- R_x – измеряемое сопротивление.

Изоляция объекта измерения от воздействия внешнего случайного электрического поля и проникновения влаги достигается применением латунного экрана, который устанавливается на измерительной трубке посредством резьбового соединения.

3.2.1 Методика измерения емкости образцов сегнетоконденсаторов

Электроды исследуемого конденсатора подключаются к двум узлам, в которых соединены попарно четыре коаксиальных кабеля от прибора Е7-12.

Показания прибора Е7-12 отражают суммарную ёмкость, включающую ёмкость планарного конденсатора и паразитную ёмкость подводящих кабелей и прижимных контактов. Минимизация паразитной емкости достигается применением экранированных кабелей минимальной длины и их распайкой на прижимных контактах. Оставшаяся незначительная паразитная ёмкость может быть скомпенсирована при калибровке прибора Е7-12. Достоверность измерения температуры достигается расположением термопреобразователя на держателе, изготовленном из материала с большим коэффициентом теплопроводности (медь), которая обеспечивает изотермичность её поверхности. Следует учитывать, что теплоёмкость исследуемого образца существенно меньше теплоёмкости изотермической пластины.

На блок-схеме установки образец для измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) показан в виде эквивалентного сопротивления R_x . Устройство для измерения ВАХ – $I(U)$ – В7-30, вольтметр-электромтр универсальный, обозначено цифрой 8. При снятии ВАХ последнее измеряемое значение соответствовало времени релаксации 3τ .

Пределы погрешности измерения емкости $\pm 0,02\%$. Точность измерения тангенса угла диэлектрических потерь $\pm 2 \cdot 10^{-4}$. Пределы допускаемых значений основной погрешности измерения тока равны значениям δ в амперах, определяемым формулой: $\delta = \pm(A + 0.005I_x)$, где A – погрешность дискретности электромметра, равная 2 единицам младшего разряда в амперах, I_x – действительное значение измеряемого тока в амперах.

С помощью автоматизированной установки были измерены следующие характеристики:

- температурная зависимость емкости $C(T)$;
- вольт-фарадные характеристики $C(U)$ и зависимость тангенса угла диэлектрических потерь от приложенного напряжения $\text{tg}\delta(U)$; по результатам измерения вольт-фарадных характеристик проводилась оценка диэлектрической проницаемости образцов.

Пересчет параметра относительной диэлектрической проницаемости производился из измеренных значений емкости с помощью метода конформных преобразований [85].

На рисунке 3.5 приведены измеренные характеристики пленочных образцов зависимость диэлектрической проницаемости и тангенса диэлектрических потерь от напряжения смещения, а также емкости от температуры. Графики свидетельствуют о перестройки диэлектрической проницаемости в зависимости от напряжения смещения.

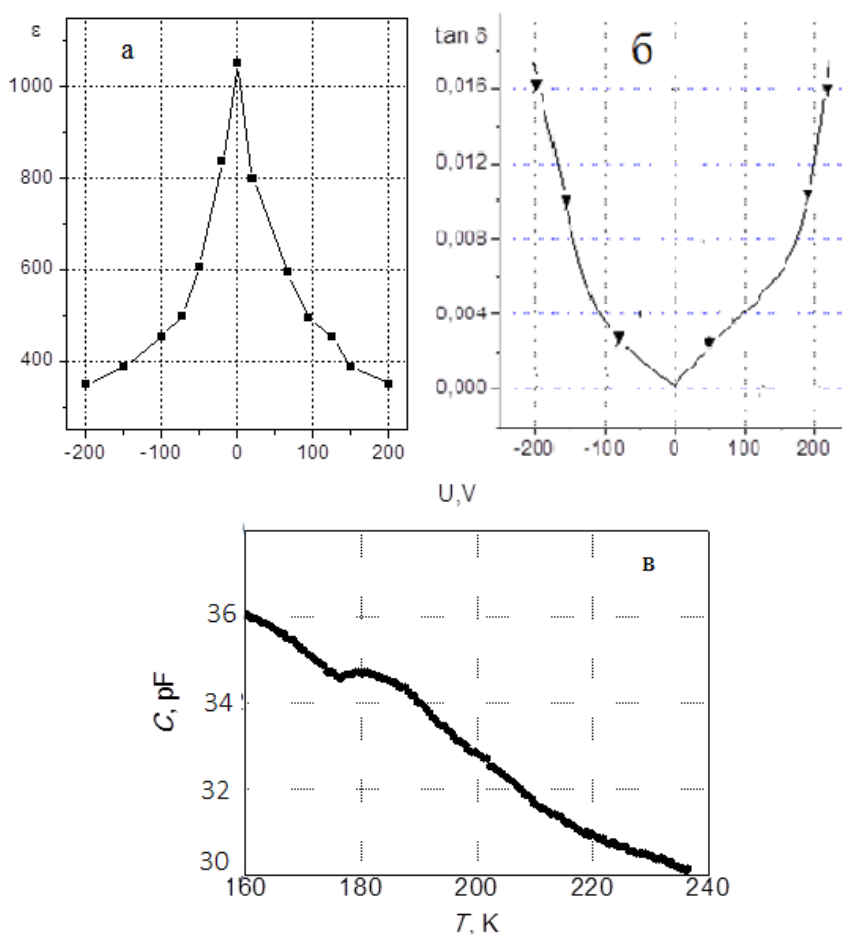


Рисунок 3.5. а) Относительная эффективная диэлектрическая проницаемость, б) тангенс угла диэлектрических потерь исследуемого образца, в) зависимость емкости от температуры

3.3 Методика определения электроупругих свойств сегнетоэлектрических пленок

В Главе 2 в математической модели управляемого метаматериала использованы электроупругие коэффициенты объемных образцов сегнетоэлектриков, которые могут значительно отличаться от коэффициентов пленки. Основной проблемой является отсутствие полных данных по электроупругим свойствам пленок – пьезоэлектрическим, коэффициентам упругости, а также коэффициентам электрострикции. Следует заметить, что информацию по электроупругим свойствам материалов невозможно получить вследствие прямых измерений. Упругие свойства рассчитываются исходя из значений скоростей упругих волн в материале, а диэлектрическую проницаемость вычисляют, исходя из значений емкости конденсатора, сформированного на сегнетоэлектрической пленке. Пьезоэлектрические свойства определяют, измеряя механический отклик на электрическое воздействие с помощью зонда сканирующего атомно-силового микроскопа или с помощью лазера [86, 87].

В производстве пьезокерамических приборов пьезоэлектрические модули определяются с помощью следующих методик [88]:

- 1) Резонансные методы, где производятся измерения частоты резонанса и антирезонанса пьезокерамических резонаторов. Из полученных значений определяется коэффициент электромеханической связи пьезокерамики и пьезоэлектрические модули.
- 2) Статический (квазистатический) режим. В данных методиках пьезокерамические образцы, зажатые между металлическими электродами, нагружаются статической (переменной механической) нагрузкой и производится измерение электрического заряда на электродах.

Для пленочных образцов измерение скорости упругих волн проблематично, а зачастую даже не представляется возможным. Измерение емкости, как описано в предыдущем параграфе, производится на образцах, представляющих собой планар-

ный конденсатор, сформированный на сегнетоэлектрической пленке, нанесенной на диэлектрическую подложку. Поскольку пленочные образцы обладают поликристаллической структурой, то определению подлежит эффективная диэлектрическая проницаемость ϵ_{eff} , которую и вычисляют из данных измеренной емкости образцов. Существует несколько методик пересчета диэлектрической проницаемости по значениям емкости планарного конденсатора. Эти методики имеют границу применимости, а также не учитывают неравномерность распределения электрического поля и краевые эффекты. Учесть вышеприведенные эффекты возможно с помощью конечно-элементного моделирования.

При разработке акустоэлектронных устройств на поверхностных акустических волнах (ПАВ) необходимые параметры материала извлекаются из математической модели путем аппроксимации экспериментальных данных, полученных при измерении характеристик специально изготавливаемых тестовых структур - резонаторов [89 – 92].

В настоящей работе разработан феноменологический подход для определения пьезоэлектрических, упругих модулей и диэлектрической проницаемости пленки титаната бария-стронция на базе пакета COMSOL.

В любой оптимизационной задаче определены зависимая переменная ξ и целевая функция Q . Задача оптимизации состоит в том, чтобы найти значения зависимой переменной, при которых целевая функция минимальна (или максимальна):

$$\begin{cases} \min_{\xi} Q(\xi) \\ \xi \in C \end{cases}, \quad (3.1)$$

где C – область значения зависимой переменной ξ , удовлетворяющая неравенству:

$$C = \{\xi: lb \leq G(\xi) \leq ub\}, \quad (3.2)$$

$G(\xi)$ – вектор значений зависимой переменной ξ , lb – нижняя граница значений, ub – верхняя граница значений.

В пакете COMSOL оптимизационная задача имеет следующую постановку:

$$\begin{cases} \min_{\xi} Q(u(\xi), \xi) \\ L(u(\xi), \xi) = 0 \\ lb \leq G(u(\xi), \xi) \leq ub \end{cases} \quad (3.3)$$

$L(u(\xi), \xi) = 0$ - система дифференциальных уравнений, $u(\xi)$ – решение дифференциальных уравнений.

Целевая функция модуля Optimization определяется суммой слагаемых:

$$Q(u, \xi) = Q_{global}(u, \xi) + Q_{probe}(u, \xi) + \sum_{k=0}^n Q_{int}(u, \xi) \quad (3.3)$$

где, n – размерность мультифизической модели, $Q_{global}(u, \xi)$ - глобальная целевая функция, определяется одним или несколькими глобальными зависимыми переменными модели; $Q_{probe}(u, \xi)$ - локальная целевая функция, применяется для достижения цели на отдельных областях модели, $Q_{int}(u, \xi)$ - интегральная целевая функция, применяемая на объектах модели одинаковой размерности (точки, прямые).

Методика определения электроупругих свойств пленок титаната бария-стронция состоит в следующем.

В пакете COMSOL строится конечно-элементная модель полностью соответствующая топологии тестового тонкопленочного резонатора. Полученные экспериментальные зависимости входной проводимости тестового образца от частоты $Y_{11} = Y_{11}(f)$ в виде массива данных передается в интерфейс COMSOL.

В модуле OPTIMIZATION задается целевая функция $Q = Q(\{|(Y_{11}(f))_{ex} - (Y_{11}(f))_{model}|^2\}, G(\xi))$, где $(Y_{11}(f))_{ex}$ – проводимость, полученная экспериментально, $(Y_{11}(f))_{model}$ – проводимость, рассчитанная в модели, $G(\xi)$ – вектор искомых параметров, в заданной области значений $lb \leq G(\xi) \leq ub$.

После определения целевой функции, искомых зависимых переменных и области их значений, проводится аппроксимация экспериментальных данных и решается задача оптимизация, в ходе которой подбираются значения искомых параметров ξ , минимизирующих целевую функцию Q .

Следует отметить, что предлагаемый метод основывается на предварительных знаниях о свойствах материала, заданных в ограниченной области значений; позволяет дополнить существующие аналитические модели и найти более точные значения параметров материала с учетом эффектов, не поддающихся аналитическому описанию.

С помощью предложенной методики были вычислены значения эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_f тонких пленок титаната бария-стронция, коэффициенты матрицы упругости и пьезоэлектрические модули.

3.3.1 Определение диэлектрических свойств сегнетоэлектрической пленки

Электроупругие свойства сегнетоэлектриков являются функцией напряженности поля, определяемую из амплитуды напряжения смещения, что является сложной задачей в случае планарного конденсатора. Метод конечных элементов позволяет вычислить напряженность поля и емкость в структуре любой конфигурации. На рисунке 3.6 показан фрагмент модели планарного конденсатора, где видны неравномерности распределения электрического поля и краевые эффекты, учтенные при расчете диэлектрической проницаемости. Эффективное значение напряженности электрического поля E_{eff} вычислялось как среднее значение напряженности между электродами. На рисунке 3.7 приведены значения ϵ_f , пересчитанные из данных по емкости планарного конденсатора методом конформных отображений [56], приведенных на рисунке 3.5 а) и с помощью предложенной методики. Значения ϵ_f различаются в среднем на 4%.

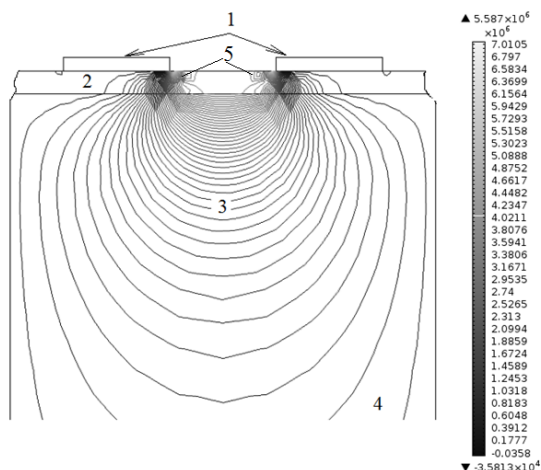


Рисунок 3.6. Распределение силовых линий электрического поля в планарном конденсаторе (фрагмент)

На рисунке обозначены: 1 – алюминиевые электроды, 2 – пленка $\text{Ba}_{0.3}\text{Sr}_{0.7}\text{TiO}_3$, 3 – силовые линии электрического поля, 4 – подложка из лейкосапфира, 5 – краевые эффекты. Справа показана цветовая шкала напряженности электрического поля

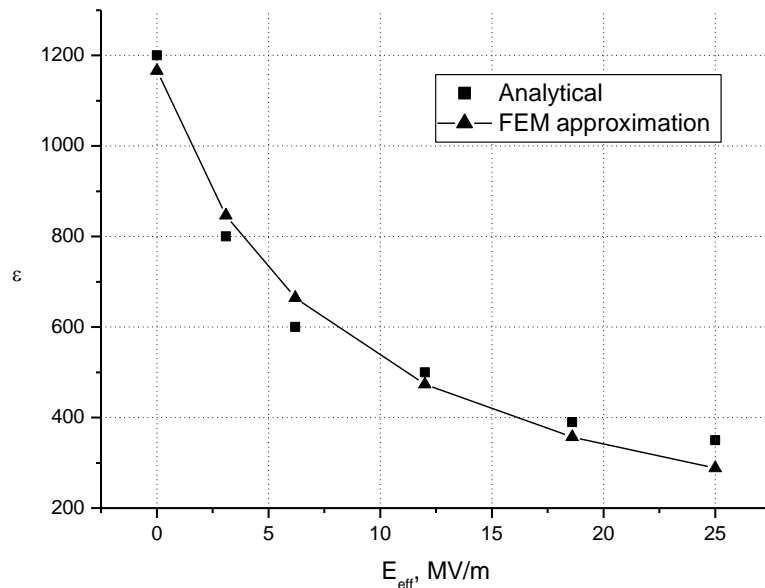


Рисунок 3.7. Эффективная относительная диэлектрическая проницаемость ϵ_{eff} образца, полученная методом конформных отображений (Analytical) и аппроксимацией в конечно-элементной модели (FEM approximation)

3.3.2 Расчет упругих и пьезоэлектрических модулей пленки $\text{Ba}_{0.3}\text{Sr}_{0.7}\text{TiO}_3$ по конечно-элементной модели

Результаты исследований возбуждения поверхностных акустических волн (ПАВ) в пленке $\text{Ba}_{0.3}\text{Sr}_{0.7}\text{TiO}_3$, выращенной на подложке MgO при приложении постоянного электрического поля, описаны в работе [93]. Экспериментально измерены значения фазовой скорости ПАВ и коэффициента электромеханической связи в зависимости от напряжения смещения. По данным топологии экспериментального образца, описанного в [93] была построена конечно-элементная модель структуры $\text{Ba}_{0.3}\text{Sr}_{0.7}\text{TiO}_3/\text{MgO}$ в модуле Piezoelectric пакета COMSOL. Параметры материала сегнетоэлектрической пленки в первоначальном приближении модели приведены в таблице 2.1.

При оптимизации варьировались значения коэффициента упругости C_{33} , минимизировавшие целевой функцию $Q = (V_{\text{experiment}} - V_{\text{model}})^2$, где $V_{\text{experiment}}$ и V_{model} — экспериментальная и расчетная скорости ПАВ соответственно. График экспериментальной зависимости скорости ПАВ от напряжения смещения и аппроксимация в конечно-элементной модели приведены на рисунке 3.8.

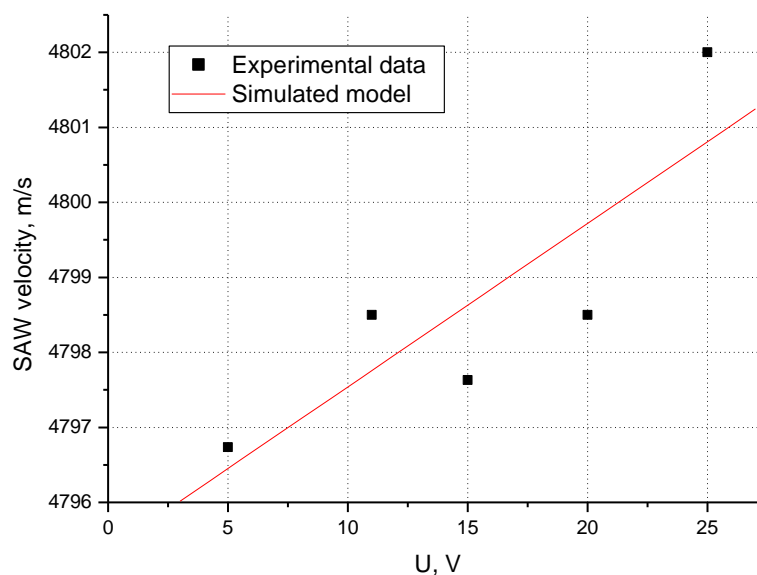


Рисунок 3.8. Зависимость скорости ПАВ от напряжения смещения

После аппроксимации экспериментальных данных и процедуры оптимизации, получены зависимости упругих и пьезоэлектрических модулей от напряжения смещения (Рисунок 3.9)

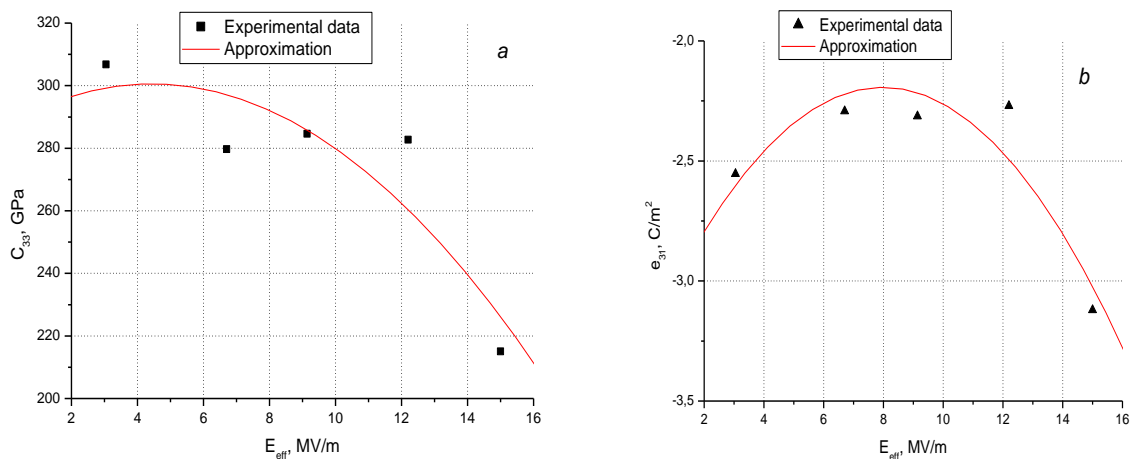


Рисунок 3.9. Рассчитанные зависимости электроупругих постоянных от эффективного значения напряженности поля E_{eff}
 а) - компоненты C_{33} матрицы упругости;
 б) – компоненты e_{31} пьезоэлектрического тензора

Рассчитанные значения модулей при нулевом напряжении смещения и температуре 300 К приведены в Таблице 3.1.

Таблица 3.1

Электроупругие постоянные сегнетоэлектрической пленки $Ba_{0.3}Sr_{0.7}TiO_3$, полученные при математическом моделировании

Титанат бария-стронция ($Ba_{0.3}Sr_{0.7}TiO_3$)	Модули упругости	C_{11}	C_{12}	C_{13}	C_{33}	C_{44}	C_{66}
		303 GPa	173 GPa	150 GPa	287 GPa	58 GPa	120 GPa
	Пьезоэлектрические постоянные	e_{15}		e_{31}		e_{33}	
		19.39134 C/m^2		-3.26213 C/m^2		0.00169 C/m^2	
Относительная диэлектрическая проницаемость							ϵ_f
							1165.3

Различие рассчитанного коэффициента C_{33} с экспериментальными данными для пленки $Ba_{0.3}Sr_{0.7}TiO_3$ ориентацией (001), приведенных в работе [94] составляет около 6%.

Предложенный феноменологический подход позволяет извлекать электроупругие свойства материала из измеренных амплитудно-частотных характеристик тестовых структур тонкопленочных сегнетоконденсаторов и акустоэлектронных резонаторов, а также получать зависимость электроупругих коэффициентов от электрического поля в условиях индуцированного пьезоэффекта с учетом краевых эффектов на электродах и неравномерности распределения электрического поля.

Выводы к главе 3

1. На образцах тонких пленок титаната бария-стронция в планарных сегнетоконденсаторах экспериментально исследованы кристаллографические и диэлектрические свойства тонкопленочных образцов титаната бария-стронция, измерены емкости сегнетоконденсаторов, вычислены значения диэлектрической проницаемости.
2. Предложен новый феноменологический подход к определению электроупругих свойств тонких сегнетоэлектрических пленок, основанный на конечно-элементном моделировании аппроксимации экспериментальных вольт-фарадных и амплитудно-частотных характеристик экспериментальных образцов сегнетоконденсаторов и резонаторов. Предложенный подход позволяет учитывать эффекты, связанные с неоднородностью распределения электрического поля в объеме тонкой сегнетоэлектрической пленки и на границах с металлическими электродами.
3. С помощью феноменологического подхода определены диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрической пленки титаната бария-стронция, пьезоэлектрические и упругие модули, а также доказана зависимость электроупругих свойств от напряженности электрического поля при индуцированном пьезоэффекте.

ГЛАВА 4. Исследование возможности использования управляемого пьезометаматериала в перестраиваемых фильтрах на поверхностных акустических волнах

В четвертой главе по данным об электроупругих свойствах пленки титаната бария-стронция, полученным с помощью феноменологического подхода, предложена конструкция перестраиваемого полосно-пропускающего ПАВ фильтра на центральную частоту 2,45 ГГц. Произведен расчет фильтра и оценена его частотная перестройка при приложении управляющего напряжения.

4.1 Выбор конструкции полосно-пропускающего фильтра на ПАВ

Исследуемый в настоящей работе управляемый пьезометаматериал можно рассматривать, как брэгговский отражатель с перестраиваемой частотой. На основе такого отражателя может быть разработан перестраиваемый полосно-пропускающий радиочастотный фильтр на ПАВ.

В современных приложениях электроники широко используются резонаторные фильтры на ПАВ [95 – 100], главной особенностью которых является низкий уровень вносимых затуханий. Разновидностью таких фильтров является фильтр на связанных резонансных модах (Coupling Resonator Filter – CRF). Фильтр состоит из двух или нескольких ПАВ резонаторов, связанных между собой по акустическому каналу. Существует продольно связанные и параллельно связанные резонаторные фильтры. На рисунке 4.1 показаны две основные разновидности этих фильтров [101 – 103].

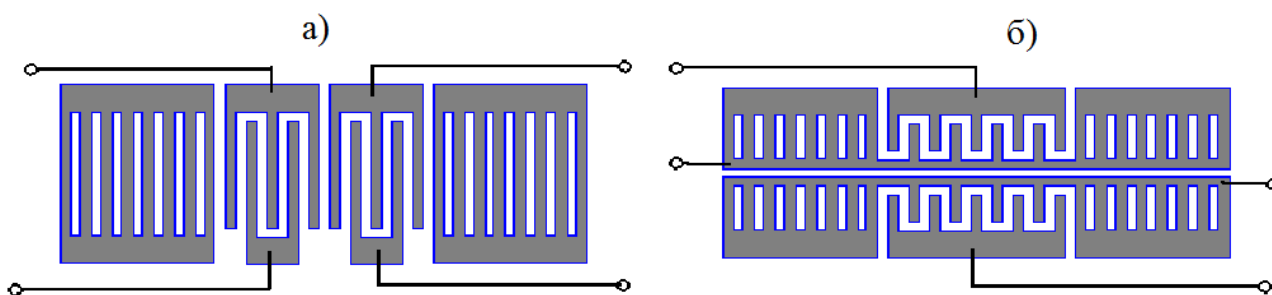


Рисунок 4.1. Фильтры на связанных резонансных модах.

а) продольно связанные резонаторы; б) параллельно связанные резонаторы

Число электродов в преобразователях выбирается так, чтобы примерно с одинаковой эффективностью возбуждались, по крайней мере, две продольные резонансные моды, например, 1-я мода и 3-я мода (рисунок 4.2) [104].

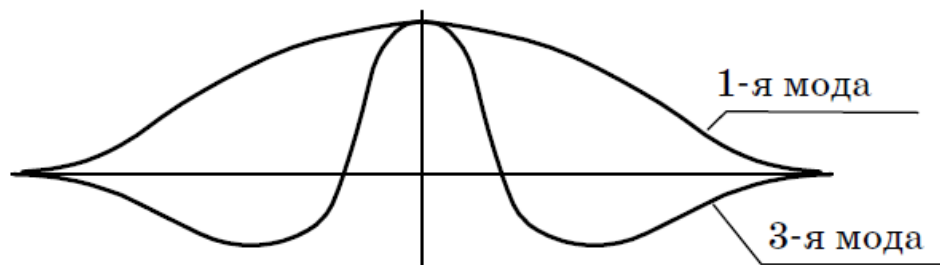


Рисунок 4.2. Распределение акустического поля первых двух возбуждаемых мод в структуре фильтра с продольно связанными резонансными модами

4.2 Расчет и оптимизация параметров ПАВ фильтра

Произведем проектирование продольно связанного резонаторного фильтра, на частоту 2450 МГц, эта частота широко используется в телекоммуникациях, в частности для беспроводной передачи данных в сетях Wi-Fi. Требуемые характеристики фильтра приведены в таблице 4.1. Схематично проектируемый фильтр изображен на рисунке 4.3.

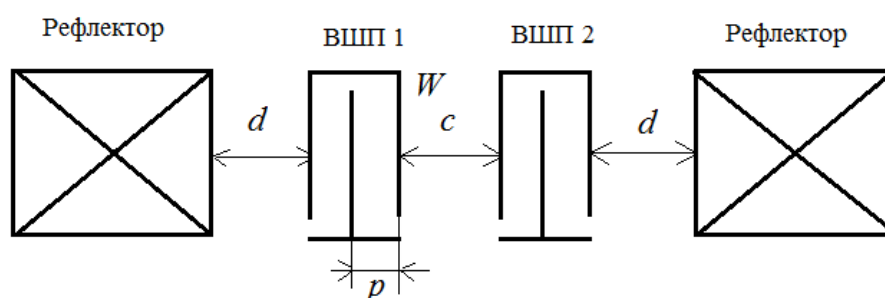


Рисунок 4.3. Схема ПАВ фильтра с продольно связанными резонаторами

Для обеспечения оптимального режима возбуждения резонансных мод в полости резонатора по краям преобразователей ВШП 1 и ВШП 2 включены отражающие структуры – рефлекторы. Зазор c между преобразователями ВШП 1 и ВШП 2, а также зазоры d между преобразователями и рефлекторами выбираются таким образом, чтобы обеспечить синфазное возбуждение резонансных мод.

Центральная частота фильтра определяется периодом электродов ВШП, ширина полосы пропускания определяется количеством электродов в ВШП и частотой брэгговского отражения рефлекторов. Изменение частоты отражателя приведет к изменению ширины полосы пропускания фильтра.

Таблица 4.1

Характеристики рассчитываемого ПАВ фильтра

№ п/п	Наименование параметра, единица измерения	Значение параметра для фильтра
1	Центральная частота, МГц	2450
2	Полоса пропускания, МГц (по уровню -3 дБ)	40
3	Минимально вносимое затухание A_{\min} , дБ, не более	2,5

Произведем предварительный расчет геометрии фильтра.

Период электродов ВШП определяется из:

$$p = \frac{V}{2f_c} \left(1 - \frac{\beta}{2\pi} \right) \quad (4.1)$$

где V – скорость ПАВ в материале, f_c – центральная частота фильтра, β - коэффициент отражения ПАВ от двух электродов в периоде. Поскольку для структуры пленка титаната бария стронция на диэлектрической подложке коэффициент отражения точно не известен, в первом приближении воспользуемся формулой $p = V/(2f_c)$.

Ширина электродов a ВШП и рефлекторов связана с периодом p и коэффициентом металлизации $k_m = a/p$ и в простейшем случае выбирается равной 0,5, т.е. $a = 0,25\lambda$, и подбирается в процессе синтеза ПАВ устройства. Толщина электродов также варьируется в пределах нескольких процентов длины волны.

Согласование фильтра с электрической цепью сопротивлением 50 Ом достигается выбором апертуры (длины) штырей ВШП и рефлекторов.

Активная часть входной проводимости ВШП на центральной частоте должна быть равна активной части проводимости источника сигнала (генератора) или нагрузки, обычно составляющей $1/50 \text{ Ом}^{-1}$. Апертура W определяется из выражения [104]:

$$\text{Re}(Y) \approx \frac{4}{\pi} k^2 \omega W C_p N_p^2 \quad (4.2)$$

где $\text{Re}(Y)$ – вещественная часть проводимости генератора, k^2 – КЭМС, ω – круговая частота, C_p – емкость пары электродов ВШП, N_p – количество пар электродов в ВШП.

Полоса пропускания фильтра определяется коэффициентом электромеханической связи (КЭМС) материала и количеством электродов:

$$N_p = \frac{f_0}{\Delta f} = \sqrt{\frac{\pi}{4k^2}} \quad (4.3)$$

где N_p – количество пар штырей в ВШП, f_0 – центральная частота, Δf – полоса рабочих частот, k – КЭМС. При напряжении 5В $k^2 = 0,0207$.

Поверхностная акустическая волна при индуцированном пьезоэффекте возбуждается только при наличии напряжения смещения. Следовательно, необходимо рабочее напряжение для возбуждения ПАВ и управляющее напряжение, прикладываемое к управляющим рефлексорам. Скорость ПАВ в пленке $\text{Ba}_{0.3}\text{Sr}_{0.7}\text{TiO}_3$ при напряжении смещения 5В измерена экспериментально в работе [93] и равняется 4796,736 м/с. Выберем напряжение 5В в качестве рабочего напряжения для фильтра.

Следует отметить, что выражения (4.1) – (4.3) являются всего лишь приближенными и не могут служить для точного расчета ПАВ фильтра. С помощью них задаются начальные параметры устройства, которые в процессе расчета варьируются для достижения заданных характеристик прибора.

4.3 Результаты расчета

Расчет ПАВ фильтр проводился в пакете COMSOL. Пьезоэлектрик – слоистая структура титаната бария-стронция на подложке MgO, в которой под действием электрического поля формируются периодические домены.

Важным является подбор параметров d и c для получения требуемой характеристики фильтра. Параметры геометрии подбирались с использованием оптимизационных методов, аналогичным описанным в предыдущей главе. Параметры топологии фильтра, полученные при оптимизации приведены в таблице 4.2. Благодаря высокой скорости ПАВ в пьезометаматериале на частоте 2,45 ГГц для разработки фильтра не требуется использование субмикронной литографии.

Таблица 4.2

Параметры фильтра на продольно связанных резонаторах

Наименование параметра, единица измерения	Обозначение	Значения
Скорость ПАВ при рабочем напряжении 5В, м/с	V	4796,736
Длина волны на центральной частоте, мкм	λ	1,9578
Толщина электродов, мкм	h_{Al}	0,2
Период электродов, мкм	p	0,9789
Коэффициент металлизации электродов ВШП	a/p	0,1992
Коэффициент металлизации электродов рефлектора	m/p	0,6
Апертура, мкм	W	98
Квадрат коэффициента электромеханической связи при напряжении 5 В	k^2	0,0207
Толщина пленки Ba _{0.3} Sr _{0.7} TiO ₃ , нм	h_{film}	300
Число электродов ВШП 1	N_{IDT1}	80
Число электродов ВШП 2	N_{IDT2}	80
Число электродов рефлекторов	N_{ref}	30
Расстояние от ВШП до рефлектора, мкм	d	1,2858
Расстояние между ВШП 1 и ВШП 2, мкм	c	1,6933

Модуль коэффициента передачи рассчитанного фильтра в зависимости от управляющего напряжения приведен на рисунке 4.4.

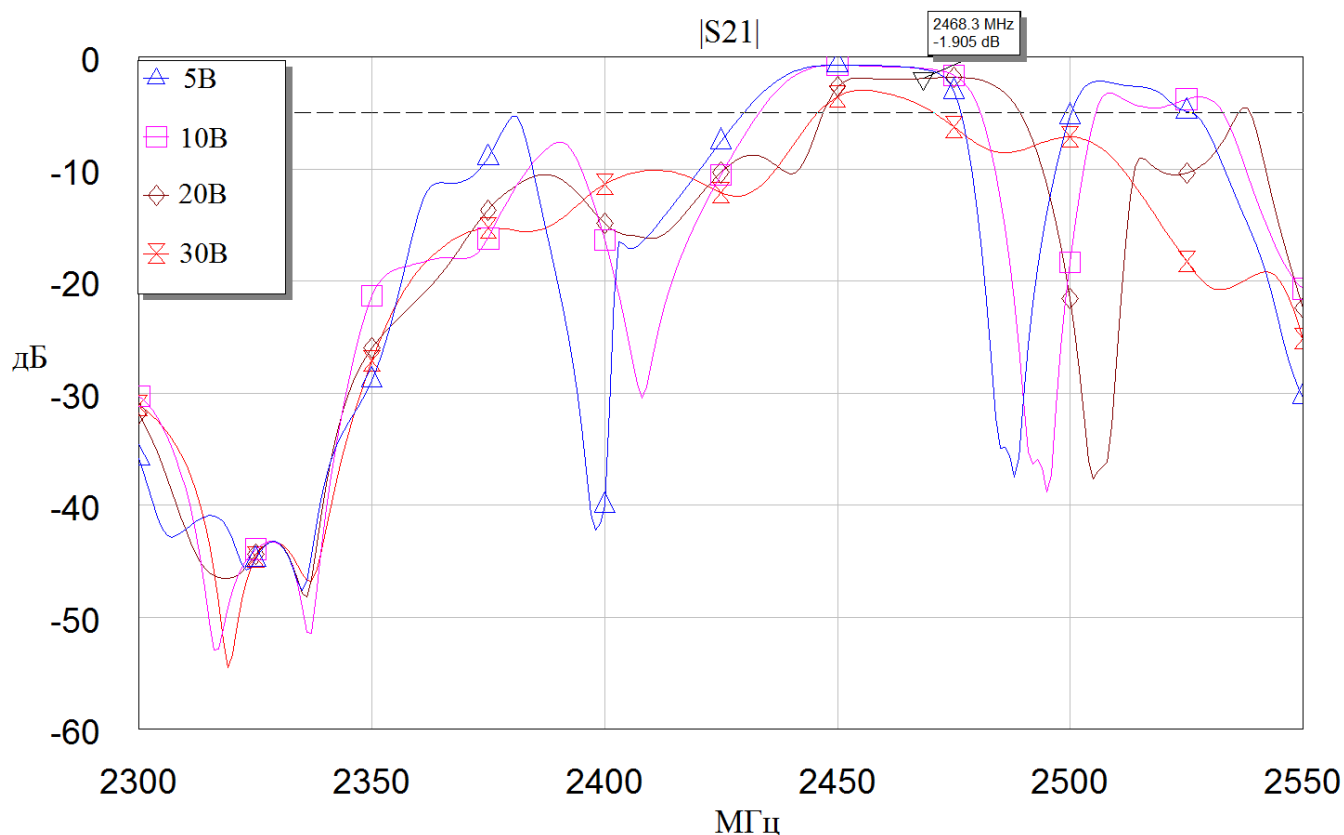


Рисунок 4.4. Модуль коэффициента прохождения (в децибелах) ПЧВ-фильтра на пьезометаматериале в зависимости от напряжения смещения

Из графика видно, что при подаче напряжения смещения происходит перестройка центральной частоты ПЧВ-фильтра и смещение полосы пропускания. Рассчитанные затухания находятся на уровне 2 дБ, в реальном устройстве затухания будут больше из-за шероховатости сегнетоэлектрической пленки и дополнительных диэлектрических потерь. Поэтому следует уделять должное внимание технологии нанесения сегнетоэлектрической пленки. При увеличении напряжения смещения, происходит искажение частотной характеристики фильтра и увеличение вносимых потерь. При достижении порогового значения произойдет рассинхронизация резонаторов фильтра вследствие чего АЧХ фильтра развалится. В рассматриваемом случае при значении напряжения смещения 30В произошла рассинхронизация резонаторов. Характеристики фильтра при различных значениях напряжения сведены в таблицу 4.3.

Характеристики рассчитанного фильтра при различных значениях управляющего напряжения

Параметр, единица измерения	Характеристики фильтра при различных напряжениях смещения			
	5 В	10В	20 В	30 В
Центральная частота, МГц	2450	2460	2470,3	-
Полоса пропускания, МГц (по уровню -3 дБ)	42,9	44,3	42,1	-
Минимально вносимое затухание A_{\min} , дБ, не более	0,69	0,84	1,9	-

Полоса пропускания фильтра изменяется в зависимости от напряжения и находилась в пределах 45 МГц. Из проведенных расчетов следует принципиальная возможность создания электрически перестраиваемых радиочастотных фильтров на основе управляемого пьезометаматериала.

Выводы к главе 4

1. Численно спроектирован полосно-пропускающий радиочастотный фильтр на ПАВ с использованием управляемого пьезометаматериала. Ширина полосы пропускания фильтра 40 МГц, центральная частота 2450 МГц.
2. Высокая скорость ПАВ в пьезометаматериале позволяет разрабатывать высокочастотные акустоэлектронные устройства без применения субмикронной литографии.
3. Результаты моделирования подтвердили перестройку центральной частоты фильтра в среднем на 10 МГц при подаче управляющего напряжения от 5 до 20 В.
4. Установлено критическое значение управляющего напряжения при котором происходит развал характеристики фильтра.
5. Доказана принципиальная возможность применения управляемого пьезометаматериала в перестраиваемых радиочастотных фильтрах на ПАВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложено использование индуцированного пьезоэлектрического эффекта в новом типе метаматериала для поверхностных акустических волн с управляемыми свойствами. Предложен оригинальный способ формирования периодических структур в сегнетоэлектрической пленке без использования технологических процессов. Разработана конструкция управляемого пьезометаматериала.

Разработана одномерная математическая модель распространения упругих волн в бесконечной периодической структуре «пьезоэлектрик / диэлектрик» при условии индуцированного пьезоэффекта.

Выведены уравнения волнового движения в периодической структуре «пьезоэлектрик / диэлектрик» в одномерном случае и найдены волновые числа для материала титаната бария стронция (BSTO) с учетом индуцированного пьезоэффекта.

Доказана перестройка частоты запрещенной зоны в предложенном пьезометаматериале за счет индуцированного пьезоэффекта при приложении внешнего управляющего электрического поля. Произведена оценка частотной перестройки запрещенной зоны пьезометаматериала.

С помощью конечно-элементного моделирования получены решения задачи волнового распространения в метаматериале с индуцированными периодическими доменными структурами неправильной формы. Учтены краевые эффекты, возникающие на границах управляющих электродов и, как следствие, эффект «расплавания» доменных структур. Оценено влияние краевых эффектов на дисперсионные характеристики метаматериала.

Предложен феноменологический подход к определению электроупругих свойств сегнетоэлектрических пленок. Искомые свойства извлекаются из конечно-элементной модели при аппроксимации амплитудно-частотных и вольт-фарадных характеристик экспериментальных образцов планарных конденсаторов и ПАВ резонаторов. С помощью феноменологического подхода определены диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрической пленки титаната бария-стронция, пьезоэлек-

трические и упругие модули, а также их зависимость от напряженности электрического поля при индуцированном пьезоэффекте. Полученные характеристики пленки титаната бария-стронция с опубликованными экспериментальными данными различаются на 6%, что говорит об адекватности предложенной методики.

Построена конечно-элементная модель перестраиваемого полосно-пропускающего ПАВ фильтра на центральную частоту 2,45 ГГц с использованием управляемого пьезометаматериала. Произведена оценка перестройки полосы пропускания фильтра. Показана принципиальная возможность использования перестраиваемых ПАВ фильтров с управляемым пьезометаматериалом для практических приложений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Голенищев – Кутузов, А.В. Индуцированные домены и периодические доменные структуры в электро- и магнитоупорядоченных веществах [Текст] / А.В. Голенищев-Кутузов, В.А. Голенищев – Кутузов, Р.И. Калимуллин // Успехи физических наук – 2000. – Т. 170 – Вып. 7 – С. 697–712.
2. Badreddine, M. Dispersion curves of surface acoustic waves in a two-dimensional phononic crystal /M. Badreddine, M. Assouar, M. Oudich [Text] // Appl. Phys. Lett – 2011. – Vol. 99. – P. 123505-1 – 123505-3.
3. Jia-Hong Sun. Propagation of surface acoustic waves through sharply bent two-dimensional phononic crystal waveguides using a finite-difference time-domain method [Text] / Jia-Hong Sun, Tsung-Tsong Wu // Phys. Review – 2006. – Vol. 4 – P. 174305-1 – 174305-7.
4. Никитов, С.А. Особенности распространения поверхностных акустических волн в двумерных фоновых кристаллах на поверхности кристалла ниобата лития [Текст] / С.А. Никитов [и др.] // Радиотехника и электроника – 2011. – Т. 56, № 7. – С. 876 – 888.
5. Вендик, О.Г. Сегнетоэлектрики в технике СВЧ [Текст] / О.Г. Вендик, Н.Н. Антонов, И.М. Бузин [и др.] // – М.: Сов. радио, 1979. – 272 с.
6. Berge, J. Tunable Bulk Acoustic Wave Resonators Based on $Ba_{0.25}Sr_{0.75}TiO_3$ Thin Films and a HfO_2/SiO_2 Bragg Reflector [Text] / J. Berge, S. Gevorgian // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control – 2011. – Vol. 58. – P. 2768 – 2771.
7. Пашенко, В.П. Пьезоэлектрические тонкие пленки: свойства и применение в акустоэлектронике [Текст] / В.П. Пашенко // Вопросы радиоэлектроники. Серия: Общетехническая (ОТ). – 2013. – Вып. 1. – С. 183 – 197.
8. Пашенко, В.П. Управляемый фоновый кристалл на поверхностных акустических волнах на основе индуцированных периодических доменных структур

- [Текст] / В.П. Пащенко // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. – Санкт-Петербург. – 2013. – Вып. 3. – С. 55 – 59.
9. Pashchenko, V.P. Surface acoustic wave ferroelectric phononic crystal tunable by electric field [Text] / V.P. Pashchenko // *Nanosystems: physics, chemistry, mathematics*. – 2013, Vol. 4, Issue 5. – P. 630 – 634.
 10. Пащенко, В.П. Преобразователь линейного ускорения консольного типа для эксплуатации в специальных условиях [Текст] / В.П. Пащенко, В.А. Калинин, К.А. Строганов // *Вопросы радиоэлектроники. Серия: Общетехническая (ОТ)*. – 2012. – Вып. 1. – С. 131 – 141.
 11. Пащенко, В.П. Тонкие пьезоэлектрические пленки в устройствах на поверхностных акустических волнах: свойства, и технология напыления [Текст] / В.П. Пащенко // *Сборник научных трудов аспирантов, соискателей и студентов магистерской подготовки ОАО «Авангард»*. – Санкт-Петербург, 2013. – Вып. 5. – С. 235 – 261.
 12. Пащенко, В.П. Перестраиваемый фильтр на ПАВ на основе индуцированного сегнетоэлектрического фононного кристалла [Текст] / В.П. Пащенко // *Сборник научных трудов аспирантов, соискателей и студентов магистерской подготовки ОАО «Авангард»*. – Санкт-Петербург, 2013. – Вып. 5. – С. 170 – 176.
 13. Pashchenko, V.P. Finite Element Modeling and Electrical Matching of Microwave Acoustoelectronic Delay Line Thin Film Piezoelectric Transducer [Text] / V.P. Pashchenko, A.Yu. Shimko. // *Wave Electronics and its Applications in the Information and Telecommunication Systems. Proceedings*. – St. Petersburg, 2012. – P. 40 – 43.
 14. Пащенко, В.П. Дизайн акустоэлектронных устройств в среде FEMSAW: итоги стажировки в GVR Trade (Швейцария) [Текст] / В.П. Пащенко, А.Т. Галисултанов, А.Ю. Шимко, К.А. Строганов // *Сборник докладов VI Научно-технической конференции молодых специалистов по радиоэлектронике*. – Санкт-Петербург, 2013. – С. 3 – 11.

15. Pashchenko, V.P. Electrical Field Tunable Ferroelectric Phononic Crystal [Text] / V.P. Pashchenko K.A. Stroganov // XVI Международная молодежная научная конференции Волновая электроника и ее применения в информационных и телекоммуникационных системах. – Санкт-Петербург, 2013. – С. 25.
16. Pashchenko, V.P. Surface Acoustic Wave Ferroelectric Phononic Crystal Based on Electric Field Induced Periodic Domains. [Электронный ресурс] / V. P. Pashchenko, S. S. Yankin // COMSOL Conference. – Rotterdam, 2013. Режим доступа: http://www.comsol.com/paper/download/182211/pashchenko_abstract.pdf.
17. Пащенко, В.П. Перестраиваемый фононный кристалл – метаматериал для приложений сенсорики. [Текст] / В.П. Пащенко // Международная научно-практическая конференция «Сенсорика 2013». – Санкт-Петербург, 2013. – С. 56.
18. Пащенко, В.П. Формирование индуцированной электрическим полем акустической сверхрешетки в сегнетоэлектрической тонкой пленке. [Текст] / В.П. Пащенко // XV Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике. – Санкт-Петербург, 2013. – С. 41.
19. Пащенко, В.П. Конечно-элементное моделирование и электрическое согласование тонкопленочного пьезоэлектрического преобразователя гиперзвуковой линии задержки. [Текст] / В.П. Пащенко, А.Ю. Шимко // Сборник трудов Всероссийской конференции «Микроэлектроника СВЧ». – Санкт-Петербург, 2012. – С. 232 – 237.
20. Пащенко, В.П. Пьезоэлектрические характеристики окиси цинка на подслое титаната стронция для гиперзвуковых линий задержки авиационных РЛС. [Текст] / В.П. Пащенко // Труды 54-й научной конференции МФТИ «Проблемы фундаментальных и прикладных естественных и технических наук в современном информационном обществе». – Москва, 2011. – С. 107 – 109.

21. Пащенко, В.П. Пьезоэлектрические пленочные структуры на основе окиси цинка и титаната стронция. [Текст] / В.П. Пащенко // Материалы пятого все-российского форума студентов, аспирантов и молодых ученых. – Санкт-Петербург, 2011. – С. 61 – 63.
22. Пащенко, В.П. Наноструктурированные пленки титаната стронция в тонко-пленочных пьезопреобразователях сдвиговых волн. [Текст] / В.П. Пащенко // Труды XXX научно-практической конференции «Датчики и системы». – Пенза, 2011. – С. 231 – 233.
23. Пащенко, В.П. Акустический метаматериал с электрически управляемыми свойствами [Текст] / В.П. Пащенко // Материалы докладов XXVII сессии Российского акустического общества РАН. – Санкт-Петербург, 2014. – С. 1015 – 1032.
24. Пащенко, В.П. Математическая модель одномерного управляемого акустического метаматериала [Электронный ресурс] / В.П. Пащенко // Акустический семинар Восточно - Европейской ассоциации акустиков. Институт проблем машиноведения Российской академии наук (ИПМаш РАН). – Санкт-Петербург, 2013. Режим доступа: http://www.ipme.ru/ipme/edu/sem_kouzov/next_ru.html
25. Kuo1, Nai-Kuei. X-shaped phononic crystals for side lobe reduction in ultra high frequency slanted finger inter-digitated aluminum nitride lamb wave transducers [Text] / Nai-Kuei Kuo1, Piazza Gianluca // 2012 IEEE International Ultrasonics Symposium. – 2012. – P. 1145 – 1148.
26. Benchabane, S. Experimental observation of locally-resonant and Bragg band gaps for surface guided waves in a phononic crystal of pillars [Text] / S. Benchabane, R. Laurent, V. Laude // Physical Review B. – 2011. – Vol. 83. – P. 104201-1 – 104201-5.
27. Campbell, C. Surface Acoustic Wave Devices and their Signal Processing Applications [Text] / C. Campbell // Elsevier. – 2012, 475 p.

28. Khelif, A. Surface acoustic waves in pillars-based two-dimensional phononic structures with different lattice symmetries [Text] / A. Khelif, Y. Achaoui // Journal of applied physics. – 2012. – Vol. 112. – P. 033511-1 – 033511-4.
29. Gu, K.-B. Design and fabrication of 2d phononic crystals In surface acousticwave micro devices [Text] / K.-B. Gu, C.-L. Chang, J.-C. Shieh, W.-P. Shih // MEMS 2006, Istanbul, Turkey, 22-26 Jan 2006.
30. Robillard, J.-F. Tunable magnetoelastic phononic crystals [Text] / J.-F. Robillard // Applied physics letters. – 2009. – Vol. 95. – P. 124104 – 124104-3.
31. Cullen, J. Elastic versus magnetoelastic anisotropy in rare earth-iron alloys [Text] / J. Cullen, S. Rinaldi, and G. Blessing // J. Appl. Phys. – 1978. – Vol. 49. – P. 1960 – 1965.
32. Feng, L. Refraction control of acoustic waves in a square-rodconstructed tunable sonic crystal [Text] / L. Feng // Physical Review B. – 2006. – Vol. 73. – P. 193101-1 – 193101-4.
33. Huang, Z. G. Temperature effect on the bandgaps of surface and bulk acoustic waves in two-dimensional phononic crystals [Text] / T. T. Wu // IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control. – 2005. – Vol. 52. – P. 365-370.
34. Бирюков, С.В. Поверхностные акустические волны в неоднородных средах [Текст] / С.В. Бирюков, Ю.В. Гуляев, В.В. Крылов, В.П. Плесский // М.: Наука, 1991. – 414 с.
35. Калимуллин, Р.И. Фотонные и фононные кристаллы: формирование и применение в опто- и акустоэлектронике [Текст] / Р.И. Калимуллин. – Москва: Физматлит, 2010. – 157 с.
36. Tagantsev, A. Domains in Ferroic Crystals and Thin Films / A. Tagantsev, L. Cross, J. Fousek // Springer, 2010. – 822 p.
37. Shi-Ning Zhu. Engineering Ferroelectric Superlattice Materials and Applications [Text] / Shi-Ning Zhu Yong-Yuan Zhu, Yan-Qing Lu, Nai-Ben Ming // Proceedings of the 2000 12th IEEE International Symposium. – 2000. – Vol. 1. – P. 313 – 315.

38. Bassignot, F. Acoustic wave filter based on periodically poled lithium niobate [Text] / F. Bassignot, G. Ulliac // Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions. – 2012. – Vol. 59. – P. 1942 – 1949.
39. Bassignot, F. Acoustic resonator based on periodically poled transducers: Concept and analysis [Text] / F. Bassignot, E. Courjon, G. Ulliac, S. Ballandras [et al.] // J. Appl. Phys. – 2012. – Vol. 111. – P. 064106-1 – 064106-6.
40. Zi-yan Yu. Acousto-optic tunable second harmonic generation in periodically poled LiNbO₃ [Text] / Zi-yan Yu, Fei Xu, Fei Leng, Xiao-shi Qian [et al.] // Optics Express. – 2009. – Vol. 17, No. 14. – P. 11965-11971.
41. Yudistira, D. Surface acoustic wave generation in ZX-cut LiNbO₃ superlattices using coplanar electrodes [Text] / D. Yudistira, S. Benchabane, D. Janner // App. Phys. Lett. – 2009. – Vol. 95. – P. 052901-1 – 052901-3.
42. Guo, H.C. Mid-infrared radiation in an aperiodically poled LiNbO₃ superlattice induced by cascaded parametric processes [Text] / H.C. Guo, Y.Q. Qin, Z.X. Shen // J. Phys.: Condens. Matter. – 2004. – Vol. 15, No 47. – P. 8465-1 – 8465-6.
43. Голенищев-Кутузов, А.В. Индуцированные доменные структуры в электро- и магнито- упорядоченных веществах [Текст] / А.В. Голенищев-Кутузов, В.А. Голенищев-Кутузов, Р.И. Калимуллин. – М.: Физматлит, 2003 г. – 136 с.
44. Голенищев-Кутузов, А.В. [Текст] / А.В. Голенищев-Кутузов, В.А. Голенищев-Кутузов // Письма в ЖТФ. – 2012. – Том 38, Вып. 18. – С. 1 – 6.
45. Kao, K.S. The characteristics of surface acoustic waves on AlN/LiNbO₃ substrates [Text] / K.S. Kao, C.C. Cheng, Y.C. Chen, Y.H. Lee // Appl. Phys. A. – 2003. – Vol. 76. – P. 1125 – 1127.
46. Шермергор, Т.Д. Пленочные пьезоэлектрики [Текст] / Т.Д. Шермергор, Н.Н. Стрельцова. – М.: Радио и связь, 1986. – 137 с.
47. Iriarte, G. F. Surface acoustic wave propagation characteristics of aluminum nitride thin films grown on polycrystalline diamond [Text] / G. F. Iriarte // Journal of Applied Physics. – 2003. – Vol. 93, Issue. 12. – P. 9604-1 – 9604-4.
48. Pashley, D.W. The study of epitaxy on thin surface film [Text] / D.W. Pashley // Adv. Phys. – 1956. – Vol. 5. Issue 18. – P.173 – 240.

49. Ashfold, M.N.R. Synthetic Diamond: Emerging CVD Science and Technology [Text] / M.N.R. Ashfold, P.W. May, C.A. Rego and N.M. Everitt. – Wiley. – 1994. – 688 p.
50. May, P.W. Diamond Thin Films: A 21st Century Material [Text] / P.W. May // Phil. Trans. R. Soc. London. A. – 2000. – Vol. 358. – P. 473 – 495.
51. Musil, J. Reactive magnetron sputtering of thin films: Present status and trends [Text] / J. Musil, P. Baroch, J. Vlcek [et al.] // Thin solid films. – 2005. – Vol. 475, Issue. 208. – P. 208 – 218.
52. Aita, C.R. Tailored ceramic film growth at low temperature by reactive sputter deposition [Text] / C.R. Aita // Rev. Solid State Matter. Sci. – 1998. – Vol. 23, No. 3. – P. 205 – 274.
53. Данилин, Б.С. Исследование магнетронных систем ионного распыления материалов [Текст] / Б.С. Данилин, В.К. Неволин, В.К. Сырчин // Электронная техника. Сер. Микроэлектроника. – 1977. – Вып. 3 (69). – С. 37 – 44.
54. Данилин, Б.С. Магнетронные распылительные системы [Текст] / Б.С. Данилин, В.К. Сырчин. – М.: Радио и связь, 1982. – 72 с.
55. Westwood, W.D. The current - voltage characteristic of magnetron sputtering systems [Text] / W.D. Westwood, S. Maniv // J. Appl. Phys. – 1983. – Vol. 54, No. 12. – P. 6841 – 6846.
56. Вендик, И.Б. Перестраиваемые объемные акустические резонаторы с индуцированным пьезоэффектом в сегнетоэлектрике [Текст] / И.Б. Вендик // Физика твердого тела. – 2009. – Том 51. – Вып. 8. – С. 1495 – 1498.
57. Lee, W.J. Microstructure dependence of electrical properties of $Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO_3$ thin films deposited on Pt/SiO₂/Si [Text] / W.J. Lee, H.G. Kim, S.G. Yoon // Journal of Applied Physics. – 1996. – Vol. 80. – P. 5891 – 5894.
58. Vendik, O.G. Experimental evidence of the size effect in thin ferroelectric films [Text] / O.G. Vendik, S.P. Zubko, L.T. Ter-Martirosayn // Applied Physics Letters. – 1998. – Vol. 73. – P. 37 – 39.
59. Yoon, Y. A reduced intermodulation distortion tunable ferroelectric capacitor-architecture and demonstration [Text] / Y. Yoon, D. Kim [et al.] // IEEE Transac-

- tions on Microwave Theory and Techniques. – 2003. – Vol. 51 (12). – P. 2568 – 2576.
60. Waser, R. Nanoelectronics and information technology, 2nd ed. [Text] / R. Waser. – Wiley-VCH, Weinheim, 2005. – 1040 p.
61. Wanghmare, U.V. Dielectric properties of simple and complex oxides from first principles [Text] / U.V. Wanghmare, K.M. Rabe // Materials Fundamentals of Gate Dielectrics. New York, Springer. – 2005. – P. 215 – 247.
62. Переверзева, Л.П. Электроиндуцированный пьезоэффект в параэлектриках и материалы, перспективные для его технического применения [Текст] / Л.П. Переверзева, В.В. Комлик. — М.: Высш. шк., 1985.— С. 41— 46.
63. Mason, W.P. Electrostrictive Effect in Barium Titanate Ceramics [Text] / W.P. Mason // Phys. Rev. – 1948. – Vol. 74. – P. 1134 – 1148.
64. Гуляев, Ю.В. Нелинейные электроакустические эффекты при распространении поверхностных акустических волн в титанате стронция [Текст] / Ю.В. Гуляев, А.В. Ермоленко, Б.Д. Зайцев [и др.] // Акустический журнал. – 1989. – Т. 35. – Вып. 1. – С. 154 – 157.
65. Зайцев, Б.Д. Влияние внешнего электрического поля на характеристики ПАВ во внешнем поле [Текст] / Б.Д. Зайцев, И.Е. Кузнецова, М.Б. Мысенко [и др.] // Акустический журнал. – 1998. – Том 44, № 6. – С. 848 – 850.
66. Курилкина, С.Н. Акустические волны на поверхности пьезокристалла, возмущенной внешним периодическим электрическим полем [Текст] / С.Н. Курилкина, Н.П. Казаков, К.Г. Юрченко // ЖТФ. – 1993. – Т. 63. – В. 1. – С. 192 – 197.
67. Volatier, A. Switchable and tunable strontium titanate electrostrictive bulk acoustic wave resonator integrated with a Bragg mirror [Text] / A. Volatier, E. Defay // Appl. Phys. Lett. – 2008. – Vol. 92. – P. 032906-1 – 032906-3.
68. Wan Shen. Investigation of Resistive Switching in Barium Strontium Titanate Thin Films for Memory Applications / Wan Shen. – Jülich, Forschungszentrum, 2010. – 114 p.
69. Tagantsev, A.K. Ferroelectric Materials for Microwave Tunable Applications [Text] Journal of Electroceramics. – 2003. – Vol. 11. – P. 5 – 66.

70. Бреховских, Л.М. Волны в слоистых средах [Текст] / Л.М. Бреховских. – М.: Наука, 2-е издание, 1973. – 343 с.
71. Auld, B.A. Acoustic fields and waves in solids [Text] / B.A. Auld. – New York, Wiley, Vol. 2, 1973. – 431 p.
72. Royer, D. Elastic waves in solids. Part I: Free and guided propagation [Text] / D. Royer, E. Dieulesaint. – Springer, 2000. – 374 p.
73. Damjanovic, D. Ferroelectric, dielectric and piezoelectric properties of ferroelectric thin films and ceramics [Text] / D. Damjanovic // Reports on Progress in Physics. – 1998. – Vol. 61 (9). – P. 1267 – 1324.
74. Блистанов, А.А. Акустические кристаллы: Справочник [Текст] / А.А. Блистанов, В.С. Бондаренко, Н.В. Переломова [и др.]. – М. Наука 1982. – 633 с.
75. Yamanaka, A. Evidence for competing orderings in strontium titanate from hyper-Raman scattering spectroscopy [Text] / A. Yamanaka // Europhys. Lett. – 2000. – Vol. 50. – P. 688 – 694.
76. Bornstein, L. Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology [Text] / L. Bornstein. – Heidelberg, Springer, Vol. 36a, New Series, 2002. – P. 23 – 26.
77. Морган, Д. Устройства обработки сигналов на поверхностных акустических волнах [Текст] / Д. Морган. – М.: Радио и связь, 1990. – 415 с.
78. Балакирев, М.К. Волны в пьезокристаллах [Текст] / М.К. Балакирев, И.А. Гиллинский. – Новосибирск, Наука, 1982. – 240 с.
79. Бардзокас, Д.И. Распространение волн в электромагнитоупругих средах [Текст] / Д.И. Бардзокас, Б.А. Кудрявцев, Н.А. Сенник. – М., Едиториал УРСС, 2003. – 336 с.
80. Альтман, Дж. Л. Устройства сверхвысоких частот [Текст] / Дж. Л. Альтман. – М.; Мир, 1968. – 244 с.
81. URL: www.comsol.com/shared/downloads/IntroductionToCOMSOLMultiphysics.pdf
82. Krishnan, R. Simulation of a One-Port SAW Resonator using COMSOL Multiphysics [Электронный ресурс] / R. Krishnan, Н.В. Nemade, R. Paily // Proceedings of the COMSOL Users Conference (2006).

83. Осетров, А.В. Расчет параметров поверхностных акустических волн в пьезоэлектриках методом конечных элементов [Текст] / А.В. Осетров, В.Ш. Нгуен // Вычислительная механика сплошных сред. – 2011. – Т. 4. – № 4. – С. 71 – 80.
84. Дьелесан, Э. Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов [Текст] / Э. Дьелесан, Д. Руайе. – М.: Наука, 1982. – 424 с.
85. Вендик О.Г., Моделирование и расчет емкости планарного конденсатора, содержащего тонкий слой сегнетоэлектрика [Текст] / О.Г. Вендик, С.П. Зубко, М.А. Никольский // ЖТФ. – 1999. – Т. 69. – Вып. 4. – С. 1 – 7.
86. Alexe, M. Nanoscale Characterisation of Ferroelectric Materials. Scanning Probe Microscopy Approach [Text] / M. Alexe, A. Gruverman. – Springer, 2004. – 282 p.
87. Sandner T. High frequency LImm – a powerful tool for ferroelectric thin film characterization [Text] / T. Sandner, G. Suchanek, R. Koehler [et. al] // Integrated Ferroelectrics. – Vol. 185. – P. 243 – 284.
88. Головин В. Физические основы, методы исследования и практическое применение пьезоматериалов [Текст] / В. Головин, И. Каплунов, О. Малышкина [и др.]. – М.: Техносфера, 2013. – 272 с.
89. Plessky, V.P. SAW/LSAW COM parameter extraction from computer experiments with harmonic admittance of a periodic array of electrodes [Text] / V.P. Plessky, M.M. Salomaa, J. Koskela // Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions. – 1999. – Vol. 46. – Issue. 4. – P. 806 – 816.
90. Plessky, V.P. SAW COM-Parameter Extraction in AlN/Diamond Layered Structures [Text] / V.P. Plessky, I.V. Katardjiev, V. Yantchev [et al.] // IEEE transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency control. – 2003. – Vol. 50. – No. 11. – P. 1542 – 1547.
91. Ventura, P. A new efficient combined FEM and periodic Green's function formalism for the analysis of periodic SAW structures [Text] / P. Ventura, J.M. Hode, M. Solal // Proc. IEEE Ultrason. Symp. – 1995. – P. 263 – 268.
92. Marshall, W. Determining equivalent circuit parameters for low figure of merit transducers [Text] / W. Marshall // ARLO. – 2004. – Vol. 5(3). – P. 106 – 110.

93. Мухортов, В.М. Поверхностные акустические волны в тонких пленках титаната бария-стронция на подложках из оксида магния [Текст] / В.М. Мухортов, С.В. Бирюков, Ю.И. Головки [и др.] // Письма в ЖТФ. – 2011. – Т. 37. – Вып. 5. – С. 31 – 37.
94. Tagantsev, A. Electrical tuning of dc bias induced acoustic resonances in paraelectric thin films [Text] / A. Tagantsev, A. Noeth, T. Yamada [et al.] // Appl. Phys. – 2008. – Vol. 104. – P. 094102-1 –094102-10.
95. Tanski, W. J. Multipole SAW Resonator Filters: Elements of Design and Fabrication [Text] / W.J. Tanski // IEEE Ultrasonic Symposium. – 1981. – P. 100 – 104.
96. O’Shea, T.F. SAW Resonator Filters with Optimized Transducer Rejection [Text] / T.F. O’Shea // IEEE Ultrasonic Symposium. – 1981. – P. 105 – 110.
97. King, M.B. 1500 MHz Coupled Resonator Filter [Text] / M.B. King // IEEE Ultrasonic Symposium. – 1987. – P. 127 – 130.
98. Riha, G. SAW Devices for Communications Systems [Text] / G. Riha // IEEE Ultrasonics Symposium. – 1989. – P. 241 – 250.
99. Wright, P.V. Analysis and Design of Low-Loss SAW Devices with Internal Reflections Using Coupling-of Modes Theory [Text] / P.V. Wright // IEEE Ultrasonics Symposium. – 1989. – P. 141 – 152.
100. Howard, M.D. Crystal Filters: A Review of Current Issues [Text] / M.D. Howard, R.C. Smith // Proceedings RF Technology Expo. – 1990. – Vol. 90. – P. 275 – 288.
101. Rusakov, A.N. Design of wide band SAW coupled resonator filters on quartz [Text] / A.N. Rusakov, J.D. Dai, R.J. Kany // IEEE Ultrasonic Symposium – 2003. – Vol. 1. – P. 513 – 517.
102. Morgan, D. Surface Acoustic Wave Filters, With Applications to Electronic Communications and Signal Processing [Text] / D. Morgan. – Elsevier, 2007. – 448 p.
103. Cross, P.S. Design and Applications of Two-Port SAW Resonators on YZ-lithium Niobate, Proceedings of the IEEE. – 1976. – Vol. 64. – No. 5. – P. 682 – 685.
104. Дмитриев, В.Ф. Устройства интегральной электроники. Акустоэлектроника. Основы теории, расчета и проектирования. Учебное пособие [Текст] / В.Ф. Дмитриев. – Санкт-Петербург, ГУАП, 2006. – 170 с.