

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования «Тверской государственный университет»

на правах рукописи

Гудков Сергей Игоревич

**ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ОТКЛИК И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ
ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ ТОНКИХ ПЛЁНОК НИОБАТА
ЛИТИЯ И ТАНТАЛАТА ЛИТИЯ, СФОРМИРОВАННЫХ НА
КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ**

1.3.8. Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, доцент
Солнышкин Александр Валентинович

Тверь – 2023

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
Глава 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	12
1.1. Ниобат лития и танталат лития	12
1.1.1. Структура и основные свойства ниобата лития и танталата лития.....	12
1.1.2. Фазовые диаграммы ниобата лития и танталата лития	15
1.2. Тонкие пленки и методы их изготовления	18
1.2.1. Тонкие пленки	18
1.2.2. Методы изготовления тонких пленок.....	19
1.3. Пироэлектрический эффект в сегнетоэлектриках	22
1.3.1. Пироэлектрический эффект	22
1.3.2. Пироэлектрические свойства тонких пленок ниобата лития и танталата лития	24
1.4. Электропроводность и механизмы электрической проводимости тонкопленочных сегнетоэлектрических структур.....	28
1.4.1. Механизмы электрической проводимости, контролируемые контактными явлениями	30
1.4.2. Механизмы электрической проводимости, контролируемые объемными явлениями	33
1.5. Барьерные явления на интерфейсах в тонкопленочных сегнетоэлектрических структурах.....	38
1.6. Диэлектрическая дисперсия в тонкопленочных гетероструктурах....	44
1.7. Заключение по обзору литературы и постановка задач исследования	45

Глава 2. ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА	47
2.1. Объекты исследования	47
2.2. Экспериментальные установки	51
2.2.1. Методика определения пироэлектрической активности	51
2.2.2. Методика регистрации вольт-амперных характеристик, вольт-фарадных характеристик и частотных зависимостей диэлектрических характеристик	54
2.3. Методика определения механизмов проводимости в структуре металл/сегнетоэлектрик/полупроводник	56
2.4. Методика определения высоты потенциального барьера на интерфейсе	57
2.5. Методика расчета параметров «мертвого» слоя на интерфейсе	61
2.6. Расчет погрешности	65
Глава 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ	66
3.1. Электрический отклик МСЭП-структур на основе тонких пленок LiNbO_3 и LiTaO_3 на воздействие модулированного лазерного излучения	66
3.2. Вольт-амперные характеристики МСЭП-структур на основе тонких пленок LiNbO_3 и LiTaO_3	70
3.3. Вольт-фарадные характеристики МСЭП-структур на основе тонких пленок LiNbO_3 и LiTaO_3	73
3.4. Частотные зависимости диэлектрических характеристик МСЭП-структур на основе тонких пленок LiNbO_3 и LiTaO_3	75
Глава 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЯ	79
4.1. Анализ пироэлектрического отклика МСЭП-структур на основе тонких пленок LiNbO_3 и LiTaO_3 на воздействие модулированного лазерного излучения	79

4.2. Механизмы электрической проводимости в МСЭП-структурах на основе тонких пленок LiNbO_3 и LiTaO_3	83
4.3. Определение величины потенциального барьера на интерфейсе в МСЭП-структурах на основе тонких пленок LiNbO_3 и LiTaO_3	89
4.4. «Мертвый» слой на границе раздела сегнетоэлектрик/полупроводник в МСЭП-структурах на основе тонких пленок LiNbO_3 и LiTaO_3	97
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	104
СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ ..	106
СПИСОК УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ	108
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	113

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы и степень её разработанности. В настоящее время тонкопленочные сегнетоэлектрические гетероструктуры широко применяются в качестве функциональных элементов различного типа преобразователей и сенсорных устройств. К основным областям практического приложения можно отнести их использование в микроэлектромеханических системах (MEMS), СВЧ-приборах, различных оптических устройствах, лазерной технике, акусто- и оптоэлектронике. Немаловажным также является возможность применения тонкопленочных сегнетоэлектриков в качестве элементов сегнетоэлектрической энергонезависимой памяти с произвольным доступом (FeRAM).

В последнее время в электронной промышленности наблюдается тенденция к интеграции кремниевых технологий с сегнетоэлектриками и созданию пленочных и тонкопленочных сегнетоэлектрических структур на кремниевых подложках. При этом свойства объемных материалов могут значительно отличаться от свойств пленок. Влиять на электрофизические свойства пленок могут, в частности, условия нанесения и роста пленочной структуры, состав и качество подложки, материал электродов. Отличие свойств тонкопленочных структур от свойств объемных материалов и влияние на их характеристики различных факторов до сих пор недостаточно изучены.

Развитие микроэлектроники, миниатюризация в приборостроении влекут за собой необходимость в создании и исследовании микро- и наноразмерных структур на основе сегнетоэлектриков – ниобата лития (LiNbO_3 , LN) и танталата лития (LiTaO_3 , LT). Это связано с важностью данных материалов для практического применения – в частности в электрооптике и пирозлектрических датчиках. При этом перспективным остается применение пленочных структур на основе ниобата лития и танталата лития для FeRAM [1]. Это обуславливает необходимость интеграции ниобата лития и танталата лития с кремниевыми технологиями и исследования структур металл/сегнетоэлектрик/полупроводник

(МСЭП-структура). Причем, несмотря на то что LiNbO_3 и LiTaO_3 принадлежат к одному семейству, оптимальные условия изготовления пленочных структур на основе этих сегнетоэлектриков могут значительно отличаться, что приводит к возможным различиям в конечных свойствах пленок, не наблюдаемым для объемных материалов.

Если говорить об объемном материале, в настоящее время наиболее изученным из двух соединений остается ниобат лития. Это связано с трудностями производства танталата лития. Тенденция сохраняется и в области исследования пленочных структур на основе этих сегнетоэлектриков. Интерес вызывает доменная структура тонких пленок исследуемых сегнетоэлектриков [2,3]: в частности, выяснено, что различие формы и кинетики роста изолированных доменов в пленках ниобата лития, сформированных на изоляторе, и пластинах LN с неполярной ориентацией обусловлено повышенной объемной проводимостью пленок [4]. Пироэлектрические свойства тонких пленок танталата лития изучены более широко [5–7], чем соответствующие свойства тонких пленок ниобата лития [8,9]. При этом остается актуальным получение поликристаллических тонких пленок данных сегнетоэлектриков с высокими значениями пироэлектрического коэффициента для использования в пироэлектрических датчиках. Одним из важных направлений в исследовании структур, содержащих тонкие пленки, является исследование их проводящих свойств. Изучение электропроводности является значимой составляющей анализа свойств структур на основе тонких пленок из-за того, что помещение соответствующих структур в электрическое поле, а также изменение параметров поля меняет характеристики материала: кроме непосредственного влияния поля на электрооптический эффект, от параметров поля могут зависеть диэлектрическая проницаемость, тангенс угла диэлектрических потерь, пироэлектрический коэффициент структур. В частности, изучение электропроводности является важным при создании FeRAM на основе тонких сегнетоэлектрических пленок из-за токов утечки, которые могут оказывать на память негативное воздействие с точки зрения

надежности, тока помех чтения и энергопотребления [10]. В контексте исследования электропроводности, а также связанных с ней механизмов электрической проводимости и барьерных явлений в тонкопленочных структурах на основе ниобата лития и танталата лития ситуация отличается от существующей в области изучения пирозлектрической активности: в литературе практически отсутствуют соответствующие сведения, относящиеся к структурам на основе тонких пленок танталата лития, при том что соответствующие данные для структур на основе тонких пленок ниобата лития представлены в работах ряда авторов [11,12]. Зачастую также исследования проводятся только для структур с одним из этих сегнетоэлектриков без сравнения со структурами, содержащими родственный материал. Сведения об исследовании «мертвого» слоя на интерфейсе сегнетоэлектрик/полупроводник для структур на основе тонких пленок ниобата лития и танталата лития в литературе отсутствуют. В связи с этим представляет интерес сравнительное исследование свойств тонких пленок ниобата лития и танталата лития, нанесенных на кремниевые подложки.

Целью настоящей работы является установление взаимосвязи электрофизических характеристик структур металл/сегнетоэлектрик/полупроводник на основе тонких пленок ниобата лития и танталата лития, сформированных на кремниевых подложках, и их сравнительный анализ.

Для достижения поставленной цели сформулированы основные **задачи исследования**:

- изучение пирозлектрических свойств МСЭП-структур на основе тонких пленок ниобата лития и танталата лития динамическим методом, характеристика естественной униполярности, и оценка величины пирозлектрического коэффициента сегнетоэлектрических пленок;
- исследование зависимости тока утечки от напряжения смещения для МСЭП-структур на основе тонких пленок ниобата лития и танталата лития с

целью определения основных механизмов транспорта носителей заряда в изучаемых структурах;

- определение величины потенциального барьера, существующего на интерфейсе, с целью оценки его вклада в электропроводность и влияния на него естественной униполярности для МСЭП-структур на основе тонких пленок ниобата лития и танталата лития;

- изучение зависимости диэлектрических характеристик МСЭП-структур на основе тонких пленок ниобата лития и танталата лития от напряжения смещения и частоты внешнего электрического поля для расчета параметров «мертвого» слоя на границе раздела сегнетоэлектрик/полупроводник, и оценка его вклада в электрофизические свойства тонкопленочных МСЭП-структур на основе ниобата лития и танталата лития.

Объектом исследования в настоящей работе служили структуры металл/сегнетоэлектрик/полупроводник с тонкопленочным сегнетоэлектрическим слоем ниобата лития и танталата лития, изготовленные в лаборатории физики оксидных сегнетоэлектриков НИТУ МИСИС. Нанесение сегнетоэлектрического тонкого слоя на кремниевые подложки (Si) осуществлялось методом высокочастотного (ВЧ) магнетронного распыления. Синтезированные структуры подвергались постростовому отжигу. Толщина сегнетоэлектрического слоя составляла 200 нм. Для осуществления электрического контакта на свободную поверхность тонких пленок наносились металлические электроды: для пленок ниобата лития медные (Cu), для пленок танталата лития серебряные (Ag).

Научная новизна. В работе проведен комплексный анализ электрофизических свойств структур металл/сегнетоэлектрик/полупроводник на основе тонкопленочного ниобата лития и танталата лития с учетом униполярности, наличия «мертвого» слоя и потенциального барьера.

Впервые выполнен расчет параметров «мертвого» слоя, существующего на интерфейсе сегнетоэлектрик/полупроводник, для структур

металл/сегнетоэлектрик/полупроводник с тонким слоем ниобата лития и танталата лития, а также сделано предположение о возможном влиянии «мертвого» слоя на естественную униполярность структур.

Впервые проведен сравнительный анализ механизмов электрической проводимости и величины потенциального барьера в структурах металл/сегнетоэлектрик/полупроводник на основе тонких пленок ниобата лития и танталата лития, а также установлено, что причиной различия высоты потенциального барьера в исследуемых структурах является антипараллельное направление вектора поляризации в тонкопленочном сегнетоэлектрическом слое.

Теоретическая и практическая значимость результатов исследования обусловлена возможностью использования тонких пленок ниобата лития и танталата лития, синтезированных на кремниевых подложках, в оптоэлектронике, для пиродетекторов, в качестве функциональных частей FeRAM. Полученные в работе данные о взаимном влиянии различных характеристик МСЭП-структур с тонким слоем LN и LT позволяют выполнять расчеты параметров структур на основе тонких пленок ниобата лития и танталата лития, а также могут быть использованы для анализа работы устройств, содержащих сегнетоэлектрические слои.

Методология и методы исследования. В работе использовались современные методы исследования и анализа экспериментальных результатов, в частности динамический метод исследования пироэлектрического эффекта, методы вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик, диэлектрическая спектроскопия, рентгеноструктурный анализ, атомно-силовая микроскопия, растровая электронная микроскопия.

Положения, выносимые на защиту:

1. Исследуемые МСЭП-структуры с тонкопленочным слоем ниобата лития и танталата лития без предварительной поляризации демонстрируют проявление пироэлектрической активности, что свидетельствует о естественной униполярности тонкопленочного сегнетоэлектрического слоя. Наличие

униполярности обусловлено формированием приповерхностных слоев с особыми свойствами на интерфейсе сегнетоэлектрик/полупроводник.

2. Нелинейность вольт-амперных характеристик связана со следующими механизмами проводимости: для пропускного направления – ток, ограниченный пространственным зарядом; при обратном направлении смещения для МСЭП-структуры на основе ниобата лития имеют место прыжковая проводимость и эмиссия Шоттки, а для МСЭП-структуры на основе танталата лития – прыжковая проводимость и ток, ограниченный пространственным зарядом.

3. Основной вклад в транспорт носителей заряда вносит барьер на границе раздела металл/сегнетоэлектрик вследствие его большей высоты по сравнению с барьером на гетеропереходе сегнетоэлектрик/полупроводник.

4. Существование значительной дисперсии диэлектрических характеристик в диапазоне частот $25 - 10^6$ Гц обусловлено наличием «мертвого» слоя на интерфейсе сегнетоэлектрик/полупроводник.

Степень достоверности результатов, представленных в диссертационной работе, обеспечивается проведением экспериментов на современном научном оборудовании; использованием апробированных расчетных методов и комплекса взаимодополняющих экспериментальных и теоретических методик; воспроизводимостью результатов; апробацией на международных конференциях; публикациями в рецензируемых изданиях.

Апробация работы. Результаты работы были представлены на следующих международных и всероссийских конференциях: European Conference on Applications of Polar Dielectrics (ЕСАРD-2018) (25 – 28 Июля 2018 г., Москва); XIV Международная конференция «Физика диэлектриков» (ДИЭЛЕКТРИКИ-2017) (29 мая – 2 июня 2017 г., Санкт-Петербург); Международная научно-техническая конференция «Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения» (INTERMATIC-2016) (21 – 25 ноября 2016 г., Москва).

Личный вклад автора. Все основные результаты, представленные в диссертации, получены автором лично или при его непосредственном участии, за исключением синтеза образцов и рентгеноструктурного анализа. Совместно с научным руководителем – д.ф.-м.н. А.В. Солнышкиным – проводились выбор темы, постановка цели и задач исследования и обсуждение полученных результатов. Автором лично выполнены представленные в работе эксперименты по исследованию пирозффекта, электропроводности и диэлектрических характеристик, проведены расчеты и анализ полученных результатов. Автор принимал непосредственное участие в написании статей по теме диссертации. Изготовление исследуемых структур осуществлялось Р.Н. Жуковым – научным сотрудником лаборатории физики оксидных сегнетоэлектриков НИТУ МИСИС – и к.ф.-м.н. Д.А. Киселевым – заведующим лабораторией физики оксидных сегнетоэлектриков НИТУ МИСИС. Рентгеноструктурный анализ исследуемых структур проводился М.И. Вороновой – научным сотрудником лаборатории физики оксидных сегнетоэлектриков НИТУ МИСИС. Изучение топографии поверхности с использованием атомно-силовой микроскопии осуществлялось совместно с к.ф.-м.н. Е.М. Семеновой – доцентом кафедры физики конденсированного состояния ТвГУ. Исследование микроструктуры образцов с помощью растровой электронной микроскопии и исследование элементного химического состава проведены к.ф.-м.н. А.И. Ивановой – доцентом кафедры прикладной физики ТвГУ – при участии автора.

Основное содержание диссертации опубликовано в 7 работах, из которых 6 статей в журналах, входящих в перечень ВАК при Минобрнауки России и индексируемых в международных базах данных WoS и Scopus.

Структура и объем работы. Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения, списка условных обозначений и сокращений, списка использованных источников и списка публикаций по теме диссертации. Работа содержит 130 страниц, 38 рисунков, 8 таблиц, список использованных источников из 170 наименований.

Глава 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1. Ниобат лития и танталат лития

1.1.1. Структура и основные свойства ниобата лития и танталата лития

Ниобат лития (LiNbO_3 , LN) и танталат лития (LiTaO_3 , LT) являются сегнетоэлектрическими кристаллами. Они обладают уникальными оптическими и электрооптическими свойствами, которые находят применение в различного рода оптоэлектронных приборах и высокопроизводительных фотонных устройствах: изготавливаются, исследуются и широко используются оптические волноводы на основе данных кристаллов [13,14], в частности, при амплитудной модуляции [15]. Важными также являются особенности распространения акустических волн в LN и LT: они задействуются при создании акустических волноводов [16,17] или, например, для изменения показателя преломления кристалла [18]. Применение находят и иные свойства обсуждаемых материалов, в том числе и при преобразовании энергии [19].

В настоящее время наиболее изученным из двух соединений остается ниобат лития. Это связано в большей степени с трудностями производства танталата лития. Одним из факторов является его температура плавления, которая примерно на 30% выше, чем у ниобата лития: 1533 К у LN против 1923 К у LT [20]. Иным фактором является трудность при получении чистого сырья для LiTaO_3 , которое стоит гораздо дороже, чем сырье для производства LiNbO_3 [21]. Большая часть монокристаллов LiNbO_3 и LiTaO_3 на данный момент выращивается по методу Чохральского. Использование этого метода может приводить к образованию структурных дефектов из-за примесей, имеющихся в исходных реактивах, а также из-за разницы между стехиометрическим и конгруэнтным составами.

Одной из черт LN и LT, положительно отличающих эти материалы от иных сегнетоэлектриков, является их высокая температура фазового перехода второго рода из сегнетоэлектрической фазы в параэлектрическую фазу.

Температура Кюри для ниобата лития составляет в среднем около 1480 К [22], для танталата лития – в среднем около 925 К [23,24]. Такое высокое расположение точки фазового перехода способствует изучению особенностей упорядочения в структуре кристаллов, так как при комнатной температуре эффекты упорядочения не перекрываются эффектами ангармонизма колебаний, имеющимися при температурах близких к температуре Кюри [25].

Ниобат лития и танталат лития имеют ромбоэдрическую решетку с параметрами: для LN $a_R = 5,4944 \text{ \AA}$ и $\alpha_R = 55^\circ 52'$ (в гексагональном представлении $a_H = 5,14829 \text{ \AA}$, $c_H = 13,8631 \text{ \AA}$) [26]; для LT $a_R = 5,4740 \text{ \AA}$ и $\alpha_R = 56^\circ 10,5'$ (в гексагональном представлении $a_H = 5,15428 \text{ \AA}$, $c_H = 13,78351 \text{ \AA}$) [27]. Элементарные ячейки LiNbO_3 и LiTaO_3 в сегнетоэлектрической фазе относятся к точечной группе симметрии $3m$ и к пространственной группе симметрии $R3c$. В параэлектрической фазе кристаллы относятся к точечной группе симметрии $\bar{3}m$ и к пространственной группе симметрии $R\bar{3}c$ [20,28].

Кристаллическая решетка соединений представляет собой искаженную структуру перовскита, состоящую из кислородных октаэдров. К структуре перовскита можно перейти при помощи поворота октаэдров в пространстве [24]. Структура материалов представляет собой плоские слои атомов кислорода, расположенные в искаженной гексагональной плотной упаковке (Рисунок 1.1). Октаэдрическое междуузельное пространство, образующееся в данной структуре, на треть заполняется ионами лития, на треть ионами металла (ниобия или тантала) и одна треть остается вакантной. Выше точки фазового перехода ионы лития находятся в плоскости атомов кислорода, между которыми на расстоянии $c_H/4$ располагаются и относительно которых центрированы атомы ниобия/тантала, что делает параэлектрическую фазу неполярной (Рисунок 1.1 а, б). При переходе в сегнетоэлектрическую фазу ионы Li и Nb/Ta смещаются в новые положения относительно кислородных октаэдров, что приводит к разделению заряда и возникновению спонтанной

поляризации (Рисунок 1.1 в – е). Таким образом, фазовый переход в кристаллах LiNbO_3 и LiTaO_3 является фазовым переходом типа смещение [29].

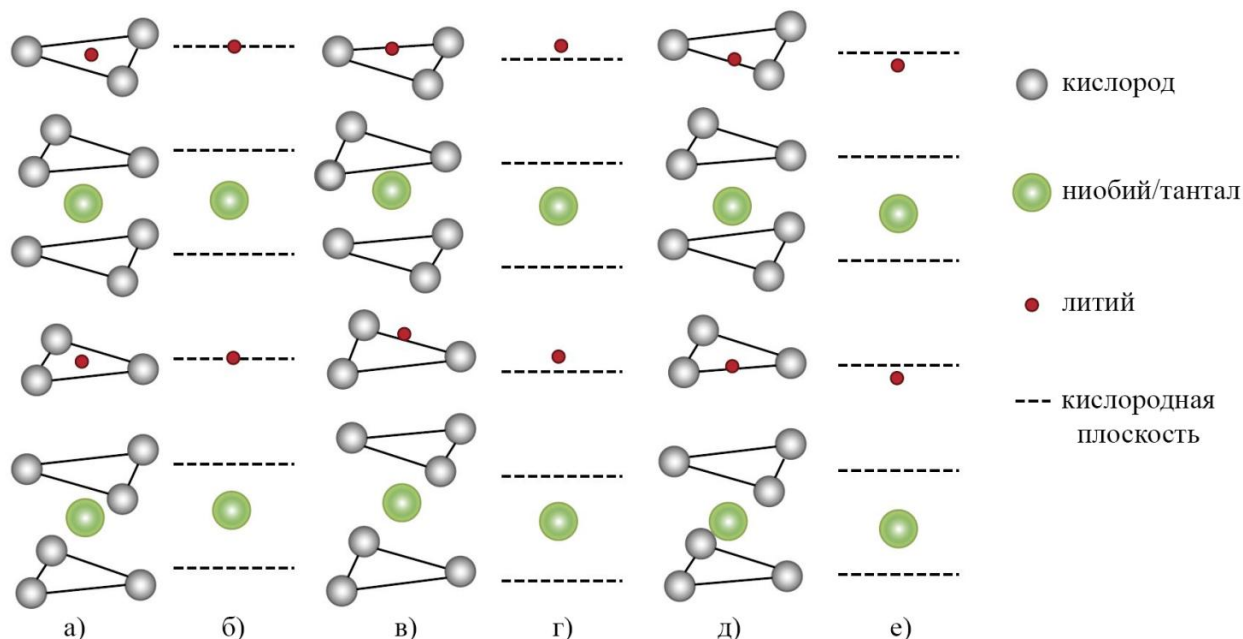


Рисунок 1.1 – Структура $\text{LiNbO}_3/\text{LiTaO}_3$ в параэлектрической (а, б) и сегнетоэлектрической (в – е) фазах с относительным расположением ионов лития, ионов ниобия/тантала и плоскостей атомов кислорода. Воспроизведено из [29,30]

В большинстве случаев используется гексагональное представление кристаллической решетки. При этом оси выбираются стандартным образом: ось Z – ось третьего порядка; ось Y лежит в плоскости зеркального отражения; ось X ортогональна им обеим. Оси Z и Y являются полярными: в направлении этих осей проявляется пьезоэлектрический эффект. Ось Z также является пироэлектрической. Ось X в таком представлении неполярна [29].

Долгое время считалось, что в ниобате лития и танталате лития нельзя переключить поляризацию и они являются «замороженными» сегнетоэлектриками. Подобные заблуждения были связаны с тем, что для переключения кристаллов LiNbO_3 и LiTaO_3 конгруэнтного состава из монодоменного состояния необходимы anomalно высокие значения напряженности электрического поля, порядка 210 кВ/см [31].

1.1.2. Фазовые диаграммы ниобата лития и танталата лития

Кристалл ниобат лития – сегнетоэлектрический кристалл, являющийся одной из самых исследованных фаз системы $\text{Li}_2\text{O} - \text{Nb}_2\text{O}_5$.

Впервые безводный ниобат лития был получен Лапицким и Сю. Они сделали это нагреванием смеси карбоната лития, пятиоксида ниобия и фтористого лития в серебряном тигле при температуре $700\text{ }^\circ\text{C}$ и прокаливанием эквимольной смеси карбоната лития с пятиокисью ниобия. LN получался и исследовался также другими учеными, в том числе Вайнером и Винтвором, Рейзманом и Хольцбергом [32].

Ранее отмечалось, что в настоящее время кристаллы ниобата лития в большинстве своем выращиваются по методу Чохральского – вытягиванием из расплава. На рисунке 1.2 представлена фазовая диаграмма системы $\text{Li}_2\text{O} - \text{Nb}_2\text{O}_5$. Ниобат лития является материалом с переменным составом, имеющим большой диапазон твердых растворов [33]. В случае выращивания кристаллов методом Чохральского состав смещается от стехиометрического в сторону дефицита Li. Обычно концентрация Nb_2O_5 для конгруэнтного состава ниобата лития составляет 51,5 мол.% (48,5 мол.% Li_2O) [34]. При этом соотношение Li/Nb составляет примерно 0,946. Стехиометрические кристаллы с соотношением Li/Nb примерно равным 1 выращивают из расплава с концентрацией Li_2O примерно 58,6 мол.% [35].

Из-за широкого диапазона твердых растворов ниобата лития при получении кристаллов LiNbO_3 в них могут образовываться области из оксидов LiNb_3O_8 и Li_3NbO_4 . Эти фазы имеют паразитный характер для данного соединения, так как являются центросимметричными, а значит, несегнетоэлектрическими. Выращивание кристаллов ниобата лития при низких температурах требует серьезного контроля, так как небольшое отклонение приводит к образованию фаз LiNb_3O_8 и Li_3NbO_4 и ухудшению сегнетоэлектрических свойств [36].

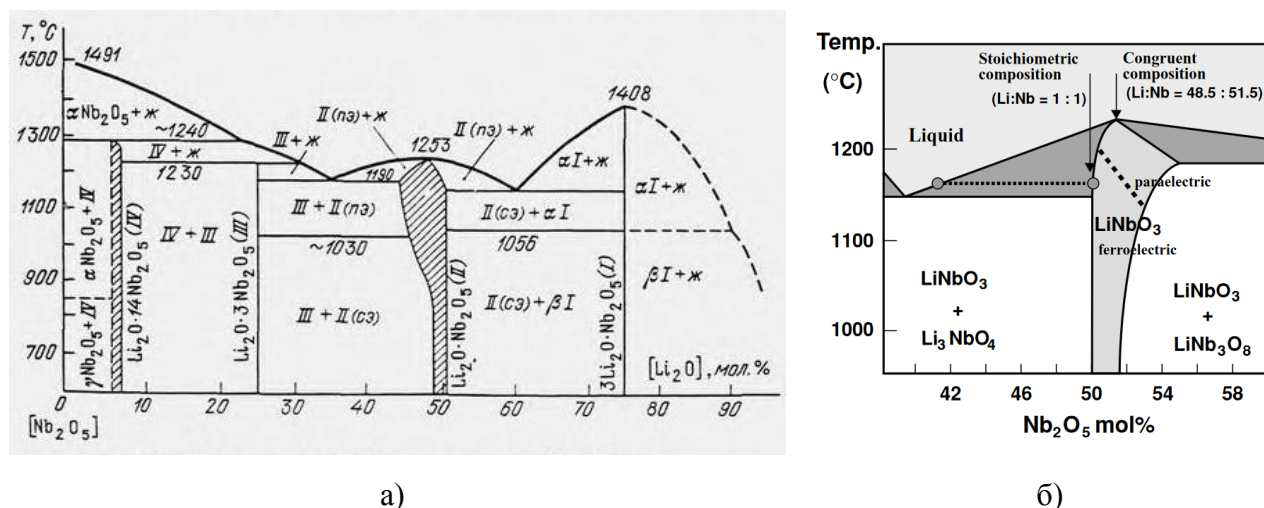


Рисунок 1.2 – Фазовая диаграмма для системы $\text{Li}_2\text{O} - \text{Nb}_2\text{O}_5$ (а) [32] и область расположения гомогенного ниобата лития (LiNbO_3) (б) [34]

Температура Кюри ниобата лития может зависеть от метода выращивания образца и его химического состава и может находиться в пределах 1370–1490 К [25]. Из-за высокой температуры Кюри данного материала параэлектрическая фаза является неактуальной для технических приложений [33].

Наличие в неполяризованных кристаллах ниобата лития спонтанной поляризации определяет существование в них доменной структуры. Чаще всего утверждается, что в этом одноосном кристалле в сегнетоэлектрической фазе существуют только антипараллельные домены со 180-градусными доменными стенками [20,37]. Во время медленного изменения поляризации в LN (так же и в LT) наблюдается как гексагональная, так и треугольная форма доменов [29]. В ряде работ сообщается, что в доменной структуре LN могут присутствовать не только обычные 180-градусные домены, выявляемые лишь методом травления, но и 35-градусные домены, выявить которые можно с помощью оптического метода. Эти домены образуются в виде механических двойников в условиях кристаллизации в ограниченном объеме [32].

Ниобат лития обладает пьезоэлектрическими, пироэлектрическими и фотовольтаическими свойствами. Он является пироэлектриком из-за существования в нем спонтанной поляризации. Поэтому при изменении

температуры кристалла изменяется спонтанная поляризация. Электропроводность компенсирует связанные электрические заряды спонтанной поляризации, в результате чего кристалл остается электронейтральным. Известно, что собственное электрическое поле в кристаллах ниобата лития может достигать 180 кВ/см для чистых кристаллов и 85 кВ/см для кристаллов, легированных железом. В кристаллах ниобата лития наблюдается фотовольтаический эффект, а значения напряженности электрического поля в освещенной области могут достигать 90 кВ/см для кристаллов легированных железом [32].

Кристаллы LiTaO_3 , обладающие спонтанной поляризацией при температуре ниже температуры Кюри, являются фазой системы $\text{Li}_2\text{O} - \text{Ta}_2\text{O}_5$. Данная система, а в частности и танталат лития, изучена не так хорошо, как система $\text{Li}_2\text{O} - \text{Nb}_2\text{O}_5$ с ниобатом лития.

Фазовая диаграмма танталата лития сходна с соответствующей диаграммой для ниобата лития. Фазовая диаграмма системы $\text{Li}_2\text{O} - \text{Ta}_2\text{O}_5$ в окрестности LiTaO_3 представлена на рисунке 1.3. Характеристики конгруэнтного танталата лития отличаются от характеристик стехиометрического ЛТ. Типичным соотношением Li/Ta для LiTaO_3 является 48,75/51,25 [38].

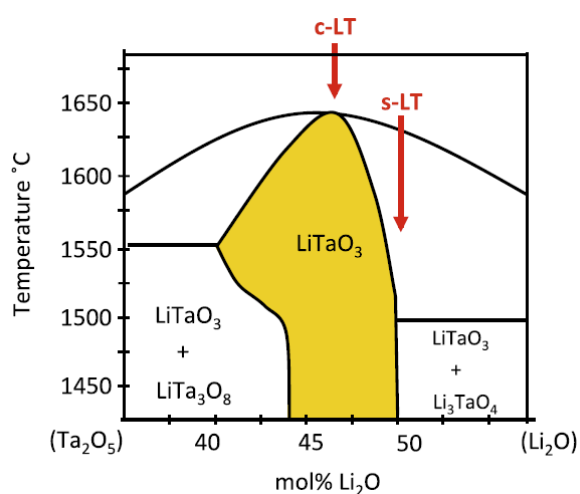


Рисунок 1.3 – Фазовая диаграмма системы $\text{Li}_2\text{O} - \text{Ta}_2\text{O}_5$ в области расположения танталата лития. Воспроизведено из [39]

Одним из первых изучением системы $\text{Li}_2\text{O} - \text{Ta}_2\text{O}_5$ с концентрацией Ta_2O_5 в пределах от 45 до 100 молярных процентов занимался Рейзман с использованием метода рентгеноструктурного анализа. Образцы танталата лития производились спеканием Ta_2O_5 и Li_2CO_3 в твердом состоянии при температуре 1623 К. В результате

исследования было выяснено, что существуют танталаты: $\text{Li}_2\text{O} \cdot 3\text{Ta}_2\text{O}_5$; $\text{Li}_2\text{O} \cdot \text{Ta}_2\text{O}_5$ и $3\text{Li}_2\text{O} \cdot \text{Ta}_2\text{O}_5$ [20].

Температура Кюри танталата лития может колебаться от образца к образцу так же, как температура Кюри ниобата лития, и принимает значения $930 \pm 10 \text{ K}$ [20].

1.2. Тонкие пленки и методы их изготовления

1.2.1. Тонкие пленки

Пленка – слой связанного конденсированного вещества, имеющий бесконечные размеры в двух направлениях и размеры, сопоставимые с расстоянием действия поверхностных сил, в третьем направлении; а также представляющий собой термодинамически стабильную или метастабильную часть гетерогенной системы «пленка – подложка» (в случае нанесения пленки на подложку) [40,41]. Не являются пленками порошки и осадочные слои, нанесенные на подложку. В таких структурах отдельные частицы практически не связаны друг с другом, в отличие от пленок [42].

Тонкими пленками принято считать пленки толщиной менее 1 мкм [42]. Слои конденсированного вещества, толщина которых составляет более 1 мкм, называются толстыми пленками, покрытиями или фольгами. Причем пленки и покрытия чаще всего наносятся на какую-либо основу, называемую подложкой, а фольга является слоем свободного конденсированного пластичного материала с толщиной 2 – 100 мкм. Пленки также могут быть свободными и не иметь подложку [40,42].

Для тонких пленок можно провести классификацию в зависимости от их толщины. Тонкие пленки с толщиной 0,1 – 100 нм называют нанометровыми, с толщиной 100 – 1000 нм – субмикронными. Иногда используется иная классификация, при которой пленки толщиной 0,1 – 10 нм определяются как ультратонкие, а пленки толщиной более 10 нм – как просто тонкие [42].

Тонким пленкам в целом присущи свойства объемного материала, но их характеристики могут меняться под влиянием размерных эффектов. В приповерхностных слоях тонких пленок и на их поверхности наиболее сильно проявляются квантовые эффекты [42]. На характеристики тонких пленок также могут влиять эффекты, возникающие в области контакта пленки с подложкой и пленки с электродом. Немалое влияние на свойства тонких пленок оказывают методы их изготовления и методики постростовой обработки [43]. Количество внешних и собственных дефектов, образовавшихся в процессе синтеза пленки, может превышать количество дефектов в объемном материале на 5 порядков [44].

1.2.2. Методы изготовления тонких пленок

К классическим методам изготовления пленок относятся следующие [45]:

– **Метод химического осаждения из газовой фазы.** Суть метода заключается в том, что формирование пленки происходит из газовой фазы на подходящей для этого подложке. При этом структура образующейся пленки может варьироваться от аморфной до монокристаллической в зависимости от условий изготовления. Газовая среда может содержать не только кристаллизующееся вещество, но и специальные реагенты, способствующие эпитаксиальному росту пленки. Синтез пленок проводится при атмосферном или пониженном давлении в проточных камерах, в которых газ-носитель с необходимыми реагентами пропускается над нагретой монокристаллической подложкой. Основными параметрами, оказывающими влияние на процесс осаждения и физические характеристики изготовленных пленок, являются химический состав газовой смеси и температура подложки.

– **Молекулярно-лучевая эпитаксия.** Данный метод представляет собой развитие идеи метода химического осаждения пленок в сверхвысоком вакууме. При использовании молекулярно-лучевой эпитаксии введение реагентов в рабочую камеру осуществляется в виде молекулярных или атомных потоков. Формирование потоков происходит с помощью специальных замкнутых ячеек с

очень малым выходным отверстием, внутри которых испаряется материал. Эти ячейки называются эффузионными (effusion) ячейками, или ячейками Кнудсена. После выхода из ячейки молекулы или атомы движутся в сверхвысоком вакууме без соударений, что позволяет создать направленные, параллельные потоки частиц.

– **Электрохимическое осаждение.** Этот метод имеет следующий принцип: проводящая подложка располагается так, чтобы контактировать с жидкой средой, содержащей химические элементы осаждаемого материала. Осаждение частиц материала на подложку и образование на ней пленочной структуры происходит при пропускании через эту среду электрического тока.

– **Оксидирование.** Данный метод заключается в формировании оксидной пленки вследствие окислительно-восстановительных реакций на поверхности подложки.

В настоящее время в связи с развитием микроэлектроники разрабатываются и приобретают широкое распространение другие методы создания микро- и наноструктур, а соответственно, и тонких пленок. В частности, это золь-гель метод, метод импульсного лазерного напыления и т.д. Одним из методов, используемых для изготовления тонкопленочных структур, является метод ионного распыления в вакууме. Он заключается в распылении материала мишени при помощи бомбардировки его низкоэнергетическими ионами [46]. Наиболее эффективными системами, использующими данный принцип распыления материала мишени, являются магнетронные. Такой способ нанесения пленочных слоев называется методом высокочастотного магнетронного распыления. Данный метод позволяет наносить как металлические, так и диэлектрические пленки [46]. Схематическое изображение магнетронной установки можно видеть на рисунке 1.4.

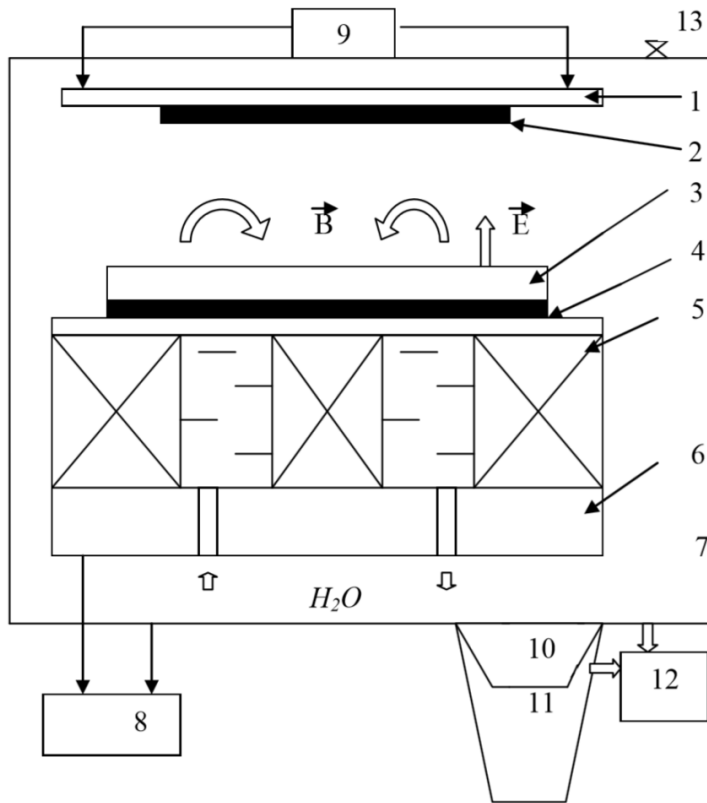


Рисунок 1.4 – Схематическое изображение установки для синтеза пленок методом высокочастотного магнетронного распыления: 1) нагреватель; 2) подложка; 3) мишень; 4) держатель мишени; 5) магниты; 6) магнитопровод; 7) вакуумная камера; 8) блок питания магнетрона; 9) блок питания нагревателя; 10) азотная ловушка; 11) диффузионный насос; 12) форвакуумный насос; 13) натекагель. Воспроизведено из [42]

Принцип работы магнетронных систем состоит в скрещивании магнитных и электрических полей. Весь процесс протекает в вакуумной камере, заполненной рабочим газом (чаще всего аргоном Ar). Вблизи поверхности катода-мишени локализуется плазма аномального тлеющего разряда. Положительные ионы рабочего газа, образующиеся в разряде, ускоряются в направлении мишени и бомбардируют её поверхность, в связи с чем с поверхности катода-мишени распыляются (выбиваются) атомы. Распыленные атомы мишени осаждаются на подложку, закрепленную в нагревателе [46,47].

Метод магнетронного распыления все чаще применяется для изготовления пленочных структур, так как обладает рядом существенных достоинств: высокая скорость осаждения пленок; высокая адгезия, малая дефектность, высокая чистота, низкая пористость изготовленных пленок; возможность получения пленок металлов, сплавов, полупроводников и диэлектриков; при синтезе подложка не нагревается, а значит, существует возможность напыления пленок на материалы, обладающие низкой

термостойкостью; присутствует возможность распыления тугоплавких материалов [42,46,48].

Метод высокочастотного магнетронного распыления является одним из самых перспективных для изготовления тонких пленок ниобата лития и танталата лития [49,50]. По этой причине ряд научных коллективов занимается изучением динамики роста пленок LN и LT при использовании данного метода и оптимизацией условий синтеза. Интерес ученых также вызывает синтез пленок на различных подложках.

1.3. Пироэлектрический эффект в сегнетоэлектриках

1.3.1. Пироэлектрический эффект

Ниобат лития и танталат лития являются сегнетоэлектриками. Сегнетоэлектрики – это материалы, обладающие ненулевой переключаемой электрической (спонтанной) поляризацией в отсутствие электрического поля [51]. Наличие в сегнетоэлектриках спонтанной поляризации обуславливает тот факт, что все сегнетоэлектрики являются пироэлектриками. В таких кристаллах возможно преобразование тепловой энергии в электрическую вследствие пироэлектрического эффекта. При повышении или понижении температуры таких диэлектриков меняется интенсивность теплового движения частиц, из-за чего изменяется ориентация полярно-чувствительных связей (или полярных молекул), а также расстояние между ними [52].

В отсутствие теплового воздействия спонтанная поляризация в сегнетоэлектрике скомпенсирована электрическими зарядами на поверхности кристалла или его электродах. Изменение температуры приводит к изменению спонтанной поляризации, вызванному тепловым движением частиц. Это приводит к тому, что заряд на поверхности сегнетоэлектрика становится нескомпенсированным. В случае если кристалл включен в цепь, по цепи потечет пироэлектрический ток. Если контакты сегнетоэлектрика разомкнуты, то на его гранях возникает пироэлектрическое напряжение [51].

Пироэлектрический эффект определяется как изменение вектора спонтанной поляризации \vec{P}_S (поляризованности) кристалла, свободного механически и электрически, при однородном изменении его температуры T [51]. Количественной мерой этого изменения является пироэлектрический коэффициент:

$$\vec{p}^{X,E} = \frac{\partial \vec{P}_S}{\partial T}, \quad (1.1)$$

где индексы при пироэлектрическом коэффициенте указывают соответственно: X – на постоянство компонент механического напряжения (это означает, что кристалл не зажат, а полностью свободен для термического расширения или сжатия [53]); E – на постоянство компонент электрического поля [51] (в дальнейшем данные обозначения опускаются). Ясно, что пироэлектрический коэффициент является векторной величиной, вследствие того что поляризованность представляет собой векторную величину. Но, так как измерение данных величин осуществляется на кристаллах с фиксированной кристаллографической ориентацией, знаки векторов можно опустить [54].

В изменение величины вектора спонтанной поляризации в результате изменения температуры образца могут вносить вклад два механизма. Первый связан с собственно изменением значения спонтанной поляризованности при изменении температуры при условии сохранения объема и формы кристалла фиксированными (отсутствуют термические деформации) – он называется первичным (истинным) пироэлектрическим эффектом. Вторичный (ложный) пироэлектрический эффект отвечает за изменение величины вектора спонтанной поляризации вследствие первичного пьезоэлектрического эффекта, возникающего из-за свободной деформации кристалла при термическом расширении [55]. Первичный пьезоэлектрический эффект заключается в появлении в нецентросимметричных диэлектриках поляризации при их упругой деформации, вызванной механическим напряжением [56]. Учитывая вышесказанное, для пироэлектрического коэффициента можно записать:

$$p = p_1 + p_2, \quad (1.2)$$

где p_1 и p_2 – первичный и вторичный пироэлектрические коэффициенты соответственно. Обычно экспериментально измеряется полный пироэлектрический коэффициент p [55].

1.3.2. Пироэлектрические свойства тонких пленок ниобата лития и танталата лития

Ниобат лития и танталат лития являются сегнетоэлектрическими кристаллами с высокими значениями пироэлектрического коэффициента: для ниобата лития примерно $93 \text{ мкКл}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ и для танталата лития примерно $180 \text{ мкКл}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ [57,58]. Это обуславливает интерес ученых к изучению пироэлектрической активности пленочных структур на основе данных сегнетоэлектриков, а также изготовление на их основе пироэлектрических датчиков [59].

В работах [8,60,61] авторы исследовали пироэлектрическую активность тонких пленок ниобата лития, нанесенных на подложки Pt(111)/SiO₂/Si и SiO₂/Si методом высокочастотного магнетронного распыления и распыления со смещающим напряжением. Исследование пироэлектрического отклика осуществлялось с помощью нагрева инфракрасной лампой. Авторы сообщают, что пироэлектрический коэффициент для тонких пленок LiNbO₃, изготовленных методом ВЧ магнетронного распыления на подложках Pt(111)/SiO₂/Si, составляет $71 \text{ мкКл}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ [60], а для пленок, изготовленных распылением со смещающим напряжением на подложках SiO₂/Si, – $11 \text{ мкКл}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ [8].

Авторы работ [5,62–65] исследовали тонкие поликристаллические пленки танталата лития на подложках Pt(111)/SiO₂/Si(100) и тонкие поликристаллические пленки твердого раствора LiNb_{1-x}Ta_xO₃ (x принимает значения от 0 до 1) на подложках Pt(111)/Ti/SiO₂/Si(100). Пленки наносились на подложки золь-гель методом. Толщина пленок LiTaO₃ составляла около 500 нм,

пленок твердого раствора $\text{LiNb}_{1-x}\text{Ta}_x\text{O}_3$ – около 700 нм. Верхним электродом служила, нанесенная на поверхность пленок, платина. В своих работах авторы приводят данные по измерению пирокоэффициента для пленок, отжигаемых при температуре 700 °С (Рисунок 1.5). Пирокоэффициент пленки танталата лития составляет примерно 230 мкКл/(м²·К) при комнатной температуре и достигает максимума 400 мкКл/(м²·К) при 62 °С; пирокоэффициент, определенный для пленок твердого раствора $\text{LiNb}_{1-x}\text{Ta}_x\text{O}_3$, составляет 276 мкКл/(м²·К) при $x=0$ (то есть для пленки ниобата лития) и 451 мкКл/(м²·К) при $x=1$. Эксперимент проводился на образцах после исследования процессов переключения методом Сойера-Тауэра.

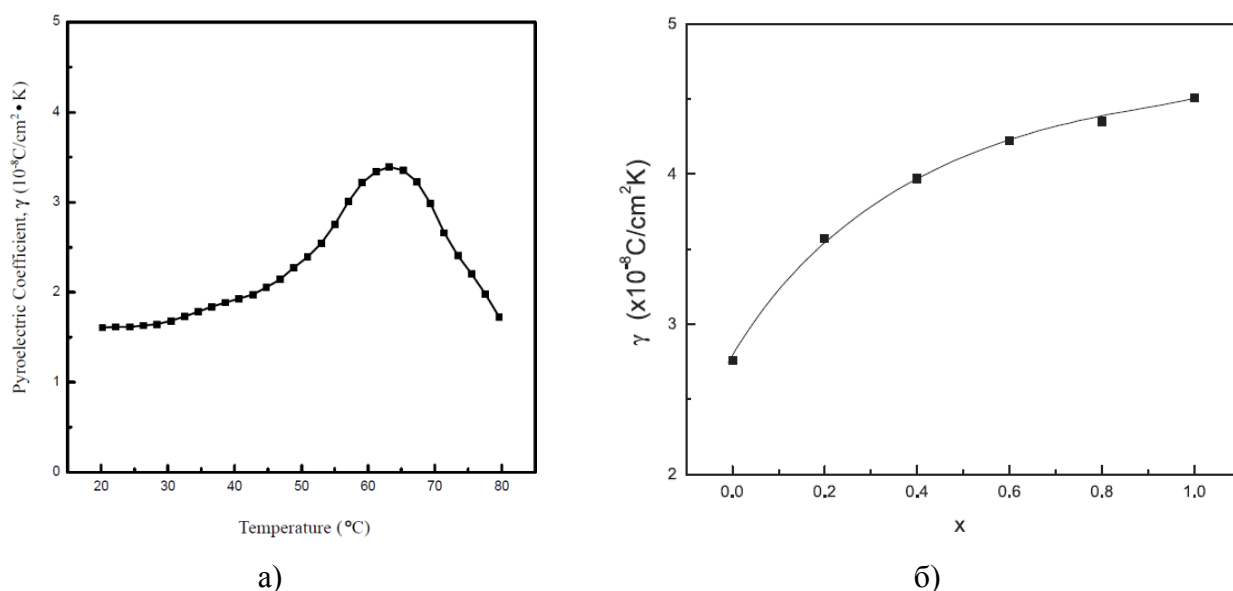


Рисунок 1.5 – Температурная зависимость пироэлектрического коэффициента для пленки LiTaO_3 (а) [62] и значения пироэлектрического коэффициента для пленки $\text{LiNb}_{1-x}\text{Ta}_x\text{O}_3$ при различных значениях x [65]

В работе [9] авторы изучают свойства пироэлектрического детектора на основе тонкой пленки LiNbO_3 . Пиродетектор имел структуру: верхний электрод Ni-Cr, тонкопленочный слой LiNbO_3 толщиной 650 нм, слой Ti/Pt (нижний электрод), связующий слой бензоциклобутена толщиной 3,2 мкм и подложка из ниобата лития толщиной 300 мкм. Тонкая монокристаллическая пленка ниобата лития была изготовлена с помощью метода кристалл-ионной резки. Авторы сообщают о том, что величина пироэлектрического коэффициента

изготовленной ими пленки составляет около $50 \text{ мкКл}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Данные авторы также занимались изучением пирозлектрических детекторов на основе монокристаллического танталата лития, изготовленных тем же методом [66]. Образцы имели структуру $\text{Ni}_{0,8}\text{Cr}_{0,2}/\text{LiTaO}_3/\text{металл}/\text{SiO}_2/\text{подложка}$, а толщина сегнетоэлектрического слоя составляла 770 нм . Рассчитанное значение пирокоэффициента составляет $200 \text{ мкКл}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

В работе [67] исследовались как толстые, так и тонкие пленки ниобата лития. Высокоориентированные тонкие пленки LiNbO_3 наносились на подложку Si/SiO_2 с помощью метода прямого впрыска жидкости (DLI-MOCVD). Рост производился поверх буферного слоя, чтобы вызвать текстурированный рост на нижнем платиновом электроде. Толщина пленок LiNbO_3 составляла 100 нм . В качестве верхних электродов использовались, нанесенные на пленку алюминиевые электроды. Исследуемые образцы имели структуру $\text{Al}/\text{LiNbO}_3/\text{буфер}/\text{Pt}/\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/\text{Si}$. Авторы сообщают, что для тонких пленок пирокоэффициент является положительным и имеет величину $11 \text{ мкКл}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Авторы [68] занимались изучением пирозлектрических свойств тонких пленок танталата лития с толщиной до 500 нм . В качестве подложек использовался $\text{Si} (111)$ с нанесенным буферным слоем PtSi . Поликристаллические пленки LiTaO_3 наносились методом молекулярно-лучевой эпитаксии. На поверхность пленки наносились Au/Ta электроды. Исследование пирозлектрической активности проводилось с помощью нагрева структур импульсным лазерным диодом. В результате эксперимента для пленок толщиной 360 нм получен пирокоэффициент $15 \text{ мкКл}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Авторы положительно оценивают полученную величину пирозлектрического коэффициента с учетом поликристалличности структуры пленок и отсутствия теплоизоляции между пленкой и подложкой.

В работе [69] изготавливались и исследовались поликристаллические тонкие пленки танталата лития, нанесенные на подложки SiO_2/Si и $\text{RuO}_2/\text{SiO}_2/\text{Si}$ методом высокочастотного магнетронного распыления. Верхними электродами

служили RuO_2 , золото или никель. Авторы получают значение пирозлектрического коэффициента для неполяризованных пленок примерно $30 \text{ мкКл}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, для поляризованных пленок $500 \text{ мкКл}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Пирозлектрическая активность поликристаллических пленочных структур на основе танталата лития исследовалась в работах [70–72]. Образцы имели структуру $\text{Al}/\text{LiTaO}_3/\text{RuO}_2/\text{SiN}_x/\text{Si}$ и $\text{Al}/\text{LiTaO}_3/\text{Ru}/\text{RuO}_2/\text{SiN}_x/\text{Si}$. Нанесение тонкого слоя сегнетоэлектрика осуществлялось высокочастотным распылением. Толщина слоя танталата лития составляла 400 – 500 нм. Пленки, выращенные на подложках $\text{RuO}_2/\text{SiN}_x/\text{Si}$ при $100 \text{ }^\circ\text{C}$ продемонстрировали значение пироккоэффициента $10 \text{ мкКл}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$; выращенные при $400 \text{ }^\circ\text{C}$ – $60 \text{ мкКл}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Величина пироккоэффициента пленок, выращенных на подложках $\text{Ru}/\text{RuO}_2/\text{SiN}_x/\text{Si}$ при температуре ниже $600 \text{ }^\circ\text{C}$, не превышает $20 \text{ мкКл}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Максимальное значение пироккоэффициента наблюдается для пленок на подложках $\text{Ru}/\text{RuO}_2/\text{SiN}_x/\text{Si}$, выращенных при $620 \text{ }^\circ\text{C}$: оно составляет $40 \text{ мкКл}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Авторы отмечают, что величина пироккоэффициента может быть связана со структурой тонких пленок и типом интерфейса между пленками LiTaO_3 и нижним электродом.

Учитывая влияние нижнего электрода на пирозлектрические свойства пленки, авторы в более поздней работе [7] изучали пленки танталата лития на подложках $\text{Pt}/\text{ZrO}_2/\text{SiN}_x/\text{Si}$. Пленки наносились, как и в предыдущих работах авторов, методом магнетронного распыления, а верхним электродом служил алюминий. Авторы делают вывод о том, что такие условия нанесения пленок, как давление и температура, оказывают значительное влияние на пирозлектрические характеристики структур. Максимального значения пироккоэффициент ($31,9 \text{ мкКл}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$) достигает при давлении 2 мторр и температуре $630 \text{ }^\circ\text{C}$.

Изучением пирозлектрической активности монокристаллических пленок танталата лития занимались авторы работы [73]. Пленки толщиной менее 1 мкм изготавливались методом шлифовки и полировки с последующей ионно-лучевой фрезеровкой. С обеих сторон пленки наносились золотые электроды.

Авторы получают значение пироккоэффициента равное $179 \text{ мкКл}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, что сравнимо с аналогичной величиной для объемного танталата лития.

В работе [6] исследовались тонкие пленки танталата лития, нанесенные на подложки Pt(111)/SiO₂/Si(100) с помощью золь-гель метода. В качестве верхнего электрода использовался алюминиевый электрод. Авторы получают следующие значения пироэлектрического коэффициента для поляризованной пленки: $72 \text{ мкКл}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ при 30 °С, $89 \text{ мкКл}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ при 50 °С и $143 \text{ мкКл}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ при 62 °С.

Таким образом, можно видеть, что сильное влияние на величину пироэлектрического коэффициента оказывают интерфейс пленка/подложка. Значительные величины пироккоэффициента также наблюдаются в случае использования монокристаллических пленок. При этом более простое и менее затратное производство поликристаллических пленок ниобата лития и танталата лития делает актуальным исследование пироэлектрических характеристик именно поликристаллических образцов.

1.4. Электропроводность и механизмы электрической проводимости тонкопленочных сегнетоэлектрических структур

Одним из основных методов исследования электропроводящих свойств материалов является метод вольт-амперных характеристик (ВАХ). В основе настоящего метода лежит регистрация величины тока, проходящего через образец при приложении к последнему внешнего постоянного электрического напряжения (напряжение смещения).

Электропроводность проводников, как известно, описывается законом Ома, то есть прямопропорциональной зависимостью плотности протекающего тока от напряженности внешнего электрического поля:

$$J = \sigma E = qn_i \mu \frac{U}{d}, \quad (1.3)$$

где J – плотность тока, σ – удельная проводимость, E – напряженность внешнего электрического поля, q – заряд электрона, n_i – концентрация свободных носителей заряда в тепловом равновесии, μ – подвижность электронов, U – электрическое напряжение, d – толщина (в нашем случае толщина пленки). Вольт-амперные характеристики тонкопленочных диэлектрических структур могут подчиняться закону Ома при достаточно низких напряжениях, когда нет значительного вклада иных механизмов проводимости в электропроводность.

При повышении прикладываемого к диэлектрической пленочной структуре напряжения эта зависимость может нарушаться. На подобное изменение могут влиять контактные явления и процессы, происходящие в объеме диэлектрика. Электропроводность, контролируемая электродом, – это электропроводность, которая зависит от условий, существующих на границе раздела электрод/диэлектрик; ей соответствуют механизмы проводимости, контролируемые интерфейсом. Электропроводность, контролируемая объемными процессами, – это электропроводность, специфика которой определяется объемными свойствами диэлектрика. Данному типу проводимости соответствуют объемно-контролируемые механизмы проводимости.

Электропроводящие свойства диэлектрических пленочных структур не могут быть хорошо описаны лишь одним механизмом проводимости: при разной напряженности приложенного поля может доминировать как один из них, так и несколько. К основным механизмам электрической проводимости, которые можно наблюдать в диэлектрических пленочных структурах, относятся эффект Шоттки; эффект Пула – Френкеля; прыжковая проводимость; ток, ограниченный пространственным зарядом; туннельные эффекты и некоторые другие. Исследовать механизмы переноса заряда можно с использованием метода ВАХ.

Вольт-амперная характеристика в случае диэлектрических пленочных структур может быть несимметрична. Причиной подобного может служить различие барьеров на верхнем и нижнем электродах или разница в видах контактов. Вольт-амперная характеристика может иметь и диодный характер. На электропроводность пленочных структур также могут оказывать влияние состав пленки, качество её обработки, толщина, уровень энергии и плотность ловушек в пленке [74].

1.4.1. Механизмы электрической проводимости, контролируемые контактными явлениями

К основным механизмам проводимости, ограниченным электродом, относятся следующие:

- эмиссия Шоттки;
- туннелирование Фаулера – Нордгейма.

– **Эмиссия Шоттки.** Термоэлектронная эмиссия – это механизм проводимости, заключающийся в следующем: электроны с помощью термической активации могут получить достаточно энергии для преодоления энергетического барьера на границе раздела электрод/диэлектрик, что повлечет за собой переход электронов из металлического электрода в зону проводимости диэлектрической пленки. При приложении электрического поля высота барьера на границе может снижаться из-за сил изображения, что приведет к увеличению протекающего через образец тока. Эффект снижения энергетического барьера за счет сил изображения называется эффектом Шоттки. Механизм проводимости, заключающийся в эмиссии электронов из электрода в диэлектрик, называется эмиссией Шоттки или термоэлектронной эмиссией [75,76].

Силы изображения – это силы, возникающие в результате перетекания электронов в диэлектрик с поверхности металла, которая вследствие этого заряжается положительно и действует на каждый из уходящих электронов с силой притяжения $q^2/16\pi\epsilon_0\epsilon_r x_e^2$ (ϵ_0 – электрическая постоянная, ϵ_r –

оптическая (динамическая) диэлектрическая проницаемость, x_e – расстояние от электрона до поверхности электрода) [77].

Для данного механизма проводимости справедлива следующая зависимость плотности протекающего тока от напряженности внешнего поля и температуры:

$$J = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{q}{kT} \sqrt{\frac{qE}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_r}}\right), \quad (1.4)$$

где $A^* = 4\pi q k^2 m^* / h^3$ – эффективная постоянная Ричардсона, k – постоянная Больцмана, φ_b – высота потенциального барьера; m^* – эффективная масса электрона в диэлектрике, h – постоянная Планка.

В ряде работ сообщается об основном вкладе эмиссии Шоттки в электропроводность тонкопленочных структур на основе ниобата лития [78–86]. В больших полях эмиссия Шоттки наблюдалась в структурах LiNbO_3 (поликристаллическая пленка толщиной 200 нм)/ p -Si, изготовленных методом ВЧ магнетронного распыления [78]. Авторы [79] сообщают о термоэлектронной эмиссии при обратном смещении в пленках ниобата лития толщиной 240 нм, нанесенных методом импульсного лазерного напыления на легированные ниобием подложки SrTiO_3 . В [85] обсуждается гетероструктура Al/монокристаллическая пленка LN/Ti/Pt/SiO₂/подложка LN: пленка изготавливалась методом кристалл-ионной резки. Авторы отмечают доминирование данного механизма как при положительном, так и при отрицательном напряжении смещения.

Эмиссия Шоттки в качестве механизма проводимости имеет место и в структурах с тонкопленочным слоем танталата лития. В работе [87] изучались тонкие пленки LiTaO_3 , нанесенные на подложки Pt/SiO₂/Si(100) золь-гель методом. Толщина сегнетоэлектрического слоя составляла 500 нм [62]. Авторы установили, что ВАХ имеет два участка. Эмиссия Шоттки имеет место при достаточно больших напряженностях электрического поля – в интервале от 5 до 15 МВ/м.

– **Туннелирование Фаулера – Нордгейма.** Наличие на интерфейсе потенциального барьера при рассмотрении электропроводности с точки зрения классической физики свидетельствует о том, что электроны будут отражаться от него, если их энергия меньше потенциального барьера. Рассмотрение этого процесса с точки зрения квантовой физики предсказывает, что волновая функция электрона может проникать сквозь барьер при его достаточно малой толщине, а значит, электроны могут проходить через потенциальный барьер с ненулевой вероятностью [75].

Туннелирование Фаулера – Нордгейма – туннелирование сквозь треугольный барьер при достаточно больших значениях напряженности электрического поля. Зависимость плотности туннельного тока от величины поля имеет вид:

$$J = \frac{q^3 E^2}{8\pi h q \varphi_b} \exp\left(-\frac{8\pi(2qm_T^*)^{1/2}}{3hE} \varphi_b^{3/2}\right), \quad (1.5)$$

где m_T^* – туннельная эффективная масса в диэлектрике [75].

Стоит отметить, что в малых полях, когда форма барьера не является треугольной, возможно прямое туннелирование носителей заряда. Оно заключается в том, что носители заряда могут напрямую туннелировать из энергетической зоны одного электрода в энергетическую зону другого электрода сквозь всю толщину диэлектрика [74,75].

Согласно [88,89], туннелирование Фаулера – Нордгейма возможно лишь в пленках толщиной порядка нескольких нанометров, а прямое туннелирование – в пленках толщиной 2 – 3 нм. Несмотря на это, в литературе встречается информация о преобладании туннелирования Фаулера – Нордгейма в достаточно массивных пленках толщиной в несколько сотен нанометров [80]. В работе [82] сообщается о доминировании данного механизма туннелирования в поликристаллических пленках LN толщиной до 1 мкм, нанесенных на подложки Si методом ионно-лучевого напыления, при средних полях ($0,2 < E < 3$ МВ/м), но при достаточно низких температурах ($T = 90 - 140$ К). Авторы объясняют это тем, что электроны туннелируют через потенциальный

барьер, разделяющий металлический электрод и ближайшие центры ловушек. В дальнейших своих работах [90] авторы подтверждают возможность наличия туннелирования Фаулера – Нордгейма в достаточно толстых пленках ниобата лития при низких температурах. Исследуя гетероструктуры Al/LiNbO₃/Si с сегнетоэлектрическим слоем толщиной до 600 нм, нанесенным методом ВЧ магнетронного распыления, коллектив авторов определяет доминирование туннелирования в интервале полей от 0,8 до 2 МВ/м при температурах 83 – 186 К. Это объясняется наличием мелких ловушек в запрещенной зоне диэлектрика. В этом случае электрон может туннелировать на уровень ловушки и далее проходить через изолятор с помощью прыжкового или туннельного процессов между ловушками [90]. О туннелировании Фаулера – Нордгейма в качестве механизма переноса заряда в тонких пленках ниобата лития сообщалось также в работах [12,83].

1.4.2. Механизмы электрической проводимости, контролируемые объемными явлениями

К механизмам проводимости, зависящим от объемных свойств материала, относятся:

- эмиссия Пула – Френкеля;
- прыжковая проводимость;
- ток, ограниченный пространственным зарядом.

– **Эмиссия Пула – Френкеля.** Эффект Пула – Френкеля состоит в том, что кулоновский потенциальный барьер взаимодействует с электрическим полем и величина барьера снижается с ростом величины напряженности внешнего электрического поля [77,91]. Это происходит из-за уменьшения энергии ионизации притягивающих центров при увеличении поля: обычно это связано с понижением ловушечного барьера в объеме диэлектрика [77,91]. Данный эффект является аналогом эффекта Шоттки для барьера на границе раздела.

Зависимость плотности тока от напряженности внешнего электрического поля для данного механизма проводимости описывается следующим выражением:

$$J = q\mu N_c E \exp\left(-\frac{q\varphi_t}{kT}\right) \exp\left(\frac{q}{kT} \sqrt{\frac{qE}{\pi\epsilon_0\epsilon_r}}\right), \quad (1.6)$$

где N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости, φ_t – энергия ловушек.

О данном механизме электрической проводимости для пленочных структур на основе LiNbO_3 сообщается в [1,12,80,92–94]. Эмиссия Пула – Френкеля определена в качестве основного механизма проводимости в поликристаллических пленках LiNbO_3 (0,45 мкм), нанесенных на кремниевые подложки золь-гель методом, в диапазоне напряжений от 1 до 2,5 В [92]. В работе [93] отмечается переход от тока, ограниченного пространственным зарядом, к эмиссии Пула – Френкеля и уменьшение проводимости после термического отжига структур $\text{LiNbO}_3/\text{SiO}_2/\text{Si}$. Авторы связывают это с изменением характера распределения энергии ловушек.

Об эмиссии Пула – Френкеля в тонких пленках танталата лития в малых полях (до 5 МВ/м) сообщается в работе [87].

– **Прыжковая проводимость.** Такой механизм проводимости заключается в «прыжках» электронов за счет туннельного эффекта с одной ловушки на другую. Данный эффект является аналогом туннельного эффекта на интерфейсе [75].

Плотность тока в этом случае определяется выражением

$$J = qa_n n_e v_e \exp\left(\frac{qa_n E}{kT} - \frac{E_a}{kT}\right), \quad (1.7)$$

где a_n – средняя длина прыжка (среднее расстояние между ловушками), n_e – концентрация электронов в зоне проводимости диэлектрика, v_e – частота тепловых колебаний электронов на ловушках, E_a – энергия активации, а именно, энергия от положения ловушки до дна зоны проводимости [75].

О данном механизме проводимости для пленочных структур на основе ниобата лития сообщалось в работах [1,93–98]. В [95] определен данный механизм для проводимости на переменном напряжении в пленках толщиной 80 нм, нанесенных на стеклянные подложки методом термического напыления. О прыжковой проводимости сообщалось для ориентированных по оси c_H пленок LiNbO_3 , причем этот механизм является основным для электропроводности как при постоянном, так и при переменном напряжении [96,97]. Авторами [94] с помощью участка ВАХ, подчиняющегося прыжковой проводимости, была рассчитана концентрация центров локализации заряда, составляющая $2,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$: это значение хорошо соотносится со значением, полученным ими из участка ВАХ, подчиняющегося эмиссии Пула – Френкеля.

В работе [99] сообщается о термически активированной прыжковой проводимости в нанодоменах тонких монокристаллических пластин LiTaO_3 (толщина 30 – 50 нм). Энергия активации составила 330 мэВ. В [100], основываясь на наблюдаемых температурных зависимостях проводимости, авторы указывают, что за проводимость ответственны прыжки носителей заряда с переменным радиусом действия.

– **Ток, ограниченный пространственным зарядом.** При контакте диэлектрика с металлическим электродом в достаточно сильных электрических полях могут возникать инжекционные токи. Избыточный (неравновесный) заряд вводится в кристалл, и происходит нарушение электронейтральности кристалла. Это способствует появлению в диэлектрике объемного заряда, часть которого захватывается дефектами-ловушками. Наличие объемного заряда приводит к нелинейности зависимости плотности тока от напряженности приложенного электрического поля [56]. Такой ток называется током, ограниченным пространственным зарядом (ТОПЗ).

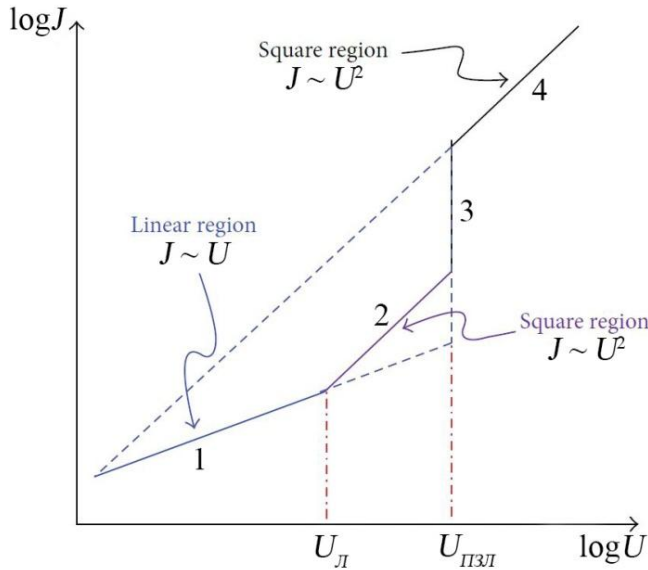


Рисунок 1.6 – Типичная зависимость тока от напряжения для ТОПЗ. Воспроизведено из [75]

Теоретическая ВАХ для тока, ограниченного пространственным зарядом, в логарифмическом масштабе при наличии в диэлектрике ловушек представлена на рисунке 1.6. Участок от $U = 0$ до $U = U_L$ (участок 1 на рисунке 1.6) соответствует выполнению закона Ома (U_L – электрическое напряжение, при котором происходит переход к ловушечному ТОПЗ). При повышении напряжения выше U_L изменяется наклон прямой на графике: его значение увеличивается вдвое. Интервал $U_L - U_{ПЗЛ}$ (участок 2 на рисунке 1.6) соответствует ТОПЗ с ловушками ($U_{ПЗЛ}$ – электрическое напряжение полного заполнения ловушек) [56,101]. Плотность тока для ТОПЗ с ловушками описывается выражением [75,102]:

$$J = \frac{9}{8} \mu \varepsilon_0 \varepsilon_s \theta \frac{U^2}{d^3}, \quad (1.8)$$

где ε_s – статическая диэлектрическая проницаемость, θ – отношение плотности свободных носителей к общему количеству носителей.

Плотность тока на участке 2 хоть и зависит от напряжения по квадратичному закону, но имеет меньшую величину, чем плотность тока при безловушечном ТОПЗ (участок 4 на рисунке 1.6). Это различие возникает вследствие микропроцессов захвата и освобождения носителей заряда ловушками, что влечет за собой понижение дрейфовой подвижности электронов или дырок. При достижении $U_{ПЗЛ}$ концентрация инжектированных носителей начинает превышать концентрацию ловушек в диэлектрике, инжектируемые заряды перестают тормозиться ловушками, происходит резкое возрастание плотности тока и переход к безловушечному ТОПЗ (участок 4 на

Теоретическая ВАХ для тока, ограниченного пространственным зарядом, в логарифмическом масштабе при наличии в диэлектрике ловушек представлена на рисунке 1.6. Участок от $U = 0$ до $U = U_L$ (участок 1 на рисунке 1.6) соответствует выполнению закона Ома (U_L – электрическое напряжение, при котором происходит переход к ловушечному ТОПЗ). При повышении напряжения

рисунке 1.6) [56]. Плотность тока безловушечного ТОПЗ подчиняется следующему выражению [75]:

$$J = \frac{9}{8} \mu \varepsilon_0 \varepsilon_s \frac{U^2}{d^3}. \quad (1.9)$$

В литературе широко представлены сообщения о ТОПЗ как основном механизме проводимости в структурах на основе тонких пленок ниобата лития [1,12,79,81,86,92,93,103]. Так, в [92] при напряжении 1 – 2,5 В этот механизм основной в поликристаллических пленочных структурах $\text{LiNbO}_3(0,45 \text{ мкм})/\text{Pt}/\text{Si}$, изготовленных золь-гель методом. О наличии данного механизма проводимости в монокристаллических пленках ниобата лития толщиной 600 нм сообщалось в [12]. Для монокристаллической пленки толщиной 600 нм, изготовленной методом ионной резки, с помощью расчетов из участка ВАХ, соответствующего ТОПЗ, определена подвижность носителей заряда: она составила примерно $5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ [104].

Таким образом, видно, что ряд исследователей занимался изучением механизмов проводимости в структурах, содержащих тонкие пленки ниобата лития, а механизмы электрической проводимости в тонкопленочных структурах на основе LiTaO_3 изучены крайне слабо. В тонких пленках обсуждаемых сегнетоэлектриков вне зависимости от метода их изготовления присутствует большое количество ловушек в запрещенной зоне, что способствует широкому распространению прыжковой проводимости и ТОПЗ в качестве механизмов проводимости [36]. При этом использование различных материалов в качестве подложек и электродов для пленок LN и LT способствует значительному влиянию интерфейса на электропроводность структур и механизмы переноса заряда.

1.5. Барьерные явления на интерфейсах в тонкопленочных сегнетоэлектрических структурах

Зачастую сегнетоэлектрик рассматривают как полупроводник с большой шириной запрещенной зоны. Такое приближение позволяет использовать для описания интерфейсных явлений в структурах, содержащих тонкие сегнетоэлектрические пленки, теории, применяемые для контактных явлений в полупроводниках.

При контакте полупроводника с отличным от него материалом (металлом, другим полупроводником) в области около интерфейса происходит изменение концентрации носителей заряда по сравнению с концентрацией в объеме. Это приводит к возникновению барьера в приграничной области [105]. Сильное влияние свойств интерфейса на проводящие свойства структуры обуславливает необходимость изучения явлений, происходящих на границе раздела и в её окрестности.

Одним из типов контактов, которые оказывают сильное влияние на свойства полупроводниковых структур, является контакт металл – полупроводник. Классическое рассмотрение свойств подобного интерфейса основывается на зонной теории твердых тел [106]. Рассмотрим контакт металла и полупроводника n -типа. Изначально предполагается, что металл и полупроводник изолированы друг от друга (Рисунок 1.7 а). Металл характеризуют уровень Ферми E_{Fm} и работа выхода Φ_m (разница между уровнем Ферми и энергией свободного электрона E_∞ , то есть электрона в вакууме). Характеристиками полупроводника являются ширина запрещенной зоны E_g , разделяющей потолок валентной зоны с энергией E_v и дно зоны проводимости с энергией E_c ; уровень Ферми E_{FS} , который расположен выше середины запрещенной зоны, что обусловлено электронным типом проводимости рассматриваемого полупроводника; работа выхода для полупроводника Φ_s ; электронное сродство полупроводника χ_s . Разница между

уровнем Ферми и дном зоны проводимости в полупроводнике характеризуется величиной $q\phi_s$ [106].

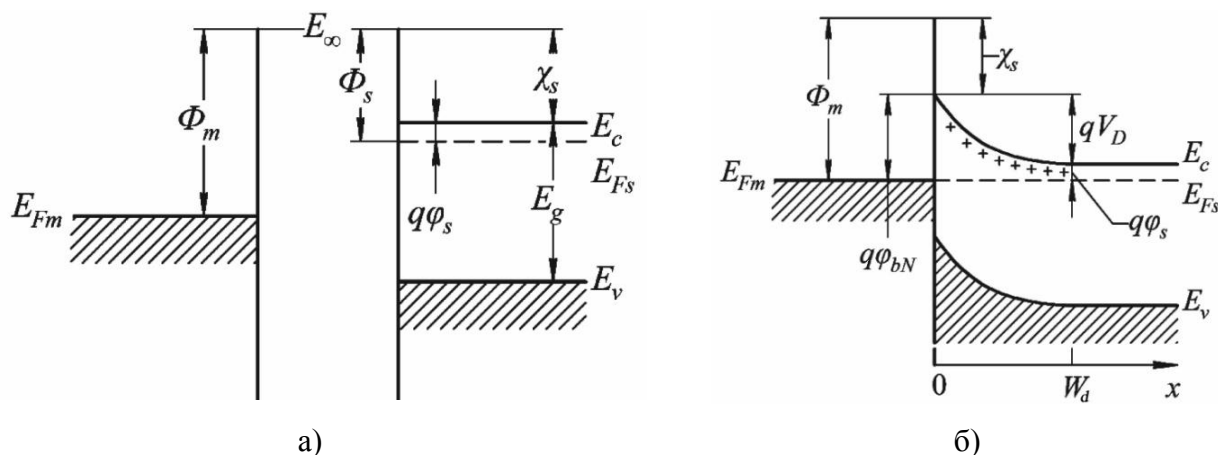


Рисунок 1.7 – Формирование контакта между металлом и полупроводником n -типа при работе выхода электрона из металла большей, чем работа выхода для полупроводника. Воспроизведено из [106]

При тесном контакте (Рисунок 1.7 б) электроны будут переходить из вещества с меньшей работой выхода в вещество с большей работой выхода. Происходит выравнивание уровней Ферми в контактирующих материалах. Тогда в рассматриваемом случае около контакта в полупроводнике будет образовываться обедненная электронами область. Это приведет к изгибу зон полупроводника вверх. Область с глубиной W_d , в которой наблюдается изгиб зон, носит название барьерная область, область пространственного заряда или обедненная область [107]. Контактная разность потенциалов полностью сосредотачивается в полупроводнике $qV_D = \phi_m - \phi_s$. Тогда величина потенциального барьера на границе раздела металл/полупроводник находится из разности работы выхода, характерной металлу, и электронного сродства полупроводника $q\phi_b = \phi_m - \chi_s$ [106]. В реальности величина потенциального барьера отличается от величины, рассчитанной согласно данному выражению. Высота барьера практически не зависит от работы выхода из металла, а значит, уровень Ферми почти не изменяет своего положения около поверхности полупроводника. Причинами такого поведения являются наличие на поверхности полупроводника высокой плотности электронных состояний и

присутствие на контакте туннельно прозрачного промежуточного слоя [106,107].

Иным возможным барьером на интерфейсе является барьер, образующийся при контакте двух различных полупроводников. На границе раздела этих двух веществ будет образовываться гетеропереход. Гетеропереходы могут быть изотипными или анизотипными. Изотипными являются гетеропереходы между полупроводниками с одинаковым типом проводимости; анизотипными – гетеропереходы между полупроводниками с различными типами проводимости [108]. Зонная диаграмма двух изолированных полупроводников с различающимися шириной запрещенной зоны, типом проводимости, работой выхода и сродством к электрону приведена на рисунке 1.8 (а), и зонная диаграмма гетероперехода, образованного данными полупроводниками, представлена на рисунке 1.8 (б) [109].

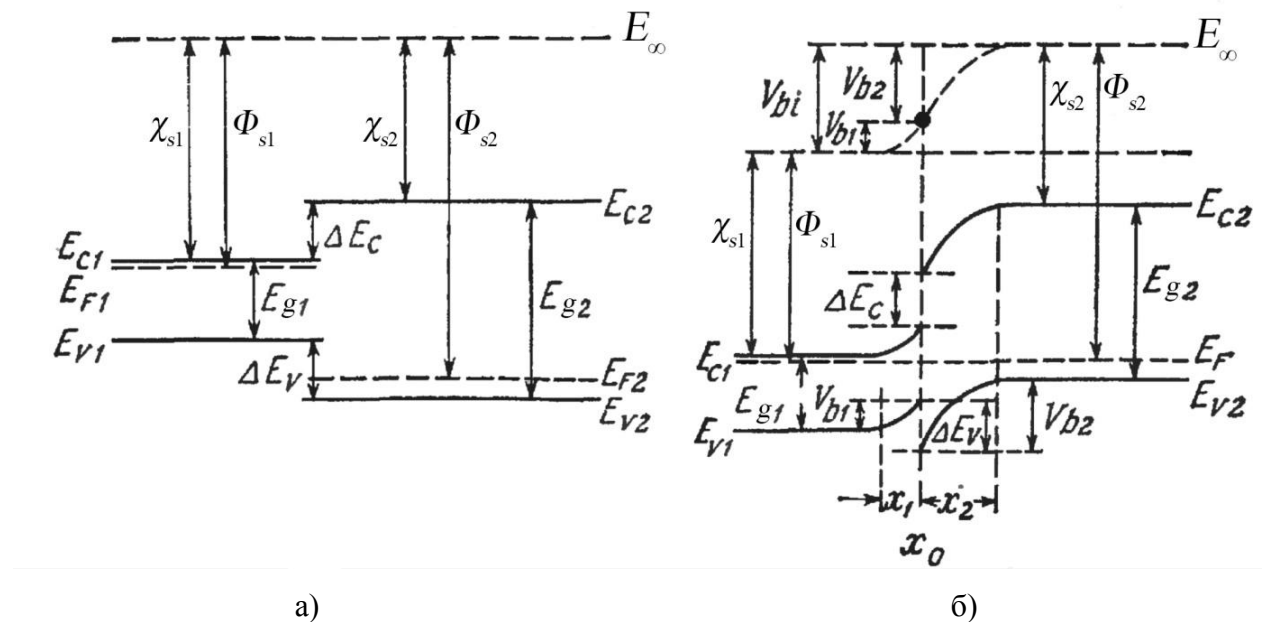


Рисунок 1.8 – Зонная диаграмма двух изолированных полупроводников (а) и гетероперехода, образованного данными полупроводниками после контакта (б). Воспроизведено из [109]

После контакта положение уровня Ферми в обоих полупроводниках становится одинаковым. При этом уровень вакуума E_∞ остается непрерывным. В глубине полупроводников он параллелен краям энергетических зон,

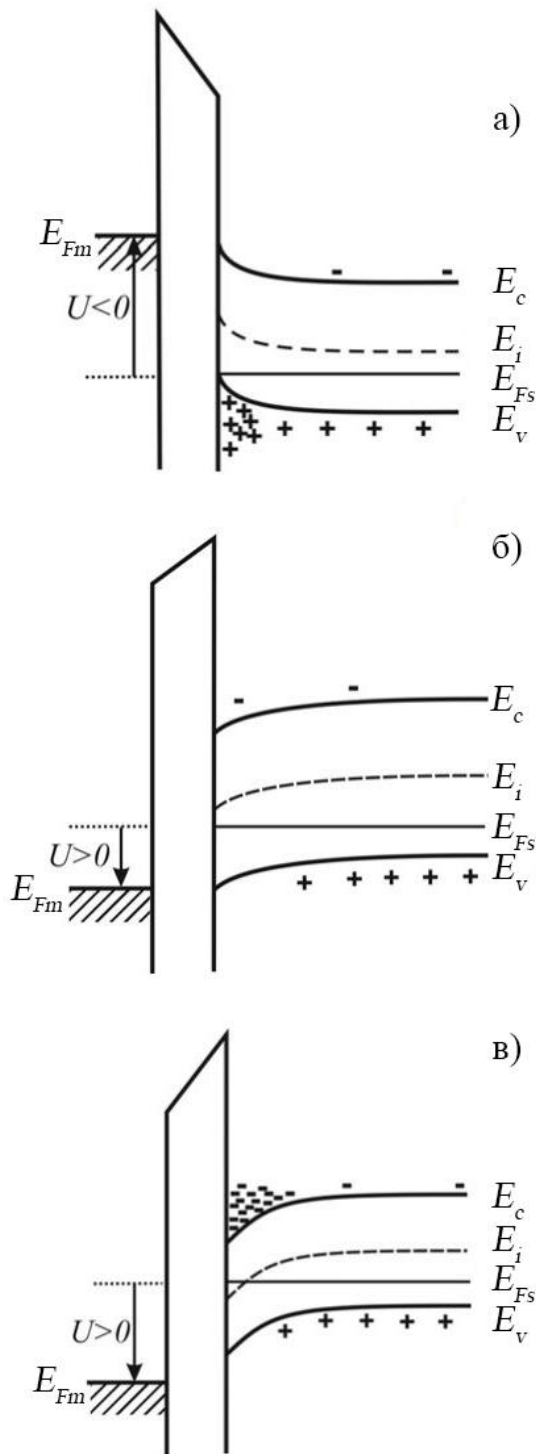


Рисунок 1.9 – Зонная диаграмма МДП-структуры с полупроводником p -типа в режимах обогащения (а), обеднения (б), инверсии (в). Воспроизведено из [110]

заряд с противоположным знаком в металлическом электроде, отделенном от полупроводника слоем диэлектрика; сопротивление диэлектрика

а около контакта претерпевает изгиб. Вследствие этого происходит изгиб дна зоны проводимости и потолка валентной зоны как в первом, так и во втором полупроводнике. На гетеропереходе образуется разрыв в зоне проводимости и валентной зоне. Изгиб зон свидетельствует об образовании в обоих полупроводниках обедненных областей. Полная контактная разность потенциалов V_{bi} будет складываться из электростатического потенциала первого V_{b1} и второго V_{b2} полупроводников [109].

В случае нанесения сегнетоэлектрических пленок на полупроводниковые кристаллы такие структуры могут работать как структуры металл/диэлектрик/полупроводник (МДП-структуры). Рассмотрим идеальную МДП-структуру. Для такой идеальной структуры принимается, что $\Phi_m = \Phi_s$; при любых напряжениях смещения в структуре существует только заряд в полупроводниковой части и такой же

предполагается бесконечно большим [109,110]. Рассмотрим идеальную МДП-структуру с полупроводником p -типа (Рисунок 1.9). На рисунке E_i – уровень Ферми в собственном полупроводнике. При приложении к верхнему металлическому электроду отрицательного потенциала (Рисунок 1.9 а) энергетические зоны в полупроводнике изгибаются вверх; из-за того что сквозь структуру отсутствует сквозной ток, положение уровня Ферми в полупроводнике остается постоянным, изгиб зон приводит к увеличению числа дырок у поверхности полупроводника. То есть происходит обогащение полупроводника основными носителями заряда. При обратном приложении напряжения происходит изгиб зон в противоположную сторону (Рисунок 1.9 б). В этом случае приконтактная область в полупроводнике обедняется основными носителями заряда. Дальнейшее увеличение напряжения приводит к пересечению уровнем Ферми собственного уровня E_i . В этой ситуации область полупроводника около интерфейса характеризуется преобладанием неосновных носителей заряда над основными (Рисунок 1.9 в) [109,110].

Барьерные явления оказывают значительное влияние на характер электропроводности структур на основе тонких пленок ниобата лития и танталата лития, в частности наличие барьера может обуславливать несимметричный характер ВАХ [111,112]. Это определяет необходимость исследования барьеров, образующихся на интерфейсах в тонкопленочных гетероструктурах на основе LiNbO_3 и LiTaO_3 .

В работе [84] авторы изучали барьерные свойства в тонких пленках ниобата лития толщиной до 1 мкм, нанесенных на кремниевые подложки методом ВЧ магнетронного распыления при различном давлении и в различных газовых средах. Определение величины барьеров осуществлялось из ВАХ посредством анализа механизмов проводимости. Авторы определили, что величина барьера для тонких пленок толщиной 0,37 мкм, изготовленных в среде Ar при давлении $1,5 \cdot 10^{-1}$ Па, составляет 0,012 эВ; а для пленок, синтезированных в среде $\text{Ar}(60\%)+\text{O}_2(40\%)$ при том же давлении, – 1,25 эВ. Малую величину потенциального барьера в первом случае коллектив авторов

объясняет тем, что спонтанная поляризация сегнетоэлектрика уменьшает величину барьера: реальное значение барьера с учетом величины поляризованности составляет 0,4 эВ.

В другой работе [113] для описания характера ВАХ, имеющих тенденцию к насыщению как при прямом, так и при обратном смещениях, было выдвинуто предложение об описании пленочной структуры на основе ниобата лития как двух диодов Шоттки, включенных последовательно «спина к спине». Такое описание стало возможным благодаря слою SiO_2 на интерфейсе. Исходя из данного предположения, определены величины потенциальных барьеров: в кремнии он составил 1 эВ, в ниобате лития – 1,17 эВ [113,114].

В литературе также содержится информация о термоэлектронной эмиссии в структурах $\text{Al/LiNbO}_3/n\text{-Si}$ с высотой потенциального барьера 0,2 эВ [11,83].

В работе [1] авторы исследовали гетероструктуры $\text{Al/LN/NiSi}_2/\text{Si}$ с толщиной сегнетоэлектрического слоя 0,3 – 1 мкм. Синтез осуществлялся методом ВЧ магнетронного распыления в различных рабочих средах: в атмосфере аргона и в атмосфере аргон+кислород (с различным процентным сочетанием газов). Авторы отмечают, что пленки, выращенные в атмосфере чистого Ar, имеют сильные выпрямляющие свойства из-за несимметричности потенциальных барьеров на интерфейсах Al/LiNbO_3 и $\text{LiNbO}_3/\text{NiSi}_2$. Для структур, синтезированных в атмосфере аргона и кислорода, барьер имеет более симметричную структуру из-за уменьшения положительного заряда оксида, расположенного вблизи центра пленки. Величина барьера для пленки толщиной 650 нм, выращенной в атмосфере $\text{Ar}(60\%)+\text{O}_2(40\%)$, составила 2,4 эВ. При этом авторы утверждают, что электропроводность осуществляется по ловушкам, а не по зоне проводимости ниобата лития [1].

1.6. Диэлектрическая дисперсия в тонкопленочных гетероструктурах

В периодических электрических полях диэлектрическая проницаемость (а значит, и емкость), а также тангенс угла диэлектрических потерь тонкопленочных диэлектрических гетероструктур может определяться не только свойствами среды, но и зависеть от частоты поля. Такую зависимость называют диэлектрической дисперсией. О зависимости диэлектрических характеристик в структурах на основе тонких пленок ниобата лития и танталата лития сообщалось в ряде научных работ [6,66,69–73,94–97,111,112,115–120]. Типичным является уменьшение диэлектрической проницаемости структур с увеличением частоты внешнего электрического поля. При этом величина диэлектрической проницаемости тонкой пленки на основе сегнетоэлектрика может значительно отличаться от диэлектрической проницаемости объемного материала. Диэлектрический отклик сегнетоэлектрического слоя может быть замаскирован влиянием электродов и эффектов, возникающих на границе раздела электрод/пленка. Различие величины диэлектрической проницаемости тонкой пленки и объемного кристалла, а также наличие диэлектрической дисперсии предлагается объяснять с точки зрения наличия «мертвого» слоя на интерфейсах [121–124]. Качество тонкопленочных гетероструктур на основе сегнетоэлектриков во многом определяется свойствами данного слоя [125].

Под «мертвым» слоем понимается образующаяся на интерфейсе область, либо не обладающая сегнетоэлектрическими свойствами, либо характеризующаяся непереключаемой или отсутствующей поляризацией, а также имеющая малое в сравнении с объемом пленки значение диэлектрической проницаемости [121,126,127]. Существует ряд предположений для объяснения эффекта «мертвого» слоя. В частности, этот эффект может быть связан со структурными (ростовыми) нарушениями; с химическими взаимодействиями материала пленки и металлического электрода; с развитой морфологией интерфейса [128]; со слоями пространственного заряда внутри электрода; с усилением мягких колебаний в результате уменьшения размеров; с

собственной поверхностной поляризацией на электроде; с образованием обедненного слоя на границе раздела электрод/сегнетоэлектрик; с неполным экранированием полей деполяризации на электроде и т.д. [122].

В процессе роста пленочной структуры на подложке, а также во время постростового отжига происходит взаимодействие между подложкой и материалом пленки. Это приводит к изменению свойств приграничного слоя по сравнению с объемом пленки. Толщина интерфейсного слоя, его диэлектрическая проницаемость и проводимость будут зависеть от условий роста и отжига [123]. Зачастую интерфейсный слой, влияющий на диэлектрические свойства тонкопленочных гетероструктур на кремниевых подложках, может представлять собой слой SiO_n толщиной в несколько нанометров. Такой слой может образовываться в результате термического отжига [129]. Влияние данного слоя на диэлектрическую дисперсию гетероструктур на основе тонких пленок ниобата лития и танталата лития ранее не изучалось.

1.7. Заключение по обзору литературы и постановка задач исследования

Уникальные свойства кристаллов ниобата лития и танталата лития долгие годы привлекают внимание исследователей. Развитие кремниевых технологий и миниатюризация электроники выдвигают требование к созданию и исследованию свойств структур на основе тонких пленок данных сегнетоэлектриков. Несмотря на значимость подобных структур, их свойства в настоящий момент не являются всесторонне изученными. При этом для таких структур сохраняется ситуация, характерная объемным кристаллам обсуждаемых сегнетоэлектриков, – исследования структур на основе ниобата лития представлены более широко, чем исследования структур, включающих танталат лития. Достаточно широко в литературе освещены лишь вопросы, связанные с пирозлектрической активностью структур на основе тонких пленок танталата лития. При этом исследований, посвященных механизмам

электрической проводимости и интерфейсным явлениям в структурах на основе танталата лития, крайне мало. Отсутствует также единое мнение относительно механизмов проводимости, связи величины потенциального барьера, электропроводности и спонтанной поляризованности пленок. Сведения о влиянии интерфейсного слоя на свойства структур с пленками LN и LT в литературе вовсе отсутствуют. Все это обуславливает актуальность настоящей работы, целью которой являлось установление взаимосвязи электрофизических характеристик структур металл/сегнетоэлектрик/полупроводник на основе тонких пленок ниобата лития и танталата лития, сформированных на кремниевых подложках, и их сравнительный анализ. Для достижения поставленной цели сформулированы основные **задачи исследования**:

- изучение пирозлектрических свойств МСЭП-структур на основе тонких пленок ниобата лития и танталата лития динамическим методом, характеристика естественной униполярности, и оценка величины пирозлектрического коэффициента сегнетоэлектрических пленок;

- исследование зависимости тока утечки от напряжения смещения для МСЭП-структур на основе тонких пленок ниобата лития и танталата лития с целью определения основных механизмов транспорта носителей заряда в изучаемых структурах;

- определение величины потенциального барьера, существующего на интерфейсе, с целью оценки его вклада в электропроводность и влияния на него естественной униполярности для МСЭП-структур на основе тонких пленок ниобата лития и танталата лития;

- изучение зависимости диэлектрических характеристик МСЭП-структур на основе тонких пленок ниобата лития и танталата лития от напряжения смещения и частоты внешнего электрического поля для расчета параметров «мертвого» слоя на границе раздела сегнетоэлектрик/полупроводник, и оценка его вклада в электрофизические свойства тонкопленочных МСЭП-структур на основе ниобата лития и танталата лития.

Глава 2. ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Объекты исследования

Объектами исследования, используемыми в настоящей работе, являлись гетероструктуры на основе тонких пленок сегнетоэлектриков ниобата лития и танталата лития, изготовленные в лаборатории физики оксидных сегнетоэлектриков ФГАОУ ВО «Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС». Образцы имели структуру металл/сегнетоэлектрик/полупроводник (МСЭП-структуру). Для нанесения тонкопленочного сегнетоэлектрического слоя на полупроводниковые подложки использовался метод высокочастотного (ВЧ) магнетронного распыления. Подложкой служили кремниевые пластины с ориентацией (111) и проводимостью *p*-типа (*p*-Si). Перед нанесением слоя ниобата лития или танталата лития подложки очищались с помощью ионного воздействия в течение 5 минут.

Далее приведена информация о методике изготовления каждого типа образцов.

– **МСЭП-структура на основе тонкой пленки ниобата лития.** Нанесение тонких пленок ниобата лития на кремниевые подложки осуществлялось методом ВЧ магнетронного распыления в вакуумной камере SUNPLA-40TM (Республика Корея). В качестве мишени использовалась пластина LiNbO_3 Z-среза. Процесс синтеза осуществлялся в аргоновой среде при давлении 0,5 Па, при этом мощность магнетрона составляла 60 Вт. Для улучшения кристалличности и увеличения сегнетоэлектрической фазы LiNbO_3 в пленке к полученной структуре применялась постростовая термообработка. Отжиг проводили при температуре 700 °С в течение 120 минут. Толщина тонкопленочного сегнетоэлектрического слоя, измеренная эллипсометром $\alpha\text{-SE}^{\text{TM}}$ (J.A. Woollam Co., Inc., США), составила 200 нм. Для изучения

электрофизических характеристик образцов на свободную поверхность пленки с использованием металлической маски методом высокочастотного магнетронного распыления наносились медные круглые электроды. Диаметр нанесенных верхних электродов составляет $2,45 \pm 0,21$ мм. Нижним электродом является кремниевая подложка. Таким образом, образец представляет собой конденсаторную МСЭП-структуру $\text{Cu}/\text{LiNbO}_3/\text{Si}$ с площадью равной площади верхнего электрода. Для осуществления электрического контакта между измерительной аппаратурой и кремниевой подложкой на свободный от пленки участок кремния также нанесен медный электрод.

– **МСЭП-структура на основе тонкой пленки танталата лития.** Синтез проводился методом ВЧ магнетронного распыления в вакуумной камере SUNPLA-40TM. Мишенью служила пластина танталата лития Z-среза. Осаждение проводилось в плазме кислорода (40 об. %) и аргона (60 об. %) при давлении 0,57 Па и мощности магнетрона 150 Вт. После выращивания пленки гетероструктура LiTaO_3/Si дважды подвергалась постростовому отжигу. Оба отжига осуществлялись в течение 1 часа в воздушной среде: первый – при температуре 550 °С, второй – при температуре 700 °С. Толщина сегнетоэлектрического слоя составила 200 нм. На свободную поверхность пленки нанесены серебряные электроды. Диаметр электродов составляет $4,5 \pm 0,3$ мм. Образец имеет структуру $\text{Ag}/\text{LiTaO}_3/\text{Si}$. Для осуществления электрического контакта между измерительной аппаратурой и кремниевой подложкой на свободный участок кремниевой пластины наносился серебряный электрод.

Для исследования проводящих свойств, диэлектрических характеристик и пироэлектрического отклика образцы помещались на столик специального держателя. Держатель позволяет контактировать с верхним электродом при помощи тонкой иголки, которую можно перемещать в двух плоскостях с высокой точностью. С нижним электродом контакт осуществляется с помощью второй иголки. Схематически МСЭП-структура образцов и контакты иголок с верхним и нижним электродами представлены на рисунке 2.1. Во время

исследования характеристик образцов под действием внешнего постоянного электрического поля проекция поля на полярное направление (ось Z на рисунке 2.1) и приложенное напряжение считаются положительными при подключении к верхнему электроду положительного потенциала и отрицательными – при обратной полярности.

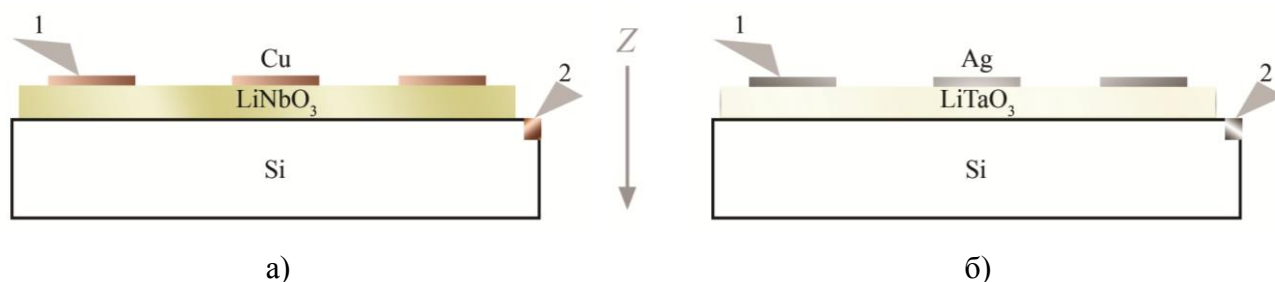


Рисунок 2.1 – Схематическое изображение МСЭП-структур на основе тонкой пленки ниобата лития (а) и танталата лития (б) с изображением верхней (1) и нижней (2) иглолок держателя. Ось Z представляет собой условное полярное направление

Изготовителями пленочных структур проведен рентгеноструктурный анализ образцов с помощью дифрактометров Bede D1 System (Bede Scientific Instruments, Ltd., Великобритания) и ДРОН 3 [A3,A5]. Изображения рентгеновской дифракции представлены на рисунке 2.2. Для пленки LN после термического отжига при 700 °С обнаружены пики LiNbO₃. Фазами, присутствовавшими в пленке, были LiNbO₃ и LiNb₃O₈. Из рисунка 2.2 (а) видно, что отжиг при 700 °С увеличивает долю кристаллитов LiNbO₃, кристаллографические плоскости (001) которых параллельны поверхности пленки. Образование фазы LiNb₃O₈ свидетельствует о дефиците лития. Кристаллическая структура в пленке LiTaO₃ наблюдалась после её отжига (Рисунок 2.2 б). Спонтанная поляризация танталата лития направлена вдоль [001]. По данным анализа спонтанная поляризация в пленке направлена под углом к подложке, т.е. имеются плоскостная и внеплоскостная составляющие спонтанной поляризации.

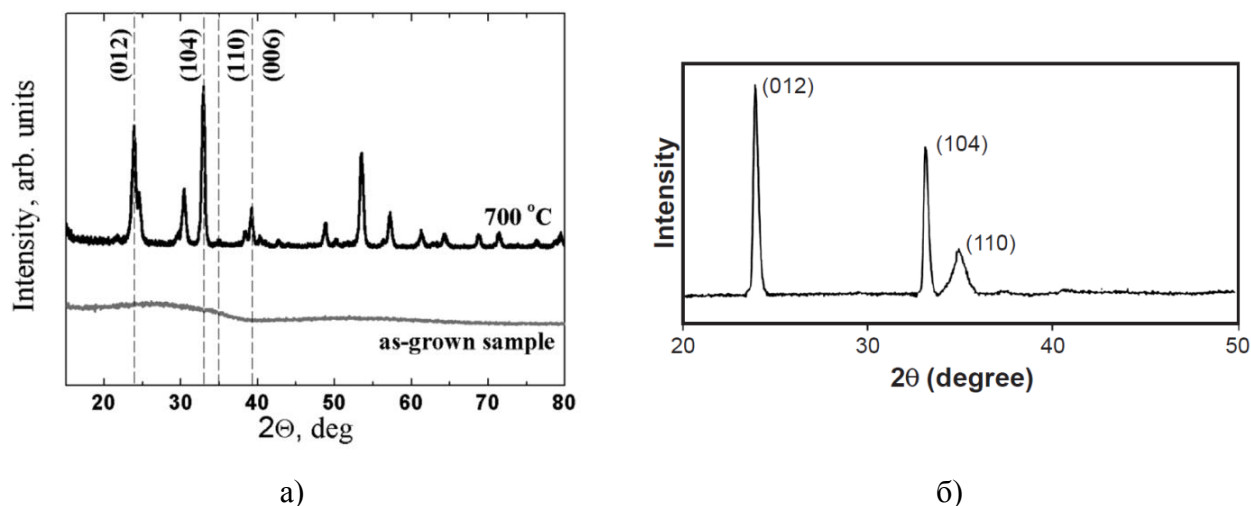


Рисунок 2.2 – Результаты рентгеноструктурного анализа для пленки LN (а) [A5] и LT (б) [A3]

С целью изучения структуры образцов проведено исследование топографии поверхности пленок LiNbO_3 и LiTaO_3 . Эксперимент проведен с помощью сканирующего зондового микроскопа SolverNext (ООО «НТ-МДТ СИ», Российская Федерация) в лаборатории магнитных материалов центра коллективного пользования научной аппаратурой и оборудованием ФГБОУ ВО «Тверской государственной университет». Исследование осуществлялось в режиме атомно-силовой микроскопии (АСМ). Изображения области 10×10 мкм для каждой из структур представлены на рисунке 2.3.

Поверхность пленок ниобата лития имеет структуру, состоящую из кристаллических зерен (Рисунок 2.3 а). Характерный размер зерен лежит в диапазоне от 100 до 300 нм, а средняя шероховатость составляет ~ 17 нм. Для пленки LT в ходе исследования установлено наличие островков кристаллитов размером 3 – 4 мкм (Рисунок 2.3 б). При этом средняя шероховатость составляет ~ 22 нм.

Исследование микроструктуры и элементного состава боковых сколов структур, представленные в параграфе 4.4, проведены в лаборатории электронной микроскопии центра коллективного пользования научной аппаратурой и оборудованием ФГБОУ ВО «Тверской государственной университет» с помощью растрового электронного микроскопа JEOL JSM-6610LV (JEOL, Ltd., Япония).

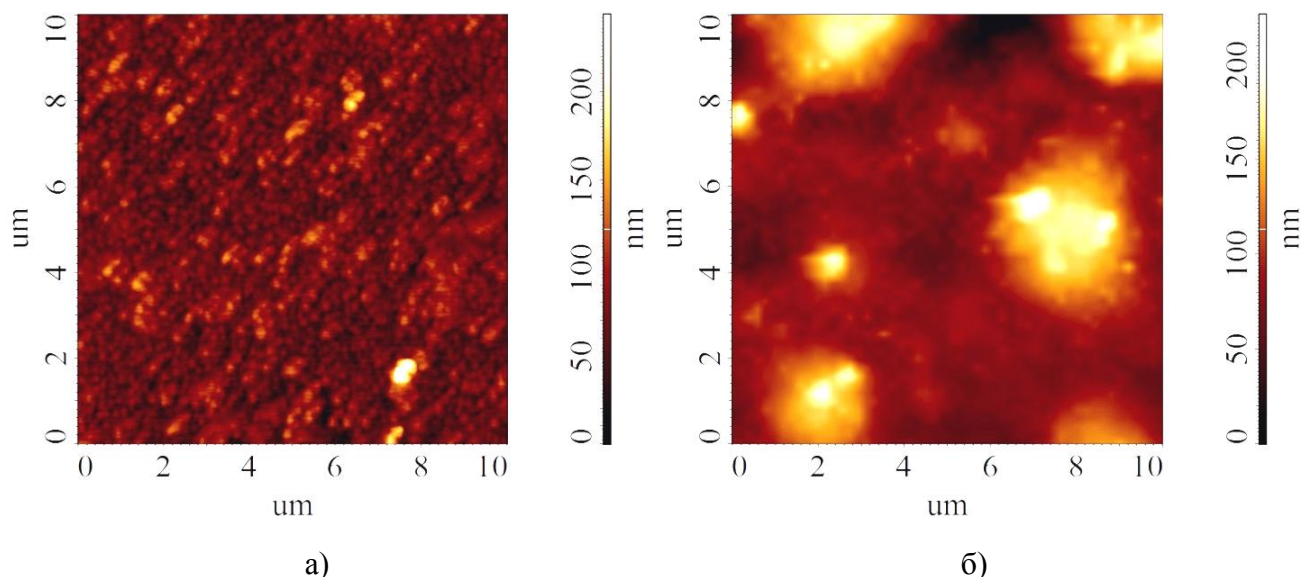


Рисунок 2.3 – Изображения структуры поверхности тонкой пленки ниобата лития (а) и тонкой пленки танталата лития (б), полученные методом АСМ

2.2. Экспериментальные установки

2.2.1. Методика определения пьезоэлектрической активности

Пьезоэлектрическая активность сегнетоэлектрических пленок определялась с использованием динамического метода исследования пьезоэлектрического эффекта. В динамическом методе модуляция теплового потока может осуществляться как импульсами прямоугольной формы, так и в виде синусоиды. В настоящей работе использовалась модуляция импульсов прямоугольной формы. Данный метод широко применяется при изучении пьезоэлектрической активности и иных электрофизических свойств полярных диэлектриков [130–133]. Основным преимуществом данного метода является возможность использования модуляции теплового потока в широком диапазоне частот. Это обуславливает возможность реализации короткого времени измерения в случае использования высоких частот модуляции. К преимуществам также относят способность вызывать большие изменения температуры по сравнению с другими динамическими методами, что позволяет детектировать сигнал пьезоэлектрического тока [134].

Суть динамического метода состоит в том, что интегральный пирозлектрический отклик с поверхности электрода определяется при периодическом нагреве электрода лазерным излучением, модулированным импульсами прямоугольной формы. Модуляция сигнала прямоугольной формы осуществляется с помощью генератора сигнала специальной формы ГСС-120. Источник лазерного излучения характеризуют длина волны (λ) 0,98 мкм и мощность 220 мВт. Для усиления сигнала присутствует возможность включения в схему операционного усилителя с электрическим сопротивлением обратной связи $R_{oc} = 25$ МОм. С помощью платы сбора данных опорный сигнал с генератора и пирозлектрический отклик образца регистрируются одновременно, визуализируются и сохраняются на ЭВМ. Для контроля корректности данных, выводимых на ЭВМ, в схему включается осциллограф. Блок-схема установки для исследования пирозлектрического эффекта динамическим методом представлена на рисунке 2.4.

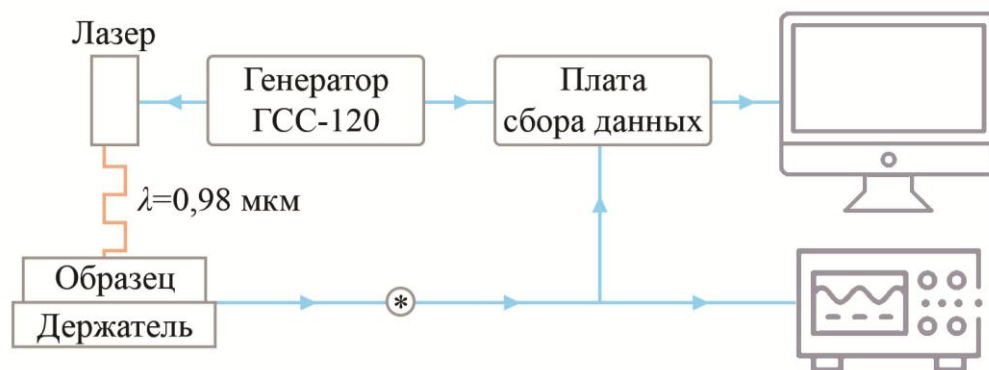


Рисунок 2.4 – Блок-схема установки для исследования пирозлектрического эффекта. (*) – присутствует возможность подключения операционного усилителя

При осуществлении пирозлектрических измерений описанным методом происходит регистрация пирозлектрического напряжения. Для перехода от полученного из эксперимента пирозлектрического напряжения к пирозлектрическому току используется следующее выражение:

$$I_{\text{п}} = U_{\text{п}}/R_{\text{oc}}, \quad (2.1)$$

где $I_{\text{п}}$ – сила пирозлектрического тока, отображаемая в дальнейшем на графических зависимостях; $U_{\text{п}}$ – регистрируемые во время эксперимента

значения пьезоэлектрического напряжения. Когда измерения проводятся без включения в схему экспериментальной установки операционного усилителя, сопротивлением обратной связи является электрическое сопротивление платы сбора данных $R_{oc} = 1 \text{ МОм}$.

При помощи исследования пьезоэлектрического эффекта динамическим методом с использованием модуляции теплового потока импульсами прямоугольной формы присутствует возможность экспериментального определения направления вектора поляризации (\vec{P}_0) в сегнетоэлектрической пленке. Для этого с помощью осциллограмм проводится сравнение фазы опорного сигнала с фазой пьезоэлектрического сигнала. Если пьезоэлектрический сигнал находится в фазе с опорным сигналом, то вектор поляризации в образце направлен от верхнего электрода к подложке (Рисунок 2.5 а). В противном случае, когда пьезоэлектрический отклик относительно опорного сигнала находится в противофазе, вектор поляризации направлен от подложки к верхнему электроду (Рисунок 2.5 б). Во время проведения анализа осциллограмм пьезоэлектрического отклика с целью установления направления вектора поляризации в исследуемой структуре необходимо учитывать, что операционный усилитель при включении его в измерительную схему меняет фазу пьезоэлектрического сигнала на противоположную.

Количественной характеристикой пьезоэлектрического эффекта является пьезоэлектрический коэффициент. Пьезоэлектрический коэффициент определяет изменение спонтанной поляризации кристалла при изменении его температуры [135]:

$$p = \frac{\partial P_s}{\partial T}. \quad (2.2)$$

При использовании прямоугольной модуляции теплового потока пьезоэлектрический коэффициент можно рассчитать по формуле [130,135]:

$$p = \frac{2I_{\pi} c' d}{\eta W} = \frac{2I_{\pi} \rho c d}{\eta W}, \quad (2.3)$$

где c' – объемная теплоемкость исследуемого вещества, η – коэффициент поглощения, W – мощность теплового потока, падающего на образец, ρ – плотность материала образца, c – его удельная теплоемкость. Расчет пирокoeffициента по формуле (2.3) дает его усредненное значение по толщине образца [130]. При вычислении пирокoeffициента также необходимо учитывать, что выражение (2.3) применяется в случае, когда форма пирозлектрического сигнала повторяет прямоугольную форму модуляции теплового потока.

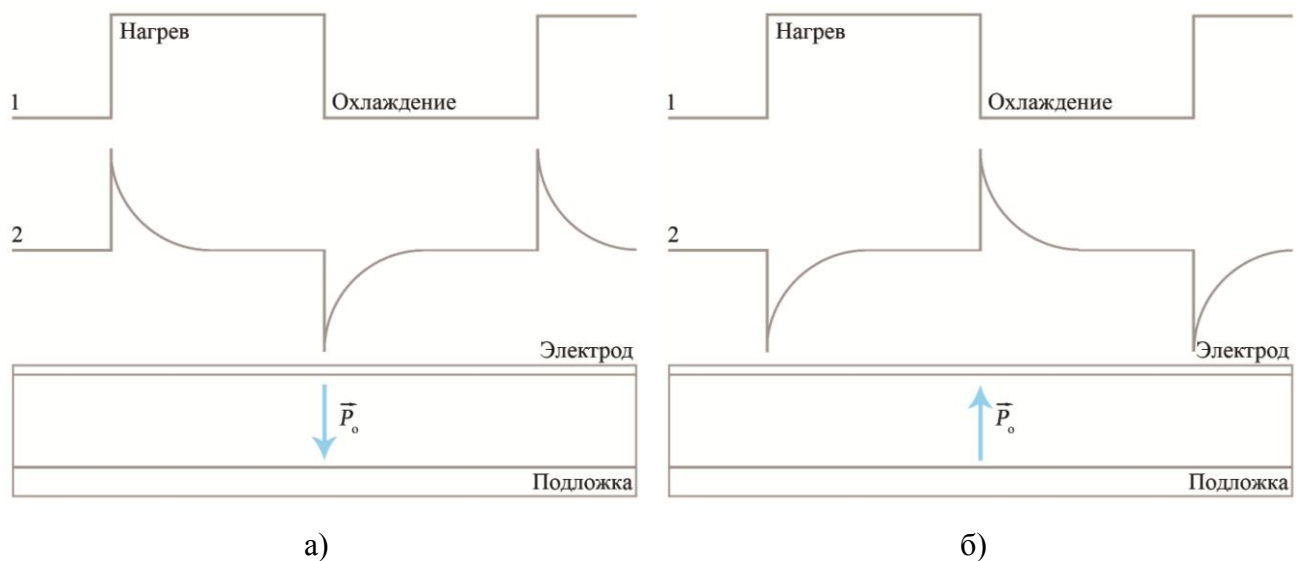


Рисунок 2.5 – Направление вектора поляризации сегнетоэлектрической пленки в зависимости от пирозлектрического отклика: а) фаза опорного сигнала (1) и пирозотклика (2) совпадают; б) пирозотклик находится в противофазе с опорным сигналом

2.2.2. Методика регистрации вольт-амперных характеристик, вольт-фарадных характеристик и частотных зависимостей диэлектрических характеристик

Определение зависимости диэлектрических характеристик структур от частоты измерительного сигнала, зависимости диэлектрических характеристик от приложенного поля смещения и электропроводности образцов осуществлялось с использованием измерителя иммитанса Е7-20. Прибор подключался к ЭВМ для автоматической записи данных.

Измеритель иммитанса E7-20 представляет собой прибор, предназначенный для измерения при синусоидальном напряжении параметров объектов, представляемых параллельной или последовательной двухэлементной схемой замещения. Его принцип работы основан на методе вольтметра-амперметра [136].

Измеритель иммитанса E7-20 позволяет прикладывать к образцу смещающее напряжение величиной до 40 В. Шаг изменения смещающего напряжения в интервале от 0 до 4 В составляет 0,02 В, а последующее увеличение напряжения происходит с шагом 0,2 В. В приборе реализована возможность приложения к исследуемой структуре переменного поля малой величины (измерительный сигнал). Величину напряжения измерительного сигнала можно изменять в диапазоне от 40 мВ до 1 В, а диапазон установки рабочей частоты измерительного сигнала составляет от 25 Гц до 1 МГц.

Изучение электропроводности – зависимости силы тока (I), проходящего через структуру, от величины приложенного напряжения смещения (вольт-амперные характеристики, ВАХ) – исследуемых структур осуществлялось в интервале напряжений от -5 В до 5 В. При этом учитывалось, что если к верхнему электроду образца приложен положительный потенциал, то приложенное напряжение и проекция напряженности электрического поля на полярное направление (Рисунок 2.1) считаются положительными. Напряжение и проекция напряженности электрического поля считаются отрицательными при противоположной полярности прикладываемого к верхнему электроду потенциала. Регистрация значений проводилась с задержкой равной 1 с.

Определение зависимости электрической емкости (C) исследуемых структур от величины смещающего напряжения (вольт-фарадная характеристика, ВФХ) проводилось при величине измерительного сигнала, равной 0,04 В, и частоте измерительного сигнала, равной 1 кГц. Задержка при регистрации сигнала составляла 1 с. Направление поля учитывалось так же, как при регистрации ВАХ.

Частотные зависимости электрической емкости и тангенса угла диэлектрических потерь ($\text{tg}\delta$) проводились с большим шагом изменения частоты, задержкой 5 с и величиной измерительного сигнала 0,04 В.

С целью избежать дополнительного фотовозбуждения носителей заряда измерения проводились в темноте.

2.3. Методика определения механизмов проводимости в структуре металл/сегнетоэлектрик/полупроводник

В пункте 1.4 обсуждались механизмы электрической проводимости, которые могут существовать в пленочных структурах. К основным механизмам относятся следующие: эмиссия Шоттки; туннелирование Фаулера – Нордгейма; эмиссия Пула – Френкеля; прыжковая проводимость; ток, ограниченный пространственным зарядом.

Для определения механизма проводимости, доминирующего при тех или иных напряженностях электрического поля, можно использовать графический метод. В основе этого метода лежит тот факт, что перестроенные в соответствии с определенным механизмом проводимости вольт-амперные характеристики имеют линейные участки в интервалах напряженности электрического поля, где этот механизм проводимости является основным.

Определение доминирующих механизмов проводимости включает в себя: перестроение вольт-амперных характеристик в соответствующих величинах ($\log J \propto \log U$, $J \propto U^2$, $J \propto E^2$ – для тока, ограниченного пространственным зарядом; $\ln J \propto \sqrt{E}$ – для эмиссии Шоттки; $\ln J/E^2 \propto 1/E$ – для туннелирования Фаулера – Нордгейма; $\ln J/E \propto \sqrt{E}$ – для эмиссии Пула-Френкеля; $\ln J \propto E$ – для прыжковой проводимости); нахождение линейных участков на полученных кривых; определение интервала напряженностей электрического поля E , где наблюдаются данные линейные участки, то есть основным является тот или иной механизм проводимости.

2.4. Методика определения высоты потенциального барьера на интерфейсе

В настоящей работе используются методы определения величины потенциального барьера на интерфейсах, основанные на анализе вольт-амперных характеристик.

– **Метод Родерика.** Известно [137], что сегнетоэлектрик можно рассматривать как полупроводник с широкой запрещенной зоной. В этом случае вольт-амперные характеристики при малом напряжении и прямом смещении могут быть описаны с помощью диодной теории. Зависимость плотности тока J от приложенного напряжения будет описываться уравнением [107]:

$$J = J_0 \exp\left(\frac{qU}{n_{id}kT}\right) \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right)\right], \quad (2.4)$$

где J_0 – плотность тока насыщения, определяемая выражением

$$J_0 = A^*T^2 \exp\left(-\frac{q(\varphi_b - \Delta\varphi_{bi})}{kT}\right); \quad (2.5)$$

n_{id} – коэффициент (фактор) идеальности (характеризует неидеальность прямой ветви ВАХ диода); A^* – эффективная постоянная Ричардсона, модифицированная с учетом эффективной массы электрона в сегнетоэлектрике и определяемая выражением

$$A^* = \frac{4\pi m^* q k^2}{h^3}; \quad (2.6)$$

φ_b – высота потенциального барьера, $\Delta\varphi_{bi}$ – снижение высоты барьера из-за влияния сил изображения; m^* – эффективная масса электрона в сегнетоэлектрике. Величина $\varphi_e = (\varphi_b - \Delta\varphi_{bi})$ называется эффективной высотой потенциального барьера. Учитывая, что $\Delta\varphi_{bi} \ll \varphi_b$, можно принять $\varphi_b \approx \varphi_e$.

Преобразовав выражение (2.4), получают

$$\ln\left(\frac{J}{1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right)}\right) = \ln J_0 + \frac{qU}{n_{id}kT}. \quad (2.7)$$

Для получения величины потенциального барьера φ_e необходимо привести выражение (2.5) к виду

$$\ln J_0 - \ln A^* T^2 = -\frac{q\varphi_e}{kT}, \quad (2.8)$$

откуда

$$\varphi_e = (\ln A^* T^2 - \ln J_0) \cdot \frac{kT}{q}. \quad (2.9)$$

Зависимость $\ln \left[J / \left\{ 1 - \exp \left(\frac{-qU}{kT} \right) \right\} \right]$ от U должна представлять собой прямую линию. Значение $\ln J_0$ определяется из пересечения данной прямой с вертикальной осью (свободный член в уравнении прямой (2.7)). Если известно значение A^* , то с помощью величины $\ln J_0$, полученной экстраполяцией прямой $\ln \left[J / \left\{ 1 - \exp \left(\frac{-qU}{kT} \right) \right\} \right]$ до её пересечения с осью ординат, можно найти значение φ_e в электронвольтах для нулевого смещения [107].

Коэффициент идеальности n_{id} обычно больше единицы. Наиболее общей причиной отличия этого коэффициента от единицы является зависимость величины потенциального барьера от U . Значение n_{id} может быть определено из экспериментальных ВАХ по наклону прямой на зависимость $\ln \left[J / \left\{ 1 - \exp \left(\frac{-qU}{kT} \right) \right\} \right]$ от U [107]:

$$n_{id} = \frac{q}{kT} \cdot \frac{1}{\beta_R}, \quad (2.10)$$

где $\beta_R = d \left(\ln \left[J / \left\{ 1 - \exp \left(\frac{-qU}{kT} \right) \right\} \right] \right) / dU$ – коэффициент наклона прямой.

– **Метод Чуна-Чуна** [138]. Вместо выражения (2.4) для описания тока через диод часто используют упрощенное выражение

$$J = J_0 \left[\exp \left(\frac{qU_D}{kT} \right) - 1 \right], \quad (2.11)$$

где U_D – напряжение на диоде; или с учетом фактора идеальности n_{id} :

$$J = J_0 \left[\exp \left(\frac{qU_D}{n_{id}kT} \right) - 1 \right]. \quad (2.12)$$

Описанный выше метод Родерика не учитывает наличие у диода последовательного электрического сопротивления R_s . В случае его наличия необходимо заменить рассматриваемую структуру на комбинацию

последовательно соединенных сопротивления R_s и диода [138]. Тогда электрическое напряжение на диоде U_D может быть выражено через общее падение напряжения U на последовательно соединенных диоде и резисторе: $U_D = U - JSR_s$. При условии, что $U_D > 3kT/q$, для плотности тока, используя (2.12), можно записать выражение [138]:

$$J = J_0 \exp\left(\frac{q(U - JSR_s)}{n_{id}kT}\right), \quad (2.13)$$

где S – площадь электрода.

Подставляя в данное выражение J_0 получают

$$J = A^*T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_e}{kT}\right) \exp\left(\frac{q(U - JSR_s)}{n_{id}kT}\right). \quad (2.14)$$

Логарифмируя (2.14) и домножая результат на $n_{id}kT/q$, получают

$$U = JSR_s + n_{id}\varphi_e + \frac{n_{id}kT}{q} \ln\left(\frac{J}{A^*T^2}\right). \quad (2.15)$$

Продифференцировав (2.15) по $\ln J$ находят

$$\frac{dU}{d(\ln J)} = JSR_s + \frac{n_{id}kT}{q}. \quad (2.16)$$

При малых напряжениях зависимость $dU/d(\ln J)$ от J будет носить линейный характер. Тогда величина SR_s равна тангенсу угла наклона прямой на этой зависимости, а величина $n_{id}kT/q$ представляет собой свободный член в уравнении прямой и определяется из пересечения прямой с осью ординат.

Для определения величины потенциального барьера φ_e задают функцию H , зависящую от J :

$$H = U - \frac{n_{id}kT}{q} \ln\left(\frac{J}{A^*T^2}\right). \quad (2.17)$$

Учитывая (2.15), для H можно также записать

$$H = JSR_s + n_{id}\varphi_e. \quad (2.18)$$

График зависимости H от J имеет линейный участок: точка пересечения этой прямой с осью ординат определяет величину $n_{id}\varphi_e$. Определив значение n_{id} из графика $dU/d(\ln J)$ от J и выражения (2.16), находят величину барьера φ_e . Угловой коэффициент прямой на графике зависимости H от J

равен SR_s , что позволяет удостовериться в справедливости значения R_s , полученного из (2.16).

– **Метод Норде** [139]. В данном методе предлагается ввести в рассмотрение функцию F , зависящую от U :

$$F = \frac{U}{2} - \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{J(U)}{A^* T^2} \right). \quad (2.19)$$

В (2.19) $J(U)$ означает, что используются полученные из ВАХ значения плотности тока в зависимости от напряжения. График зависимости $F(U)$ будет иметь минимум при некотором значении U_0 электрического напряжения. Из ВАХ находят величину плотности тока J_Z при напряжении U_0 . Используя величины $F(U_0)$, U_0 и J_Z , рассчитывают величину барьера φ_e :

$$\varphi_e = F(U_0) + \frac{U_0}{2} - \frac{kT}{q}, \quad (2.20)$$

и значение R_s :

$$R_s = \frac{kT}{qJ_Z S}. \quad (2.21)$$

– **Метод Болина (модифицированный метод Норде)** [140]. Метод Норде не учитывает наличие фактора идеальности. Он был модифицирован в работе [140] для нахождения значений n_{id} . Для этого в функцию F вводится произвольная константа γ , имеющая значение большее, чем n_{id} :

$$F = \frac{U}{\gamma} - \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{J(U)}{A^* T^2} \right). \quad (2.22)$$

График зависимости $F(U)$ имеет минимум при некотором значении U_0 . Тогда величина барьера определяется из выражения

$$\varphi_e = F(U_0; \gamma) + \left(\frac{1}{n_{id}} - \frac{1}{\gamma} \right) \frac{U_0}{2} - \frac{kT(\gamma - n_{id})}{qn_{id}}, \quad (2.23)$$

а величина сопротивления рассчитывается как

$$R_s = \frac{kT(\gamma - n_{id})}{qJ_Z S}. \quad (2.24)$$

Для определения значения n_{id} необходимо решить систему уравнений, состоящую из двух выражений (2.23) или (2.24) с различными значениями γ .

Тогда для n_{id} из системы, получаемой из выражения (2.23), находят

$$n_{id}^{\varphi} = \frac{\left(U_{01} - U_{02} + \frac{kT\gamma_2}{q} - \frac{kT\gamma_1}{q} \right)}{\left(F(U_{02}; \gamma_2) - F(U_{01}; \gamma_1) - \frac{U_{02}}{\gamma_2} + \frac{U_{01}}{\gamma_1} \right)}, \quad (2.25)$$

либо из системы, получаемой из выражения (2.24),

$$n_{id}^R = \frac{\gamma_1 J_{Z2} - \gamma_2 J_{Z1}}{J_{Z2} - J_{Z1}}. \quad (2.26)$$

В выражениях (2.25) и (2.26) индексы 1 и 2 означают первое и второе значение γ соответственно; верхние индексы φ и R определяют, с помощью какого уравнения проведен расчет фактора идеальности, с помощью (2.23) или (2.24) соответственно.

2.5. Методика расчета параметров «мертвого» слоя на интерфейсе

Измеритель иммитанса Е7-20 проводит измерения характеристик объектов, представляя их параллельной схемой замещения, содержащей электрическую емкость C_m и электрическое сопротивление R_m . Соответствующая схема представлена на рисунке 2.6. Комплексное сопротивление (импеданс) Z^* для параллельной RC -схемы определяется выражением

$$Z^* = \frac{R_m}{1 + (\omega C_m R_m)^2} - i \frac{\omega C_m R_m^2}{1 + (\omega C_m R_m)^2}, \quad (2.27)$$

где $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота, i – мнимая единица, f – частота переменного электрического поля.

Для тонкопленочных структур металл/диэлектрик/полупроводник и металл/сегнетоэлектрик/полупроводник зачастую характерна сильная дисперсия диэлектрических характеристик. В этом случае использование параллельной RC -схемы замещения для описания подобных структур не является достаточно точным и измеряемые параметры могут отличаться от реальных.

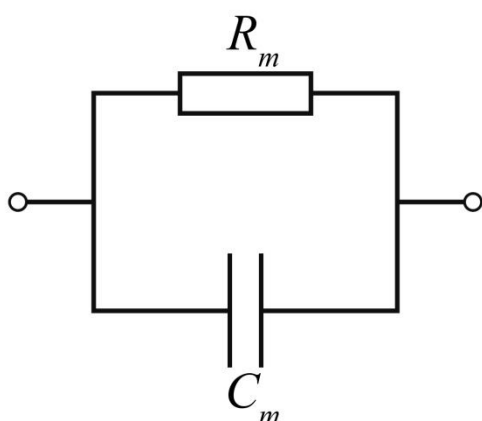
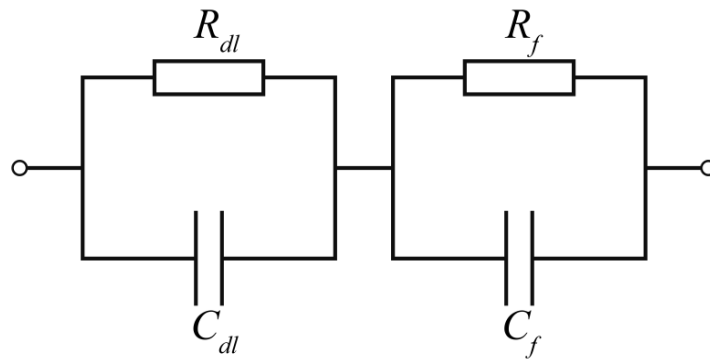


Рисунок 2.6 – Параллельная схема замещения, используемая при измерениях

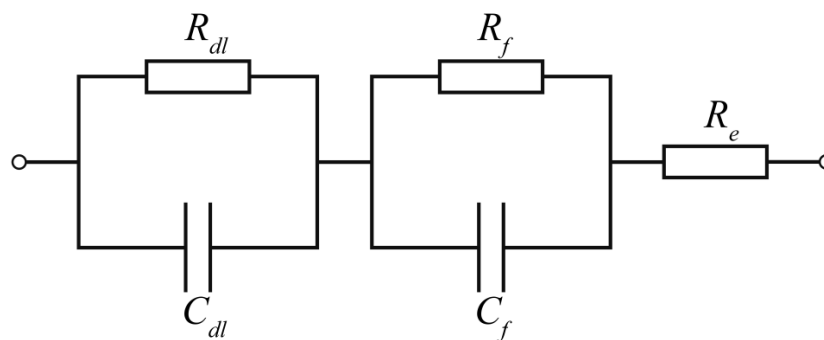
Одной из возможных причин возникновения диэлектрической дисперсии в МСЭП-структурах является наличие тонкого «мертвого» слоя, образующегося на интерфейсе в процессе синтеза пленки. «Мертвый» слой может представлять собой как тонкий слой с отличным от пленки составом, так и деформированный, измененный по составу и физическим свойствам слой пленки. В этом случае необходимо заменить простую параллельную RC -

схему на четырехэлементную эквивалентную схему, изображенную на рисунке 2.7 (а). Эта схема замещения включает в себя две последовательно соединенные параллельные схемы. Величины R_f и C_f характеризуют электрическое сопротивление и электрическую емкость сегнетоэлектрического слоя, R_{dl} и C_{dl} – электрическое сопротивление и электрическую емкость «мертвого» слоя.

Четырехэлементная схема замещения учитывает влияние на дисперсию только сегнетоэлектрической пленки и «мертвого» слоя. Для учета влияния иных «паразитных» эффектов в схему вводится последовательно соединенное электрическое сопротивление R_e (Рисунок 2.7 б). Этот параметр может характеризовать сопротивление электродов или границ зерен, объемные последовательные сопротивления, несовершенство контактов измерительных зондов с электродами, паразитные характеристики, вносимые кабелями, и другое [123,141,142].



а)



б)

Рисунок 2.7 – Схемы замещения для пленочных гетероструктур: а) четырехэлементная схема, включающая пленку и тонкий «мертвый» слой; б) пятиэлементная схема, включающая пленку, тонкий «мертвый» слой и последовательное сопротивление

Импеданс для схемы замещения, представленной на рисунке 2.7 (б), определяется выражением

$$Z^* = \frac{R_f}{1 + (\omega C_f R_f)^2} - i \frac{\omega C_f R_f^2}{1 + (\omega C_f R_f)^2} + \frac{R_{dl}}{1 + (\omega C_{dl} R_{dl})^2} - i \frac{\omega C_{dl} R_{dl}^2}{1 + (\omega C_{dl} R_{dl})^2} + R_e. \quad (2.28)$$

Сопоставляя двухэлементную измерительную схему (Рисунок 2.6) с пятиэлементной схемой (Рисунок 2.7 б) и приравнявая мнимые части и вещественные части уравнений (2.27) и (2.28), получают систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{R_m}{1 + (\omega C_m R_m)^2} &= \frac{R_f}{1 + (\omega C_f R_f)^2} + \frac{R_{dl}}{1 + (\omega C_{dl} R_{dl})^2} + R_e; \\ \frac{\omega C_m R_m^2}{1 + (\omega C_m R_m)^2} &= \frac{\omega C_f R_f^2}{1 + (\omega C_f R_f)^2} + \frac{\omega C_{dl} R_{dl}^2}{1 + (\omega C_{dl} R_{dl})^2}. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Решая данную систему относительно R_m и C_m с помощью систем компьютерной алгебры, получают выражение для зависимости электрической емкости C_m от частоты внешнего электрического поля f :

$$\begin{aligned} C_m(f) &= \\ &= \frac{4\pi^2 C_f C_{dl}^2 R_f^2 R_{dl}^2 f^2 +}{16\pi^4 C_f^2 C_{dl}^2 R_f^2 R_{dl}^2 R_e^2 f^2 + 4\pi^2 C_{dl}^2 R_f^2 R_{dl}^2 f^2 + 8\pi^2 C_{dl}^2 R_f R_{dl} R_e f^2 +} \\ &\quad + 4\pi^2 C_f^2 C_{dl} R_f^2 R_{dl}^2 f^2 + \\ &\quad + 4\pi^2 C_{dl}^2 R_{dl}^2 R_e^2 f^2 + 8\pi^2 C_f C_{dl} R_f^2 R_{dl}^2 f^2 + 4\pi^2 C_f^2 R_f^2 R_{dl}^2 f^2 + \\ &\quad + C_f R_f^2 + \\ &\quad + 8\pi^2 C_f^2 R_f^2 R_{dl} R_e f^2 + 4\pi^2 C_f^2 R_f^2 R_e^2 f^2 + 2R_f R_{dl} + 2R_f R_e + 2R_{dl} R_e + \\ &\quad + C_{dl} R_{dl}^2 \\ &\quad + R_f^2 + R_{dl}^2 + R_e^2}. \end{aligned} \quad (2.30)$$

Входящие в это выражение величины задаются с помощью формул:

$$\begin{aligned} C_f &= \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_f S}{d - t_x}, \\ R_f &= \frac{d - t_x}{\sigma_f S}, \\ C_{dl} &= \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{dl} S}{t}, \\ R_{dl} &= \frac{t}{\sigma_{dl} S}, \end{aligned} \quad (2.31)$$

где ε_f – диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрического слоя, σ_f – удельная электропроводность сегнетоэлектрического слоя, ε_{dl} – диэлектрическая проницаемость «мертвого» слоя, t – толщина «мертвого» слоя, σ_{dl} – удельная электропроводность «мертвого» слоя, t_x – величина, равная t , если «мертвый» слой является частью пленки, и равная 0, если «мертвый» слой не является частью пленки.

Моделирование зависимостей электрической емкости от частоты внешнего электрического поля с помощью выражений (2.30) и (2.31)

осуществляется посредством варьирования параметров σ_f , ε_{dl} , σ_{dl} , t и R_e . Приближение теоретических зависимостей к полученным экспериментально свидетельствует о близости варьируемых параметров к их реальным значениям при использовании соответствующей схемы замещения.

2.6. Расчет погрешности

Оценка среднеквадратичной полной погрешности результата прямого измерения величины A проводилась по формуле [143]:

$$\Delta \bar{A} = \sqrt{(t_{0,95,N-1} S_{\bar{A}})^2 + \sigma_{\text{сист}}^2}, \quad (2.32)$$

где $t_{0,95,N-1}$ – коэффициент Стьюдента с доверительной вероятностью 95%; $S_{\bar{A}}$ – среднеквадратичное отклонение среднего, рассчитываемое по формуле:

$$S_{\bar{A}} = \sqrt{\frac{\sum_{b=1}^N (A_b - \bar{A})^2}{N(N-1)}}; \quad (2.33)$$

$\sigma_{\text{сист}}$ – систематическая погрешность; $A_1, A_2 \dots A_N$ – выборка из генеральной совокупности; \bar{A} – выборочное среднее; N – объем выборки.

Оценка среднеквадратичной погрешности косвенного измерения величины B осуществлялась по формуле:

$$\Delta B = \sqrt{\sum_b \left(\frac{\partial B}{\partial A_b} \Delta \bar{A}_b \right)^2}. \quad (2.34)$$

Глава 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

3.1. Электрический отклик МСЭП-структур на основе тонких пленок LiNbO_3 и LiTaO_3 на воздействие модулированного лазерного излучения

В ходе исследований проведены эксперименты по регистрации пирозлектрической активности образцов МСЭП-структур на основе тонких пленок ниобата лития и танталата лития при воздействии модулированного теплового потока. Исследования осуществлялись динамическим методом исследования пирозлектрического эффекта с использованием лазерного излучения, модулированного импульсами прямоугольной формы. Модуляция прямоугольного сигнала происходила при помощи генератора сигнала специальной формы ГСС-120 в диапазоне частот 1 Гц – 1 кГц. Лазерное излучение имело длину волны 0,98 мкм, а мощность источника излучения составляла 220 мВт.

Регистрация пирозлектрического отклика проводилась на исходных образцах, не подвергавшихся воздействию внешних электрических полей. Как можно видеть на рисунках 3.1 – 3.2, для обеих структур наблюдается значительный пирозлектрический отклик при воздействии модулированного лазерного излучения, что свидетельствует об их естественной униполярности. Естественная униполярность (или самопроизвольная поляризация) – это эффект, заключающийся в самопроизвольном возникновении макроскопической поляризации в сегнетоэлектрических пленках при формировании тонкопленочной структуры [144].

Для всех исследуемых образцов при низкой частоте модуляции теплового потока характерным является наличие выброса тока (нестационарной компоненты) как при включении светового потока, так и при его выключении.

На рисунке 3.1 представлены осциллограммы пирозлектрического отклика МСЭП-структуры на основе тонкопленочного ниобата лития, синтезированной методом высокочастотного магнетронного распыления.

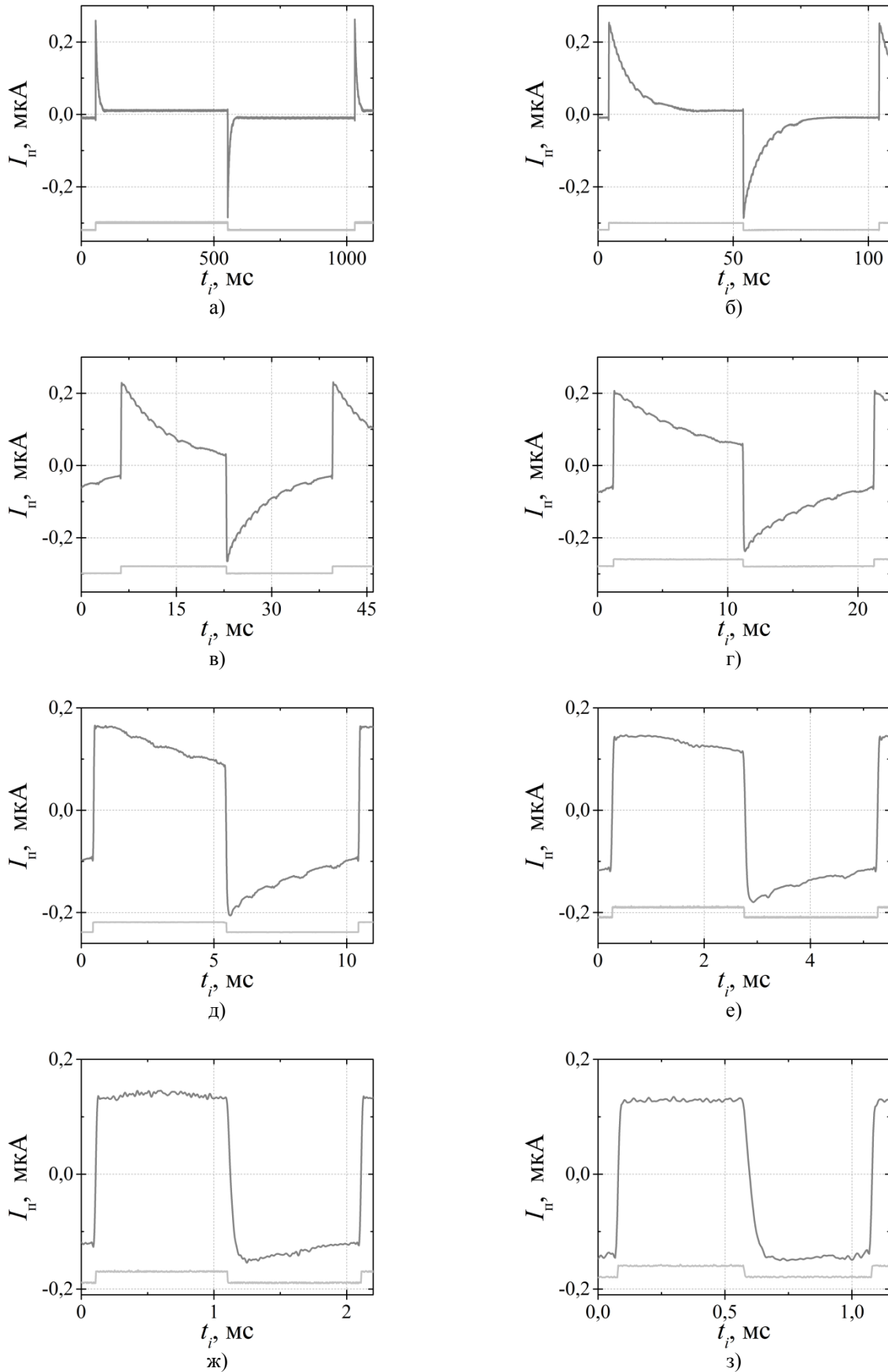


Рисунок 3.1 – Осциллограммы электрического отклика (верхние кривые) тонкопленочных МСЭП-структур $\text{Cu/LiNbO}_3/\text{Si}$ на воздействие теплового потока с частотой модуляции: а) 1 Гц, б) 10 Гц, в) 30 Гц, г) 50 Гц, д) 100 Гц, е) 200 Гц, ж) 500 Гц, з) 1000 Гц. Нижние кривые – опорный сигнал, t_i – время

При низких частотах модуляции теплового потока (Рисунок 3.1 а – б) для структуры наблюдается резкий спад нестационарной компоненты тока до некоторого малого квазистационарного значения. Амплитуда нестационарной составляющей превосходит амплитуду квазистационарной составляющей в 20 раз. При увеличении частоты модуляции лазерного излучения (30 – 500 Гц) значение стационарной компоненты увеличивается (Рисунок 3.1 в – е). Происходит переход от «пиковой» формы сигнала к прямоугольной. На частотах выше 500 Гц (Рисунок 3.1 ж – з) пироэлектрический отклик имеет только стационарную компоненту.

По осциллограммам пироэлектрического отклика можно установить направление вектора самопроизвольной поляризации в сегнетоэлектрической пленке. Исследования пироэлектрической активности проводились для данной структуры без использования операционного усилителя. Совпадение по фазе опорного сигнала и пироэлектрического отклика (при осуществлении эксперимента без операционного усилителя) свидетельствует о направлении поляризации в тонкой пленке LiNbO_3 от верхнего электрода к подложке, что подтверждается исследованиями локального пьезоэлектрического отклика [А5].

Электрический отклик на модулированный тепловой поток для тонкой пленки танталата лития, изготовленной методом высокочастотного магнетронного распыления, представлен на рисунке 3.2. Для данной структуры, как и для МСЭП-структуры на основе тонкой пленки ниобата лития, наблюдается начальный выброс тока при частотах модуляции до 30 Гц (Рисунок 3.2 а – в). При этом для образца LiTaO_3 характерна релаксация нестационарной компоненты тока до нуля. Увеличение частоты модуляции теплового потока приводит к возрастанию стационарной компоненты пироотклика. На частотах 50 – 200 Гц (Рисунок 3.2 г – е) сигнал переходит от «пиковой» формы к форме, стремящейся к прямоугольной. Отступление пироэлектрического отклика МСЭП-структуры на основе тонкой пленки LT от прямоугольной формы на частотах выше 500 Гц свидетельствует о неравномерном распределении поляризации по толщине пленки.

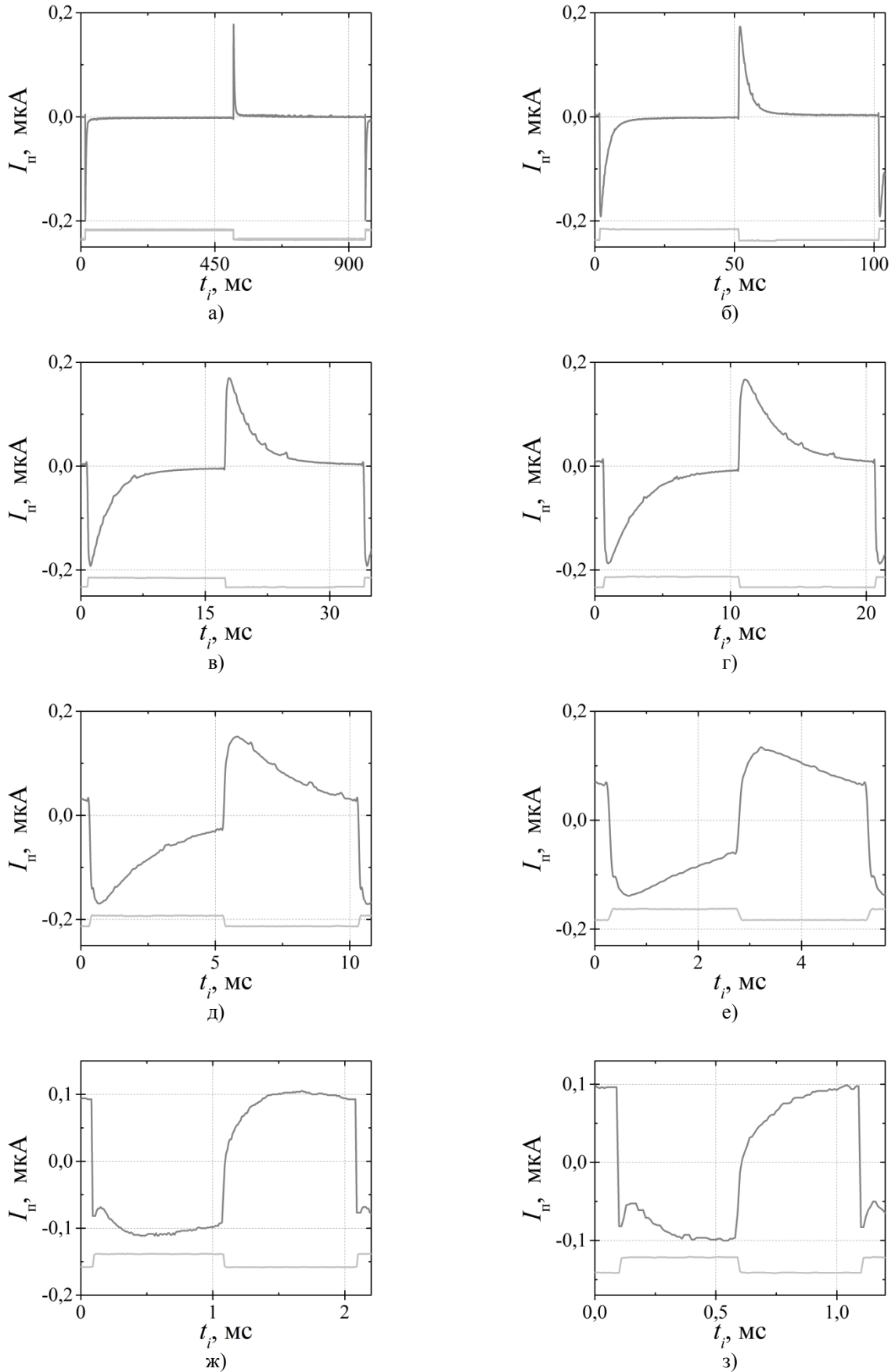


Рисунок 3.2 – Электрические отклики (верхние кривые) при воздействии на МСЭП-структуру с тонким слоем ЛТ теплового потока с частотой модуляции: а) 1 Гц, б) 10 Гц, в) 30 Гц, г) 50 Гц, д) 100 Гц, е) 200 Гц, ж) 500 Гц, з) 1000 Гц. Нижние кривые – опорный сигнал

На частотах модуляции выше 200 Гц (Рисунок 3.2 е – з) для МСЭП-структуры на основе ЛТ при включении освещения наблюдается выброс тока, совпадающий по направлению с пьезоэлектрическим откликом: наличие данного выброса, вероятнее всего, связано с фотовольтаическим откликом. Об этом свидетельствует тот факт, что выброс наблюдается только при включении освещения.

Для МСЭП-структуры на основе тонкой пленки LiTaO_3 пьезоэлектрические измерения проводились без использования операционного усилителя. Соотношение фазы опорного сигнала и фазы пьезоэлектрического сигнала свидетельствует о направлении вектора самопроизвольной поляризации от подложки к верхнему электроду. Это также подтверждается исследованиями локального пьезоэлектрического отклика [А3].

3.2. Вольт-амперные характеристики МСЭП-структур на основе тонких пленок LiNbO_3 и LiTaO_3

Исследована электропроводность МСЭП-структур на основе тонких пленок ниобата лития и танталата лития. Для этого проведены измерения зависимости силы тока, проходящего через образец, от приложенного к образцу напряжения смещения. Интервал напряжений, в котором осуществлялись исследования вольт-амперных характеристик, составлял от -5 до 5 В. Зарегистрированная зависимость силы тока от напряжения $I(U)$ преобразовывалась в зависимость плотности тока от напряженности электрического поля $J(E)$ с учетом характеристик образцов.

На рисунке 3.3 представлена ВАХ для МСЭП-структуры на основе тонкой пленки ниобата лития, синтезированной методом ВЧ магнетронного распыления. Зависимость в целом имеет диодный характер. Полярность, при которой к верхнему электроду приложен положительный потенциал (на рисунке 3.3 $E > 0$), является пропускной; обратная полярность ($E < 0$) является запирающей. При приложении к верхнему электроду положительного

потенциала в интервале полей $0 < E < 3,0$ МВ/м плотность тока слабо возрастает до значения примерно $0,0041$ А/м². Данный участок лучше всего аппроксимируется прямой. Далее наблюдается резкое увеличение плотности тока. Приложение к верхнему электроду образца отрицательного потенциала (см. вставку на рисунке 3.3) демонстрирует в интервале полей от 0 до $-1,1$ МВ/м почти линейное слабое возрастание плотности тока до величины примерно $-0,0009$ А/м². Дальнейшее увеличение напряженности поля вплоть до значения $-25,0$ МВ/м демонстрирует повышение тока утечки. Ток утечки при данном значении поля примерно в 260 раз меньше, чем ток, протекающий в пропускном направлении.

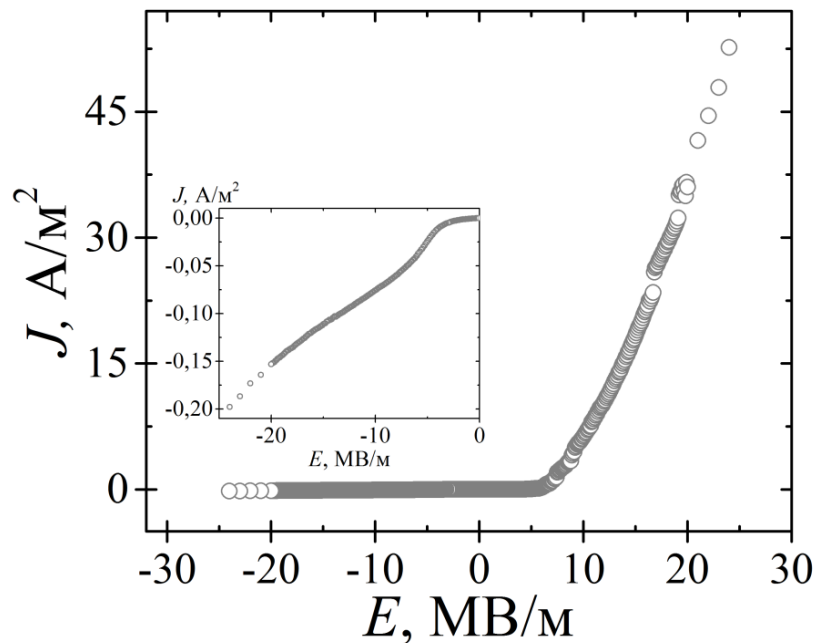


Рисунок 3.3 – Вольт-амперная характеристика для тонкопленочной МСЭП-структуры на основе LN. Вставка – область $E < 0$ в увеличенном масштабе

На рисунке 3.4 представлена вольт-амперная характеристика структуры металл/сегнетоэлектрик/полупроводник на основе тонкой пленки танталата лития, синтезированной на кремниевой подложке методом ВЧ магнетронного распыления. Зависимость имеет диодный характер; полярность при направлении вектора напряженности электрического поля от верхнего

электрода к подложке является пропускной, от подложки к верхнему электроду – запорной. При $E > 0$ в интервале от 0 до 1,9 МВ/м ВАХ лучше всего аппроксимируется прямой: в данном интервале ток возрастает крайне слабо – плотность тока не превышает $0,00002 \text{ А/м}^2$. В отрицательных полях близкий к линейному участок наблюдается в интервале от 0 до $-7,3 \text{ МВ/м}$: плотность тока здесь также возрастает крайне слабо и её значения не превышают $-0,00004 \text{ А/м}^2$.

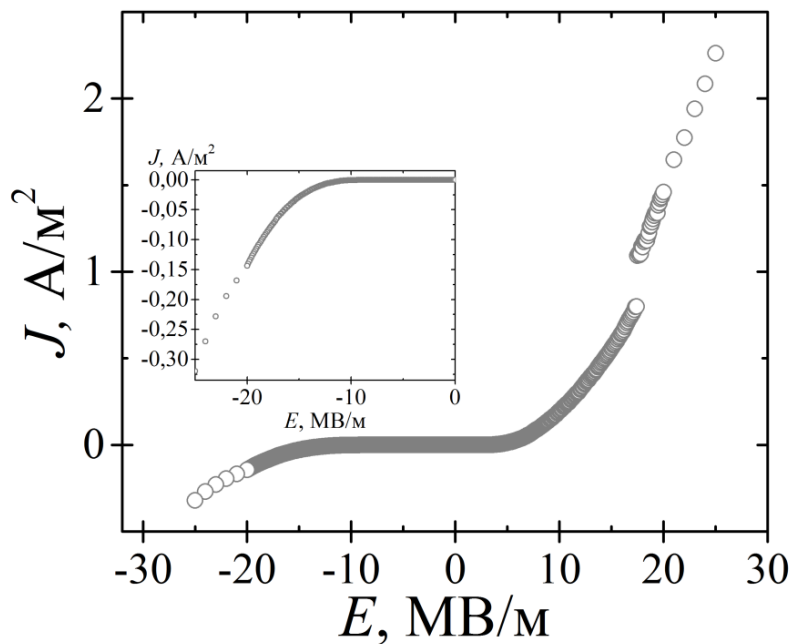


Рисунок 3.4 – Зависимость плотности тока от величины напряженности приложенного постоянного электрического поля для МСЭП-структуры на основе танталата лития. Вставка – область $E < 0$ в увеличенном масштабе

Как можно видеть из рисунков 3.3 и 3.4, в больших полях плотность тока для МСЭП-структуры на основе ниобата лития при приложении к верхнему электроду положительного потенциала на порядок превосходит аналогичную характеристику для образцов ЛТ, хотя в малых полях ($0 < E < 5 \text{ МВ/м}$) плотности тока для обеих структур имеют значения сопоставимые по величине. В малых положительных полях плотность тока структуры $\text{Ag/LiTaO}_3/\text{Si}$ возрастает значительно медленнее, чем у структуры на основе LN. При приложении к верхнему электроду отрицательного потенциала в малых полях

плотность тока утечки образца LT также растет значительно медленнее, чем плотность тока структуры на основе LiNbO_3 . Но с увеличением напряженности поля эти значения приобретают сопоставимые значения, а при $E > 21$ МВ/м плотность тока утечки в МСЭП-структуре $\text{Ag/LiTaO}_3/\text{Si}$ превосходит плотность тока утечки в МСЭП-структуре $\text{Cu/LiNbO}_3/\text{Si}$.

Для каждого из образцов на основе ВАХ при малых напряженностях электрического поля вычислены значения удельной электрической проводимости. Удельная электропроводность рассчитывалась для положительных и отрицательных полей отдельно (σ_+ и σ_- соответственно). Полученные значения представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Значения удельной электропроводности, рассчитанные при малых значениях напряженности электрического поля

Структура	σ_+ , нСм/м	σ_- , нСм/м
$\text{Cu/LiNbO}_3/\text{Si}$	$1,02 \pm 0,18$	$0,79 \pm 0,14$
$\text{Ag/LiTaO}_3/\text{Si}$	$(4,9 \pm 1,0) \cdot 10^{-3}$	$(2,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$

Структура на основе LT обладает меньшей удельной проводимостью, чем МСЭП-структура $\text{Cu/LiNbO}_3/\text{Si}$.

3.3. Вольт-фарадные характеристики МСЭП-структур на основе тонких пленок LiNbO_3 и LiTaO_3

В работе проведено измерение зависимости электрической емкости C исследуемых МСЭП-структур от величины приложенного смещающего напряжения U . Измерения проводились при напряжении и частоте измерительного сигнала, равным 0,04 В и 1 кГц соответственно. Полученные экспериментально зависимости $C(U)$ преобразовывались в зависимости $C(E)$ с учетом характеристик исследуемых структур.

На рисунке 3.5 представлена зависимость электрической емкости от напряженности внешнего электрического поля для МСЭП-структуры, содержащей тонкую пленку ниобата лития. Из рисунка видно, что наибольшее

изменение значения C претерпевают при приложении к верхнему электроду положительного потенциала. При $E = 0$ электрическая емкость примерно равна 2,8 нФ. При увеличении напряженности электрического поля (на верхнем электроде положительный потенциал) происходит увеличение значений емкости, и при $E = 5,1$ МВ/м зависимость демонстрирует наличие максимума емкости: здесь $C \approx 8,5$ нФ. Дальнейшее повышение напряженности поля приводит к уменьшению значений C . Подключение к верхнему электроду отрицательного потенциала приводит к уменьшению величины электрической емкости при повышении напряженности электрического поля.

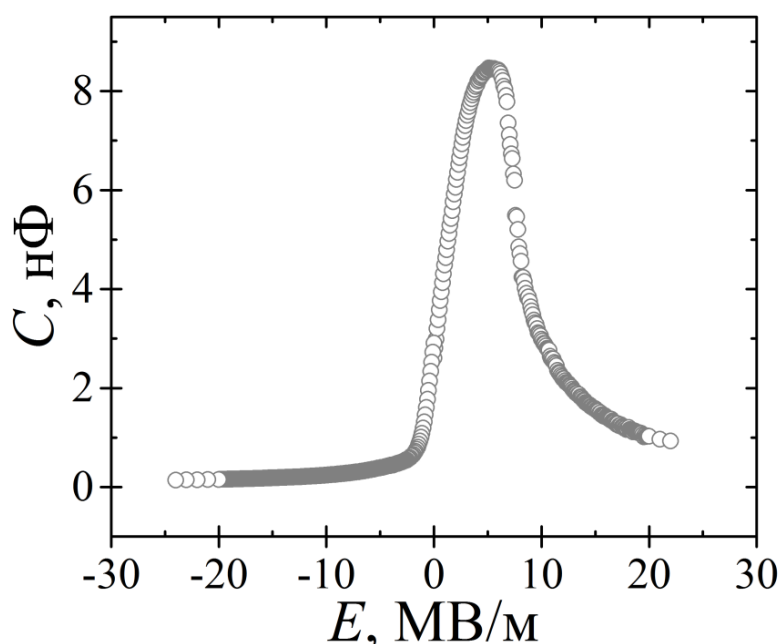


Рисунок 3.5 – Зависимость величины электрической емкости от напряженности внешнего электрического поля для МСЭП-структуры на основе тонкой пленки ниобата лития

Зависимость $C(E)$ для тонкопленочной МСЭП-структуры на основе танталата лития представлена на рисунке 3.6. Из рисунка видно, что в интервале напряженностей поля от $-12,5$ до 4 МВ/м зависимость почти параллельна оси абсцисс: на этом участке значения емкости колеблются в пределах $0,35 - 0,36$ нФ. При дальнейшем увеличении напряженности поля как

при помещении на верхний электрод положительного потенциала, так и при обратной полярности значения емкости начинают возрастать.

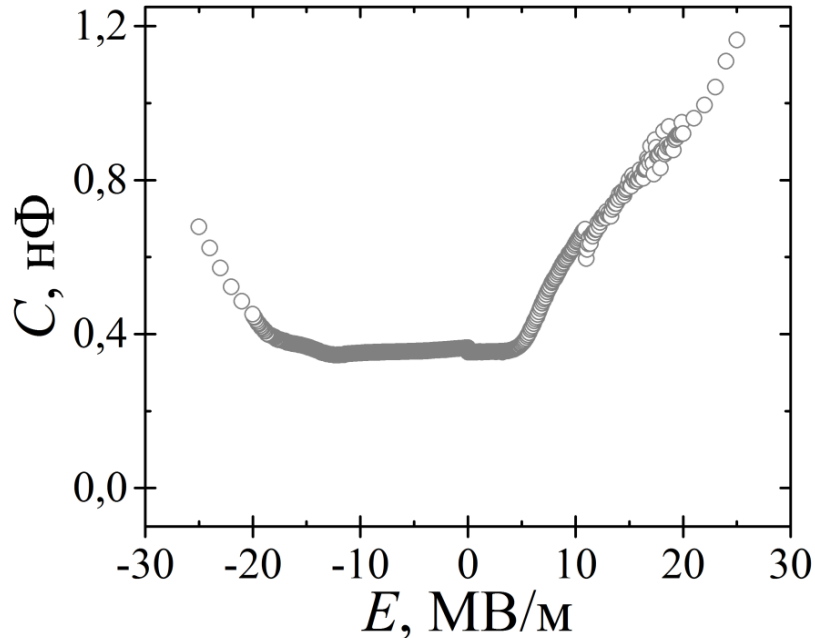


Рисунок 3.6 – Вольт-фарадная характеристика для МСЭП-структуры на основе тонкой пленки танталата лития

Из рисунков 3.5 – 3.6 видно, что зависимости смещены по оси абсцисс относительно нуля. Причиной этого является наличие в структурах естественной униполярности.

3.4. Частотные зависимости диэлектрических характеристик МСЭП-структур на основе тонких пленок LiNbO_3 и LiTaO_3

В работе проведены исследования зависимости диэлектрических параметров изучаемых МСЭП-структур от частоты переменного напряжения. Величина измерительного сигнала составляла 0,04 В. Исследования проводились во всем интервале рабочих частот измерительного прибора – от 25 Гц до 1 МГц. В данном разделе представлены результаты, полученные в ходе экспериментов.

На рисунке 3.7 (а) изображена зависимость электрической емкости от частоты измерительного сигнала в полулогарифмическом масштабе для МСЭП-структуры на основе тонкой сегнетоэлектрической пленки ниобата лития. Можно видеть, что для образца наблюдается дисперсия емкости, причем зависимость C от f имеет нелинейный характер. Уменьшение значений емкости при увеличении частоты приложенного переменного напряжения наблюдается во всем диапазоне частот. При этом электрическая емкость сильнее всего изменяется при приложении к гетероструктуре измерительного сигнала со значениями частоты, лежащими в интервале от 25 Гц до 1 кГц. Здесь емкость претерпевает изменение от $C \approx 11,5$ нФ до $C \approx 2,3$ нФ. Увеличение частоты переменного напряжения выше 1 кГц приводит к малому падению значений емкости. В диапазоне $f = 1$ кГц – 1 МГц величина C изменяется примерно на 2,1 нФ.

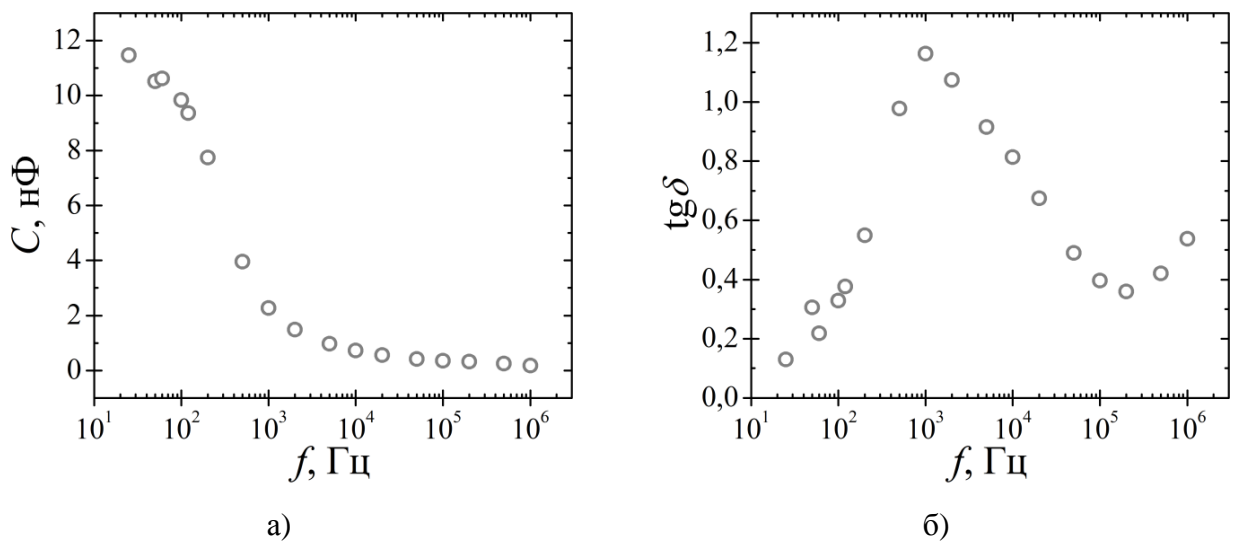


Рисунок 3.7 – Частотные зависимости электрической емкости (а) и тангенса угла диэлектрических потерь (б) в полулогарифмическом масштабе для МСЭП-структуры на основе тонкой пленки ниобата лития

На рисунке 3.7 (б) изображена зависимость тангенса угла диэлектрических потерь ($\text{tg}\delta$) от частоты измерительного сигнала. Данная зависимость носит нелинейный характер. При частотах от 25 Гц до 1 кГц наблюдается рост значений тангенса угла диэлектрических потерь. Причем на

частоте 25 Гц $\operatorname{tg}\delta$ принимает свое минимальное значение, равное примерно 0,13, а при $f = 1$ кГц величина $\operatorname{tg}\delta$ достигает максимального значения, равного примерно 1,16. Дальнейшее увеличение частоты внешнего электрического поля приводит к падению значений тангенса угла диэлектрических потерь. Величина $\operatorname{tg}\delta$ достигает своего второго минимума (примерно 0,36) на частоте 200 кГц. Последующее увеличение частоты внешнего электрического поля вызывает возрастание значений $\operatorname{tg}\delta$ и, вероятнее всего, приведет к появлению второго максимума при $f > 1$ МГц, который мог бы наблюдаться при расширении частотного диапазона.

На рисунке 3.8 (а) представлена дисперсионная зависимость электрической емкости для МСЭП-структуры, содержащей тонкий слой танталата лития. Емкость для данной структуры в общем имеет величину меньше, чем для структуры с тонкой пленкой LiNbO_3 . Максимум C , так же как и у пленочной структуры на основе ниобата лития, наблюдается при частоте 25 Гц. При этой частоте внешнего электрического поля емкость составляет 3,4 нФ. С увеличением частоты для гетероструктуры на основе ЛТ также наблюдается уменьшение величины электрической емкости. При этом сильное падение значений емкости имеет место в интервале частот от 25 Гц до 2 кГц: здесь емкость изменяется от ~3,4 нФ до ~0,8 нФ. Увеличение частоты измерительного сигнала выше 2 кГц демонстрирует менее резкое уменьшение значений электрической емкости. В диапазоне частот от 2 кГц до 1 МГц значения C меняются от примерно 0,8 нФ до примерно 0,2 нФ.

Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь от частоты внешнего электрического поля для структуры $\text{Ag/LiTaO}_3/\text{Si}$ представлена на рисунке 3.8 (б). Для данной МСЭП-структуры также имеет место дисперсия $\operatorname{tg}\delta$. При этом стоит отметить, что зависимости $\operatorname{tg}\delta(f)$ обеих структур являются подобными. Для пленочной структуры, содержащей ЛТ, так же как для гетероструктуры на основе ниобата лития, тангенс угла диэлектрических потерь принимает минимальное значение при 25 Гц:

для LiTaO_3 $\text{tg}\delta(f) \approx 0,21$, в то время как для LiNbO_3 $\text{tg}\delta(f) \approx 0,13$. Увеличение частоты влечет возрастание тангенса угла диэлектрических потерь пленочной структуры на основе танталата лития: $\text{tg}\delta$ для этого образца, так же как для структуры, содержащей тонкую пленку LN, достигает максимального значения при $f = 1$ кГц. Тангенс примерно равен 0,72 при 1 кГц. Далее происходит уменьшение значений $\text{tg}\delta$ до примерно 0,27 на частоте 50 кГц – зависимость $\text{tg}\delta(f)$ демонстрирует наличие второго минимума для пленочной структуры на основе танталата лития, так же как и для структуры на основе ниобата лития (Рисунок 3.7 б). При этом для гетероструктуры, содержащей LT, минимум наблюдается при более низкой частоте. Увеличение частоты выше 50 кГц приводит к увеличению значений $\text{tg}\delta$, что также позволяет предположить о существовании следующего максимума тангенса угла диэлектрических потерь.

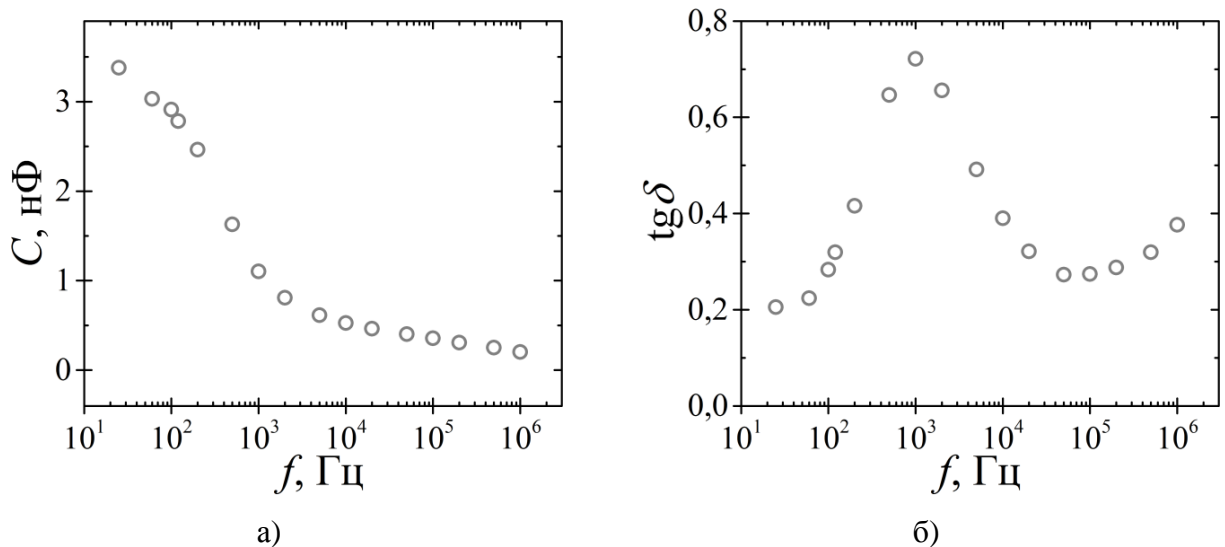


Рисунок 3.8 – Зависимости C (а) и $\text{tg}\delta$ (б) от f в логарифмическом масштабе для структуры на основе LiTaO_3

Величина низкочастотной диэлектрической проницаемости, рассчитанная для МСЭП-структуры на основе тонкой пленки LN, составляет 55 ± 9 ; для МСЭП-структуры на основе тонкой пленки LT – $4,8 \pm 0,6$.

Глава 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЯ

4.1. Анализ пироэлектрического отклика МСЭП-структур на основе тонких пленок LiNbO_3 и LiTaO_3 на воздействие модулированного лазерного излучения

В ходе исследования проведен анализ пироэлектрических откликов, представленных в параграфе 3.1, для МСЭП-структур на основе тонких пленок ниобата лития и танталата лития.

На основании пирооткликов образцов при различных частотах модуляции теплового потока построены частотные зависимости пиротока, представленные на рисунках 4.1 – 4.2. На низких частотах модуляции теплового потока (до 10 Гц для пленок ниобата лития и до 30 Гц для пленок танталата лития) величина пироэлектрического отклика остается практически неизменной.

На рисунке 4.1 изображена зависимость величины пироэлектрического тока от частоты модуляции теплового потока ($f_{\text{п}}$) для МСЭП-структуры на основе тонкой пленки LN, синтезированной методом высокочастотного магнетронного распыления. На частотах ниже 10 Гц как для светового, так и для темного участков (под «световым участком» подразумевается, что световой поток включен; под «темновым» – световой поток выключен) наблюдается максимальное значение амплитуды пироэлектрического тока, соответствующее начальному выбросу (Рисунок 3.1 а – б). Причем величина выброса для темного участка превосходит величину для светового участка: $I_{\text{п}}^{\text{TM}} \approx 0,28$ мкА против $I_{\text{п}}^{\text{CB}} \approx 0,26$ мкА. Этот участок частотной характеристики соответствует режиму одиночного импульса, при котором тепловая волна, генерируемая поглощенным излучением, проходит через всю структуру, уходит в подложку и температура пленки перестает меняться. В интервале частот 10 – 200 Гц для светового участка и 10 – 500 Гц для темного участка наблюдается почти линейное уменьшение амплитуды пироэлектрического тока до значения $I_{\text{п}} \approx 0,15$ мкА на частоте 200 Гц для светового участка и до того же значения

тока на частоте 500 Гц для темнового участка. При этом на данных интервалах частот амплитуда для темнового участка превышает амплитуду для светового участка не более чем на 0,04 мкА. Данный интервал соответствует переходу от режима одиночного импульса к режиму регулярного нагрева, при котором средняя температура образца в течение как светового, так и темнового участков изменяется по линейному закону. Для этого режима характерно, что при высоких частотах модуляции (для светового участка $f_{\Pi} > 200$ Гц, для темнового участка $f_{\Pi} > 500$ Гц) значение амплитуды остается практически неизменным и имеет значение $I_{\Pi} \approx 0,15$ мкА.

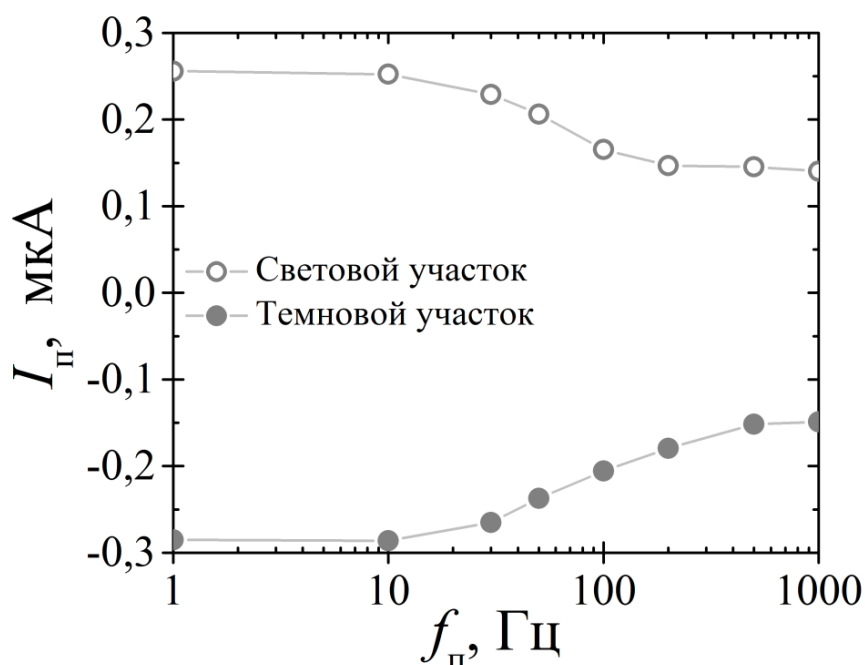


Рисунок 4.1 – Частотная зависимость амплитуды пирозлектрического сигнала в полулогарифмическом масштабе для МСЭП-структуры на основе тонкой пленки ниобата лития

На рисунке 4.2 представлена частотная зависимость амплитуды пирозлектрического тока для МСЭП-структуры на основе LiTaO_3 . Из рисунка видно, что амплитуда пирозлектрического тока практически не изменяется до частоты 30 Гц как для темнового, так и для светового участков, что характерно режиму одиночного импульса. На этом интервале частот значение пиротока для светового участка превосходит значение пиротока для темнового участка

примерно на 0,02 мкА ($I_{\Pi}^{CB} \approx 0,19$ мкА, $I_{\Pi}^{TM} \approx 0,17$ мкА). При $30 < f_{\Pi} < 500$ Гц происходит уменьшение амплитуды пироэлектрического тока. Для светового участка ток изменяется от значения $\sim 0,19$ мкА при 30 Гц до $\sim 0,11$ мкА при 500 Гц, для темнового участка – от $\sim 0,17$ мкА при 30 Гц до $\sim 0,10$ мкА при 500 Гц. Величина пироэлектрического тока для светового участка на этом интервале частот превосходит величину пиротока для темнового участка приблизительно на 0,01 – 0,02 мкА. Дальнейшее увеличение частоты модуляции ($f_{\Pi} > 500$ Гц) не приводит к значительным изменениям величины пироотклика ($I_{\Pi} \approx 0,10$ мкА), что характерно для режима одиночного импульса.

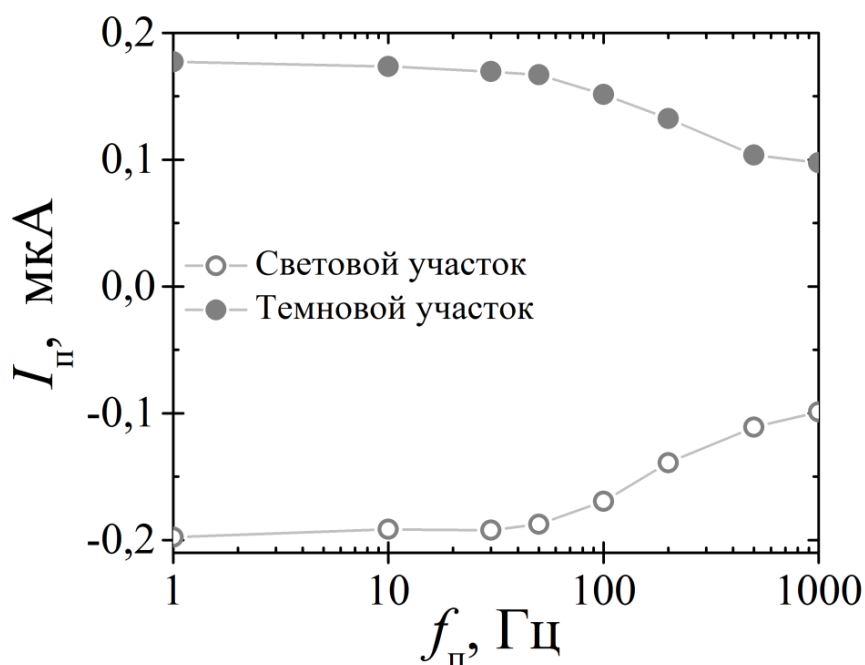


Рисунок 4.2 – Частотная зависимость пироэлектрического сигнала в полулогарифмическом масштабе для МСЭП-структуры на основе тонкопленочного танталата лития

На основе полученных экспериментально данных проведена оценка величины пироэлектрических коэффициентов исследуемых пленок. Оценка усредненного по толщине образца значения пироэлектрического коэффициента производилась по формуле (2.3), приведенной в пункте 2.2.1 параграфа 2.2. Объемная теплоемкость c' рассчитывалась по формуле

$$c' = \frac{C_M \cdot \rho}{M}, \quad (4.1)$$

где C_M – молярная теплоемкость, M – молярная масса. При расчетах учитывалось, что $W = 220$ мВт, а также использовались значения постоянных, представленные в таблице 2 (в квадратных скобках указан литературный источник).

Таблица 2 – Значения, используемые в расчетах пироэлектрического коэффициента

Вещество	C_M , кал/(моль·К)	ρ , кг/м ³	M , кг/моль	η (ИК-излучение)
LiNbO ₃	21,8 [32,145]	4640 [146]	0,148	–
LiTaO ₃	24,0 [145]	7454 [146]	0,236	–
Cu	–	–	–	~0,05 [147,148]
Ag	–	–	–	~0,01 [149]

Результаты расчетов пироэлектрического коэффициента для исследуемых образцов, а также табличные значения пироэлектрического коэффициента для объемных кристаллов ниобата лития и танталата лития представлены в таблице 3.

Таблица 3 – Расчетные и табличные значения пироэлектрического коэффициента материалов

Структура	p , мкКл/(м ² ·К)	
	Рассчитанное значение	Табличное значение для соответствующего объемного сегнетоэлектрика
Cu/LiNbO ₃ /Si	15	93,2 – 103,9 [57,150]
Ag/LiTaO ₃ /Si	64	180 [58]

Из таблицы 3 видно, что значение пироэлектрического коэффициента для образца Cu/LiNbO₃/Si в 6 раз меньше, чем для объемного материала LiNbO₃; для образца Ag/LiTaO₃/Si – в 3 раз меньше, чем для объемного материала LiTaO₃. Малые значения пироэлектрического коэффициента могут быть связаны с тем, что вектор спонтанной поляризации во всех зернах или в части зерен пленки направлен не перпендикулярно поверхности пленки: часть зерен поляризована в плоскости образца либо под углом к плоскости образца.

4.2. Механизмы электрической проводимости в МСЭП-структурах на основе тонких пленок LiNbO_3 и LiTaO_3

Вольт-амперные характеристики исследуемых образцов представлены в параграфе 3.2. ВАХ структур имеют нелинейные участки, что свидетельствует о наличии нескольких механизмов переноса заряда в изучаемых тонкопленочных гетероструктурах. Для выявления доминирующих в образцах механизмов проводимости ВАХ перестраивались в координатах, соответствующих определенным механизмам проводимости (см. параграф 2.3).

На рисунке 4.3 в логарифмическом масштабе представлена зависимость плотности тока от приложенного напряжения смещения (к верхнему электроду приложено положительное напряжение) для МСЭП-структуры на основе тонкой пленки ниобата лития, синтезированной методом высокочастотного магнетронного распыления. Можно видеть, что зависимость $J(U)$ имеет несколько участков, которые можно аппроксимировать прямыми. Подобное поведение ВАХ свидетельствует о том, что доминирующим механизмом проводимости при $U > 0$ является ток, ограниченный пространственным зарядом. Участок 1 на рисунке 4.3 соотносится с участком близким к линейному при малых напряженностях поля на ВАХ в линейном масштабе (Рисунок 3.3). Данный участок наблюдается в интервале напряжений от 0 до 0,6 В ($E = 0 - 3,0$ МВ/м). Из пересечения прямой 1 (Рисунок 4.3) с осью ординат можно рассчитать величину удельной электропроводности: она составляет около 1,21 нСм/м, что согласуется с величиной, полученной в параграфе 3.2. Область 2 на рисунке 4.3 описывается близкой к квадратичной зависимостью плотности тока от напряжения и характеризуется примерно двукратным увеличением коэффициента наклона прямой по сравнению с областью 1. Наличие участка 2 связано со структурными дефектами в кристаллической пленке – ловушками. Дальнейшее увеличение напряжения выше $U_{\text{ПЗЛ}}$ приводит к резкому возрастанию плотности тока – участок 3 на рисунке 4.3. Участок 4 характеризует безловушечный ТОПЗ, для него также

свойственна близкая к квадратичной зависимость плотности тока от напряжения. Из рисунка 4.3 видно, что при $U_{\text{Л}} > U > U_{\text{ПЗЛ}}$ экспериментально наблюдаемая плотность тока (участок 2) значительно ниже, чем плотность тока, полученная экстраполяцией для безловушечного ТОПЗ (участок 4), при тех же значениях напряжения. Это объясняется тем, что эффективная дрейфовая скорость носителей заряда снижается из-за процессов их захвата и освобождения ловушками. Такое торможение носителей заряда приводит к уменьшению уровня ТОПЗ в сравнении с безловушечным диэлектриком [56]. С увеличением электрического напряжения выше $U_{\text{ПЗЛ}}$ концентрация инжектированных носителей начинает превосходить концентрацию ловушек и носители заряда не могут тормозиться ловушками: происходит резкий рост плотности тока (участок 3 на рисунке 4.3) [56].

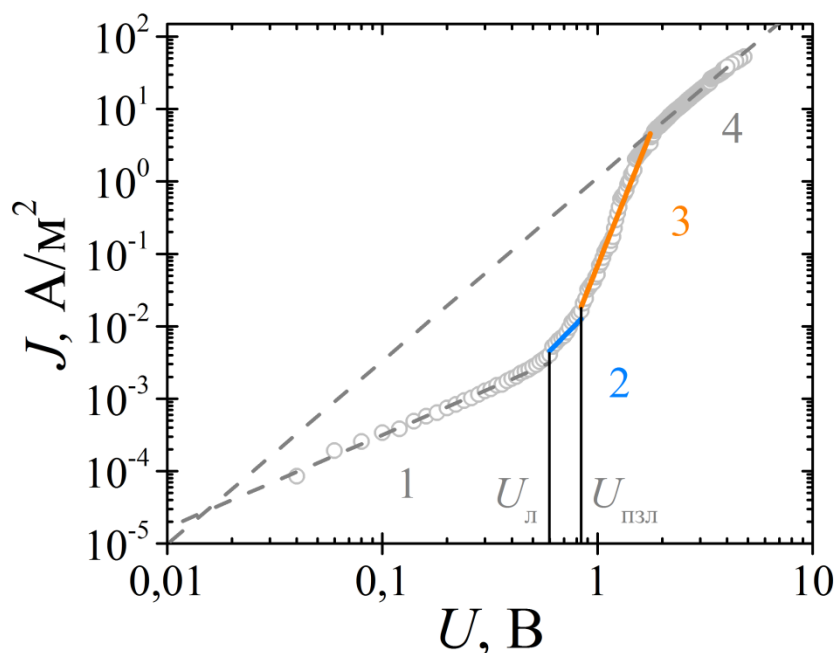


Рисунок 4.3 – Вольт-амперная характеристика при прямом смещении для МСЭП-структуры на основе тонкой пленки ниобата лития в логарифмическом масштабе. К верхнему электроду приложен положительный потенциал

Согласно рисунку 4.3, $U_{\text{ПЗЛ}} \approx 0,82$ В. Используя данное значение, можно рассчитать концентрацию ловушек с помощью выражения [75]:

$$U_{\text{ПЗЛ}} = \frac{qN_T d^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon_s}, \quad (4.2)$$

где N_T – концентрация ловушек. При расчетах величина ε_s для ниобата лития принималась примерно равной 28,7 [29]. Значение N_T составляет примерно $7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

В ходе анализа ВАХ тонкопленочной структуры на основе ниобата лития также установлены механизмы проводимости, проявляющиеся сильнее, когда вектор напряженности внешнего электрического поля направлен от подложки к верхнему электроду (к верхнему электроду приложен отрицательный потенциал). Зависимости плотности тока от величины электрического поля для установленных в ходе исследования механизмов переноса заряда представлены на рисунке 4.4. Как говорилось ранее (см. параграф 3.2), в интервале напряжений от 0 до 0,22 В ($E = 0 - 1,1 \text{ МВ/м}$) ВАХ в линейном масштабе лучше всего аппроксимируется прямой. При дальнейшем увеличении напряженности электрического поля происходит отступление ВАХ от линейного закона. Анализ показал, что при $U > 0,22 \text{ В}$ ($E > 1,1 \text{ МВ/м}$) наблюдается участок, на котором доминирующим механизмом проводимости является прыжковая проводимость (Рисунок 4.4 а).

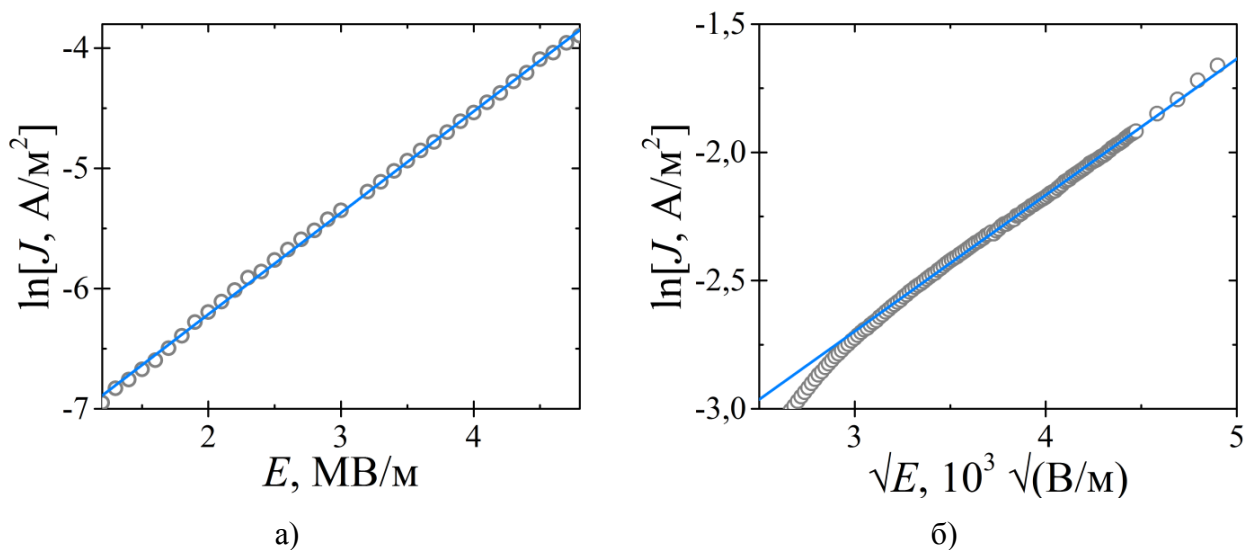


Рисунок 4.4 – Вольт-амперная характеристика для структуры Cu/LiNbO₃/Si: а) зависимость $\ln J(E)$, характерная прыжковой проводимости; б) зависимость $\ln J(\sqrt{E})$, характерная эмиссии Шоттки. К верхнему электроду приложен отрицательный потенциал

Как сказано в пункте 1.4.2, зависимость плотности тока от напряженности приложенного поля для прыжковой проводимости задается следующим выражением [75]:

$$J = qa_{\text{п}}n_e v_e \exp\left(\frac{qa_{\text{п}}E}{kT} - \frac{E_a}{kT}\right). \quad (4.3)$$

С помощью коэффициента наклона прямой на зависимости $\ln J$ от E (Рисунок 4.4 а) и выражения (4.3) рассчитана средняя длина прыжка: $a_{\text{п}} \approx 21$ нм. С другой стороны, среднюю длину прыжка (среднее расстояние между ловушками), возведенную в третью степень, можно определить как объем, приходящийся на одну ловушку. При этом объем, приходящийся на одну ловушку, равен N_T^{-1} . Тогда среднюю длину прыжка можно рассчитать из выражения:

$$a_{\text{п}} = N_T^{-\frac{1}{3}}. \quad (4.4)$$

Величина $a_{\text{п}}$, рассчитанная из (4.4), составляет примерно 24 нм, что согласуется со значением, полученным из наклона прямой на зависимости $\ln J$ от E .

Увеличение напряжения более 1,98 В ($E = 9,9$ МВ/м) при подключенном к верхнему электроду отрицательном потенциале приводит к появлению линейного участка на зависимости $\ln J$ от \sqrt{E} , что свидетельствует о преобладании эмиссии Шоттки в качестве механизма проводимости (Рисунок 4.4 б). Как говорилось в пункте 1.4.1, зависимость плотности тока от напряженности электрического поля для эмиссии Шоттки описывается выражением (1.4). Из наклона прямой на зависимости $\ln J$ от \sqrt{E} (Рисунок 4.4 б) с помощью выражения (1.4) рассчитана оптическая диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_r \approx 7,9$. Известно, что $\varepsilon_r = n^2$, где n – показатель преломления. В нашем случае $n \approx 2,8$, что согласуется с табличными данными для ниобата лития ($n \approx 2,4$ [151,152]).

Анализ вольт-амперных характеристик с целью определения механизмов проводимости осуществлен также для МСЭП-структур, включающих тонкую пленку танталата лития, нанесенную на кремниевую подложку методом

высокочастотного магнетронного распыления. Как указывалось ранее (см. параграф 3.2), при приложении к верхнему электроду положительного потенциала на ВАХ в линейном масштабе (Рисунок 3.4) наблюдается близкое к линейному возрастание плотности тока в интервале $0 < U < 0,38$ В ($0 < E < 1,9$ МВ/м). На рисунке 4.5 представлена вольт-амперная характеристика в логарифмическом масштабе при прямом смещении (на верхнем электроде положительный потенциал) для гетероструктуры Ag/LiTaO₃/Si. На зависимости наблюдается наличие нескольких почти линейных участков. Это может свидетельствовать о том, что при направлении вектора напряженности внешнего электрического поля от верхнего электрода к подложке основным механизмом проводимости, посредством которого осуществляется перенос носителей через структуру, является ток, ограниченный пространственным зарядом. Близкому к линейному участку ВАХ в линейном масштабе при малых полях (см. рисунок 3.4) соответствует участок 1 на рисунке 4.5. Удельная электропроводность, рассчитанная из пересечения аппроксимирующей прямой 1 с осью ординат, примерно равна $7,3 \cdot 10^{-3}$ нСм/м, что находится в согласии с электропроводностью, определенной из ВАХ в линейном масштабе (см. параграф 3.2). Ток в интервале от $U_{л} \approx 0,38$ В до $U_{ПЗЛ} \approx 0,50$ В (участок 2 на рисунке 4.5) соответствует ловушечному ТОПЗ. Величина плотности ловушек N_T , определенная для пленки LT с помощью $\epsilon_s \approx 43,4$ [29], $U_{ПЗЛ} \approx 0,50$ В и выражения (4.2), имеет значение около $6 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Дальнейшее увеличение напряжения приводит к резкому возрастанию плотности тока, что свидетельствует о полном заполнении ловушек (участок 3 на рисунке 4.5), и переходу к безловушечному ТОПЗ (участок 4 на рисунке 4.5).

При приложении к верхнему электроду гетероструктуры Ag/LiTaO₃/Si отрицательного потенциала и при малых напряжениях, как говорилось в параграфе 3.2, ВАХ образца лучше всего аппроксимируется прямой в

интервале от 0 до 1,46 В (от 0 до 7,3 МВ/м). Увеличение напряжения смещения выше 1,46 В приводит к отступлению ВАХ от закона, близкого к линейному.

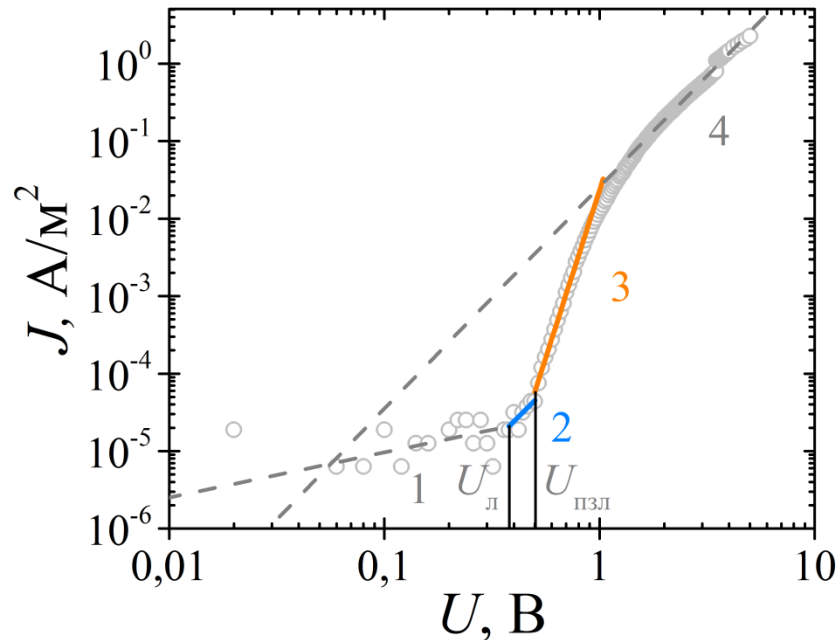


Рисунок 4.5 – Вольт-амперная характеристика в логарифмическом масштабе при прямом смещении для МСЭП-структуры на основе тонкой пленки ЛТ. К верхнему электроду приложен положительный потенциал

На рисунке 4.6 представлены вольт-амперные характеристики в различных координатах для МСЭП-структуры на основе тонкой пленки ЛТ при приложении к верхнему электроду отрицательного потенциала. В интервале напряжений от 1,46 до 2,20 В ($E = 7,3 - 11,0$ МВ/м) линейный участок имеется на зависимости $\ln J(E)$: здесь наиболее сильно проявляющимся механизмом проводимости является прыжковая проводимость (Рисунок 4.6 а). Из наклона прямой рассчитана средняя длина прыжка $a_{\text{п}} \approx 25$ нм. Это значение согласуется с величиной $a_{\text{п}}$, рассчитанной из плотности ловушек N_T : $a_{\text{п}} \approx 26$ нм. Дальнейшее увеличение напряжения приводит к тому, что перенос носителей заряда в образце осуществляется посредством тока, ограниченного пространственным зарядом, о чем свидетельствует линейный участок на зависимости $J(E^2)$ (Рисунок 4.6 б).

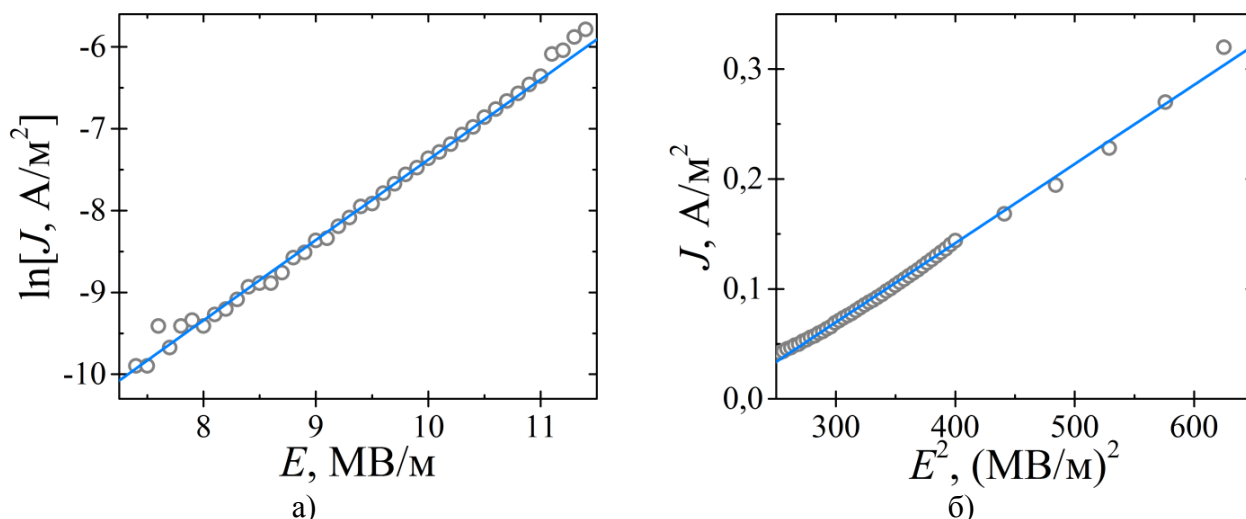


Рисунок 4.6 – ВАХ для тонкопленочной МСЭП-структуры на основе танталата лития: а) зависимость $\ln J(E)$, характерная прыжковой проводимости; б) зависимость $J(E^2)$, характерная ТОПЗ. К верхнему электроду приложен отрицательный потенциал

4.3. Определение величины потенциального барьера на интерфейсе в МСЭП-структурах на основе тонких пленок LiNbO_3 и LiTaO_3

Для определения величины потенциального барьера на интерфейсах использовались методы, описанные в параграфе 2.4.

– **Метод Родерика.** На основе ВАХ, представленных в параграфе 3.2, построены зависимости $\ln \left[J / \left\{ 1 - \exp \left(\frac{-qU}{kT} \right) \right\} \right]$ от U . Из характеристик прямолинейного участка на полученных зависимостях при прямом смещении и малых напряжениях найдены значения величины потенциального барьера и коэффициента идеальности.

На рисунке 4.7 представлены зависимости $\ln \left[J / \left\{ 1 - \exp \left(\frac{-qU}{kT} \right) \right\} \right]$ от U для МСЭП-структур на основе тонких пленок ниобата лития и танталата лития на кремниевых подложках.

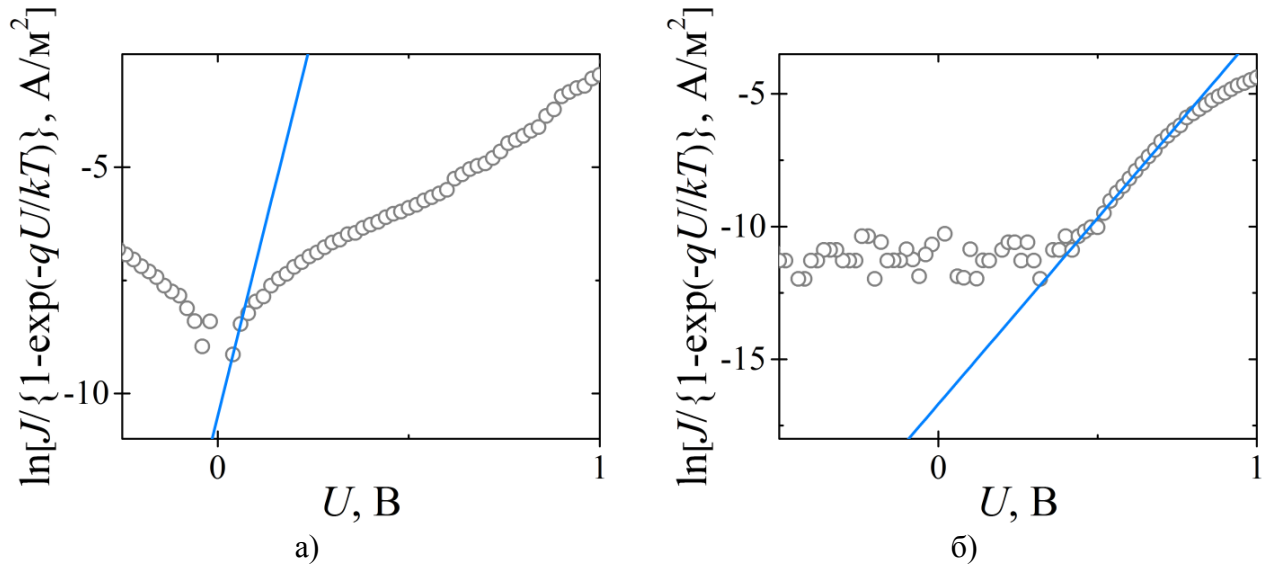


Рисунок 4.7 – Зависимость $\ln \left[\frac{J}{1 - \exp\left(\frac{-qU}{kT}\right)} \right]$ от напряжения смещения для МСЭП-структур на основе тонкопленочных LN (а) и LT (б)

Из графика для МСЭП-структуры на основе ниобата лития, представленного на рисунке 4.7 (а), определено, что $\ln J_0 \approx -10,49$, а коэффициент наклона прямой $\beta_R \approx 33,88$. С помощью уравнения (2.9) найдена эффективная высота потенциального барьера φ_e , которая примерно равна 0,84 эВ. Было также рассчитано значение коэффициента идеальности по формуле (2.10) – $n_{id} \approx 1,2$. При расчете эффективной постоянной Ричардсона A^* величина эффективной массы электрона для ниобата лития принималась равной $0,058m_0$, где m_0 – масса электрона в вакууме [153].

Для гетероструктуры Ag/LiTaO₃/Si определенные с помощью графика, представленного на рисунке 4.7 (б), значения $\ln J_0$ и коэффициента наклона прямой β_R равны примерно $-16,69$ и $14,02$ соответственно. Для расчета величины потенциального барьера значение эффективной массы электрона в танталате лития принималось равным $0,098m_0$ [153]. Расчеты показали, что для образца на основе LT $\varphi_e \approx 1,01$ эВ, $n_{id} \approx 2,8$.

– **Метод Чуна-Чуна.** Для применения данного метода построены зависимости $dU/d(\ln J)$ от J и, согласно выражению (2.17), H от J . Соответствующие зависимости для гетероструктур на основе ниобата лития и танталата лития представлены на рисунке 4.8.

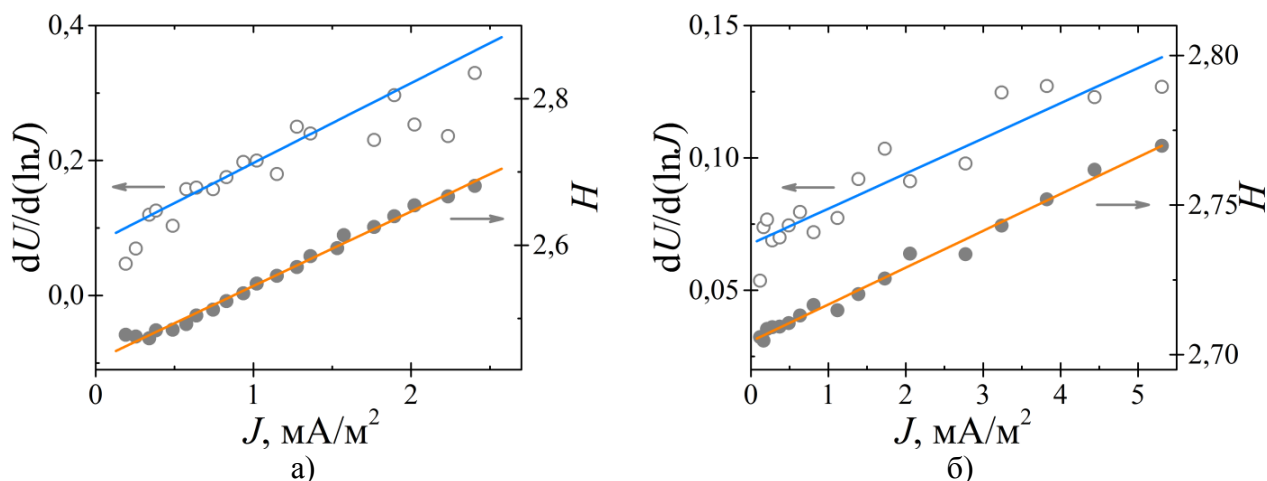


Рисунок 4.8 – Зависимости $dU/d(\ln J)$ и H от плотности тока для МСЭП-структур на основе тонкой пленки ниобата лития (а) и танталата лития (б)

Из прямых на зависимостях $dU/d(\ln J)$ от J , согласно выражению (2.16), найдены значения R_s и n_{id} . Для структуры, содержащей тонкую пленку ниобата лития, $R_s \approx 25$ МОм и $n_{id} \approx 3,1$; для структуры на основе тонкой пленки танталата лития $R_s \approx 2,8$ МОм и $n_{id} \approx 2,7$. Из пересечения прямых на зависимостях $H(J)$ и осей ординат найдены величины $n_{id}\varphi_e$ для каждой из структур. С учетом определенных ранее значений n_{id} были рассчитаны высоты потенциального барьера: для гетероструктуры Cu/LiNbO₃/Si $\varphi_e \approx 0,80$ эВ, для структуры Ag/LiTaO₃/Si $\varphi_e \approx 1,02$ эВ. Значения R_s , определенные из коэффициента наклона прямой на зависимости $H(J)$, согласно (2.18), составляют примерно 22 МОм для LN и 2,6 МОм для LT. Эти значения находятся в согласии со значениями сопротивления, найденными из зависимостей $dU/d(\ln J)$ от J .

– **Метод Норде и метод Болина (модифицированный метод Норде).**

Для определения величины потенциального барьера с помощью данных методов построены графики функций, заданных выражениями (2.19) и (2.22). Соответствующие зависимости для МСЭП-структур на основе тонких пленок ниобата лития и танталата лития представлены на рисунке 4.9. При построении зависимостей $F(U)$ величина параметра γ варьировалась от 2 до 3,5 с шагом 0,1.

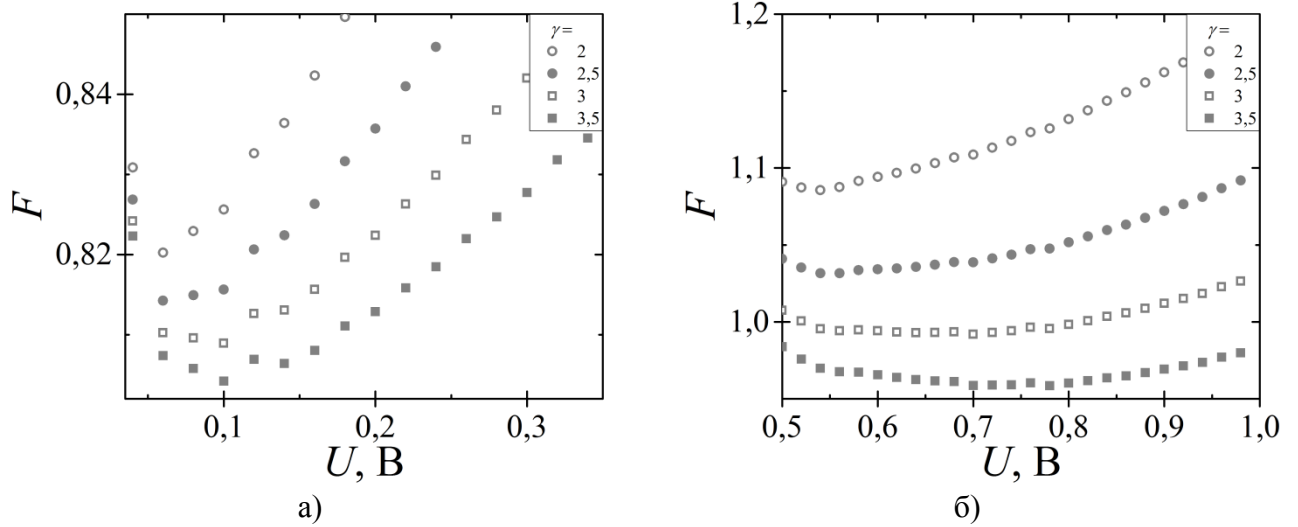


Рисунок 4.9 – Зависимости $F(U)$ при различных значениях параметра γ для структуры $\text{Cu/LiNbO}_3/\text{Si}$ (а) и $\text{Ag/LiTaO}_3/\text{Si}$ (б)

Величина потенциального барьера и величина последовательного сопротивления, определенные с помощью немодифицированного метода Норде ($\gamma = 2$), примерно равны 0,83 эВ и 23 МОм для МСЭП-структуры на основе тонкой пленки ниобата лития и 1,33 эВ и 13 МОм для структуры, содержащей тонкопленочный танталат лития, соответственно.

Определение искомым величин с помощью метода Болина показало, что при различных сочетаниях γ_1 и γ_2 для структуры с тонкой пленкой ниобата лития $\varphi_e \approx 0,81 - 0,83$ эВ, $n_{id}^\varphi \approx 1,2 - 2,6$, $n_{id}^R \approx 1,0 - 2,6$; для структуры с тонкой пленкой танталата лития $\varphi_e \approx 1,00 - 1,28$ эВ, $n_{id}^\varphi \approx 1,2 - 3,4$, $n_{id}^R \approx 1,1 - 3,3$. В таблице 4 приведены данные для сочетаний γ_1 и γ_2 в случае, когда результаты наилучшим образом соотносятся с данными, полученными методами Родерика и Чуна-Чуна.

Таблица 4 – Результаты расчетов согласно методу Болина с наилучшей согласованностью с методом Родерика и методом Чуна-Чуна

Структура	γ_1	γ_2	$\varphi_{e1}(n_{id}^\varphi) \approx \varphi_{e2}(n_{id}^\varphi)$, эВ	$\varphi_{e1}(n_{id}^R) \approx \varphi_{e2}(n_{id}^R)$, эВ	n_{id}^φ	n_{id}^R	$R_{s1}(n_{id}^\varphi)$, МОм	$R_{s2}(n_{id}^\varphi)$, МОм	$R_{s1}(n_{id}^R) \approx R_{s2}(n_{id}^R)$, МОм
Cu/LN/Si	2,5	3,1	0,81	0,81	1,7	1,7	23	22	22
Ag/LT/Si	2,8	3,4	1,02	1,01	2,6	2,7	2,4	1,2	1,0

Результаты всех проведенных расчетов эффективной высоты потенциального барьера, коэффициента идеальности и сопротивления R_s для удобства интерпретации представлены в таблице 5.

Таблица 5 – Результаты расчетов потенциального барьера, коэффициента идеальности и сопротивления R_s для структур

Метод	Cu/LiNbO ₃ /Si			Ag/LiTaO ₃ /Si		
	φ_e , эВ	n_{id}	R_s , МОм	φ_e , эВ	n_{id}	R_s , МОм
Родерика	0,84	1,2	–	1,01	2,8	–
Чуна-Чуна	0,80	3,1	22–25	1,02	2,7	2,6–2,8
Норде	0,83	–	23	1,33	–	13
Болина	0,81	1,7	22–23	1,01–1,02	2,6–2,7	1,0–2,4

Таким образом, из таблицы 5 видно, что величина потенциального барьера для МСЭП-структуры на основе тонкой пленки ниобата лития составляет, вероятнее всего, 0,81 – 0,82 эВ, а для МСЭП-структуры на основе тонкопленочного танталата лития – 1,01 – 1,02 эВ. Для гетероструктуры Cu/LiNbO₃/Si величина коэффициента идеальности имеет меньшее значение, чем величина n_{id} для гетероструктуры Ag/LiTaO₃/Si.

Учитывая то, что ниобат лития и танталат лития являются родственными материалами и пленки сформированы на одинаковых подложках, при этом работы выхода для металлических электродов (Cu и Ag) имеют близкие значения, наиболее вероятно, что различие в величине потенциального барьера связано с антипараллельным направлением вектора самопроизвольной поляризации в сегнетоэлектрическом слое. Оценить изменение высоты потенциального барьера, обусловленное наличием естественной униполярности, ($\Delta\varphi_P$) можно с помощью следующего выражения [84]:

$$\Delta\varphi_P = \sqrt{\frac{qP_0}{4\pi(\varepsilon_0\varepsilon_s)^2}} \quad (4.5)$$

В нашем случае величину P_0 можно оценить на основе данных пироэлектрических измерений: $P_0 \approx p^{пл} \cdot P_s^{об}/p^{об}$, где $p^{пл}$ – рассчитанное в настоящей работе значение пироэлектрического коэффициента пленки, $P_s^{об}$ – значение спонтанной поляризованности объемного кристалла ниобата лития

или танталата лития, $p^{об}$ – пирозлектрический коэффициент объемного кристалла ниобата лития или танталата лития. Величина $P_s^{об}$ принималась равной $0,75 \text{ Кл/м}^2$ для ниобата лития и $0,55 \text{ Кл/м}^2$ для танталата лития [154], а величина $p^{об} = 93,2 \text{ мкКл/(м}^2 \cdot \text{К)}$ для ниобата лития [57] и $180 \text{ мкКл/(м}^2 \cdot \text{К)}$ для танталата лития [58]. Оценка показала, что для МСЭП-структуры на основе LiNbO_3 направленность вектора самопроизвольной поляризации от верхнего электрода к подложке приводит к уменьшению эффективной величины барьера на $\sim 0,15 \text{ эВ}$, а для МСЭП-структуры на основе LiTaO_3 направленность от подложки к верхнему электроду – к увеличению эффективной высоты потенциального барьера на $\sim 0,13 \text{ эВ}$.

На основе анализа ВАХ с учетом того, что кремниевая подложка исследуемых структур является полупроводником p -типа и основными носителями заряда в ниобате лития и танталате лития при комнатной температуре являются электронные поляроны [155,156], проведено построение зонной диаграммы исследуемых структур металл/сегнетоэлектрик/полупроводник. Зонная диаграмма представлена на рисунке 4.10.

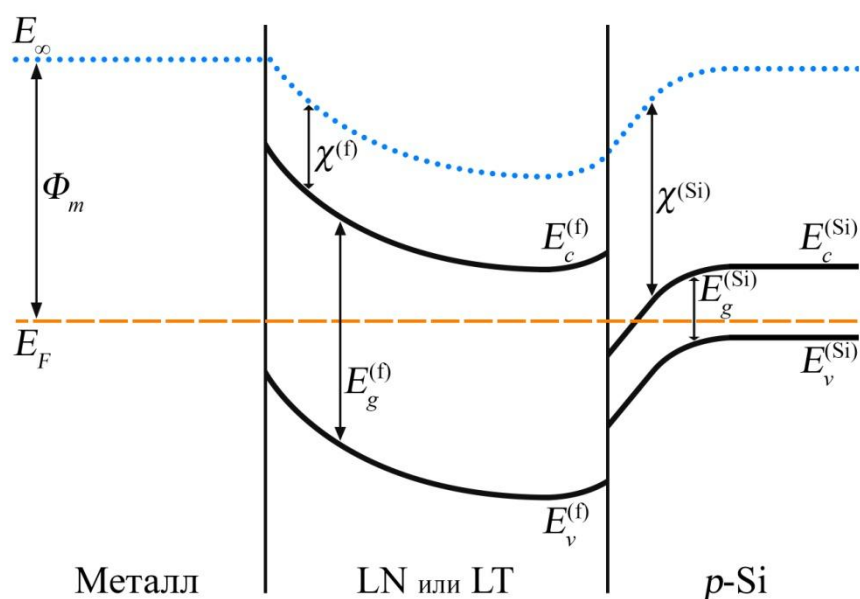


Рисунок 4.10 – Зонная диаграмма исследуемых структур металл/сегнетоэлектрик/полупроводник

При контакте металла и сегнетоэлектрика на интерфейсе возникает барьер типа Шоттки, высота которого определяется работой выхода электрона из металла, а также электронным сродством сегнетоэлектрика и положением уровня Ферми в нем. Вблизи противоположного интерфейса – гетероперехода сегнетоэлектрик/полупроводник – искривление зон в сегнетоэлектрике обусловлено электронным сродством материалов и положением уровня Ферми до контакта. Оценку положения уровня Ферми в сегнетоэлектрике $E_F^{(f)}$ относительно уровня вакуума E_∞ можно провести по формуле [157]:

$$E_\infty - E_F^{(f)} = \chi^{(f)} + \frac{E_g^{(f)}}{2} - \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p^{*(f)}}{m_n^{*(f)}}, \quad (4.6)$$

где m_n^* – эффективная масса электрона, m_p^* – эффективная масса дырки. Учитывая, что в нашем случае $\chi^{(f)} \approx 1,5$ эВ [158], $E_g^{(f)} \approx 3,95$ эВ [159], $m_p^{*(f)} \approx 0,131m_0$, $m_n^{*(f)} \approx 0,058m_0$ [153] (для LN), получаем, что данная разница равна 3,459 эВ. Разницу между уровнем Ферми в полупроводнике p -типа (кремнии p -типа) $E_F^{(Si)}$ и уровнем энергии вакуума E_∞ можно найти по формуле:

$$E_\infty - E_F^{(Si)} = \chi^{(Si)} + E_g^{(Si)} - kT \ln \frac{N_v^{(Si)}}{N_a^{(Si)}}, \quad (4.7)$$

где $N_v = 2(2\pi m_p^* kT/h^2)^{3/2}$ – эффективная плотность состояний в валентной зоне, N_a – концентрация акцепторов. Величину $N_a^{(Si)}$ можно рассчитать с помощью наклона прямой на графике $(S/C)^2$ от U (Рисунок 4.11) по формуле [109]:

$$N_a^{(Si)} = \frac{2}{q\varepsilon_0\varepsilon_s^{(Si)}} \cdot \frac{1}{d(S/C)^2/dU}. \quad (4.8)$$

Учитывая, что $\chi^{(\text{Si})} \approx 4,01$ эВ [160], $E_g^{(\text{Si})} \approx 1,12$ эВ, $m_p^{*(\text{Si})} \approx 0,49m_0$ [161],

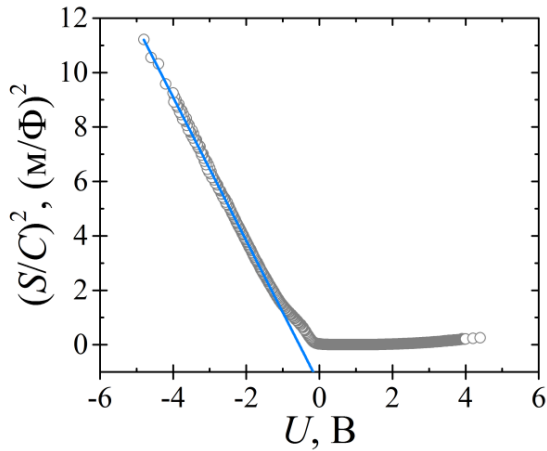


Рисунок 4.11 – Зависимость $(S/C)^2$ от U для МСЭП-структуры на основе LiNbO_3

$\varepsilon_s^{(\text{Si})} \approx 11,9$ [160], а рассчитанное

значение $N_a^{(\text{Si})}$ составляет $\sim 4,497 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, получаем, что

$E_\infty - E_F^{(\text{Si})} \approx 4,88$ эВ. Тогда

контактная разность потенциалов на

гетеропереходе составляет $V_{bi} =$

$= E_F^{(\text{f})} - E_F^{(\text{Si})} \approx 1,421$ эВ. Величина

V_{bi} складывается из

электростатических потенциалов,

существующих в сегнетоэлектрике

$V_{b1}^{(\text{f})}$ и полупроводнике $V_{b2}^{(\text{Si})}$: $V_{bi} = V_{b1}^{(\text{f})} + V_{b2}^{(\text{Si})}$. Эти электростатические потенциалы связаны между собой выражением [105]:

$$\frac{V_{b1}^{(\text{f})}}{V_{b2}^{(\text{Si})}} = \frac{p_0^{(\text{Si})}}{n_0^{(\text{f})}} \cdot \frac{\varepsilon_s^{(\text{Si})}}{\varepsilon_s^{(\text{f})}}, \quad (4.9)$$

где n_0 – концентрация электронов в глубине материала, p_0 – концентрация дырок в глубине материала. Глубину области обеднения в сегнетоэлектрике со стороны гетероперехода $W_d^{(\text{f})}$ и в полупроводнике $W_d^{(\text{Si})}$ можно рассчитать по формулам:

$$W_d^{(\text{f})} = \sqrt{\frac{2p_0^{(\text{Si})} \varepsilon_0 \varepsilon_s^{(\text{f})} \varepsilon_s^{(\text{Si})} V_{bi}}{qn_0^{(\text{f})} (\varepsilon_s^{(\text{f})} n_0^{(\text{f})} + \varepsilon_s^{(\text{Si})} p_0^{(\text{Si})})}} \quad (4.10)$$

и

$$W_d^{(\text{Si})} = \sqrt{\frac{2n_0^{(\text{f})} \varepsilon_0 \varepsilon_s^{(\text{f})} \varepsilon_s^{(\text{Si})} V_{bi}}{qp_0^{(\text{Si})} (\varepsilon_s^{(\text{f})} n_0^{(\text{f})} + \varepsilon_s^{(\text{Si})} p_0^{(\text{Si})})}} \quad (4.11)$$

При контакте положение уровня Ферми в средах выравнивается. Для области истощения принималось, что $p_0^{(\text{Si})} \approx N_a^{(\text{Si})} \approx 4,497 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$. При этом теоретический расчет лучше всего соотносится с экспериментальными результатами при $n_0^{(\text{f})} \gg p_0^{(\text{Si})}$ и $n_0^{(\text{f})} \approx 10^{23} \text{ м}^{-3}$, что по порядку величины

соответствует концентрации ловушек при анализе прыжковой проводимости. Тогда, учитывая, что $\varepsilon_s^{(f)} \approx 28,7$ (для LN), имеем $V_{b1}^{(f)} \approx 0,003$ эВ и $V_{b2}^{(Si)} \approx 1,418$ эВ; $W_d^{(f)} \approx 9$ нм и $W_d^{(Si)} \approx 2$ мкм. Таким образом, уровень Ферми в кремнии вблизи интерфейса пересекает дно зоны проводимости, и в приконтактной области кремний будет представлять собой вырожденный полупроводник *n*-типа. Тогда кремниевую подложку вблизи интерфейса сегнетоэлектрик/полупроводник можно рассматривать как материал с высокой электропроводностью близкой к металлической. На основе анализа ВАХ и проделанных рассуждений можно сделать вывод о том, что основной вклад в величину потенциального барьера для носителей заряда будет вносить барьер типа Шоттки на интерфейсе металл/сегнетоэлектрик. При этом искривление зон в сегнетоэлектрике со стороны интерфейса сегнетоэлектрик/полупроводник мало. Контактная разность потенциалов на интерфейсе металл/сегнетоэлектрик составляет $\Phi_m - E_\infty - E_F^{(f)} \approx 0,941$ эВ (Φ_m для Cu $\sim 4,4$ эВ [162]), что согласуется с величиной φ_e , полученной из эксперимента, если принять во внимание тот факт, что при теоретическом расчете не учитывалось влияние естественной униполярности и наличие электронных состояний на поверхности сегнетоэлектрика.

4.4. «Мертвый» слой на границе раздела сегнетоэлектрик/полупроводник в МСЭП-структурах на основе тонких пленок LiNbO₃ и LiTaO₃

В работе проведено моделирование дисперсии электрической емкости согласно методу, описанному в параграфе 2.5. Этот метод предполагает, что основной вклад в дисперсию диэлектрических характеристик связан с наличием на интерфейсе сегнетоэлектрик/полупроводник «мертвого» слоя. Схематическое изображение структуры при наличии «мертвого» слоя и соответствующая этой структуре схема замещения представлены на рисунке 4.12.

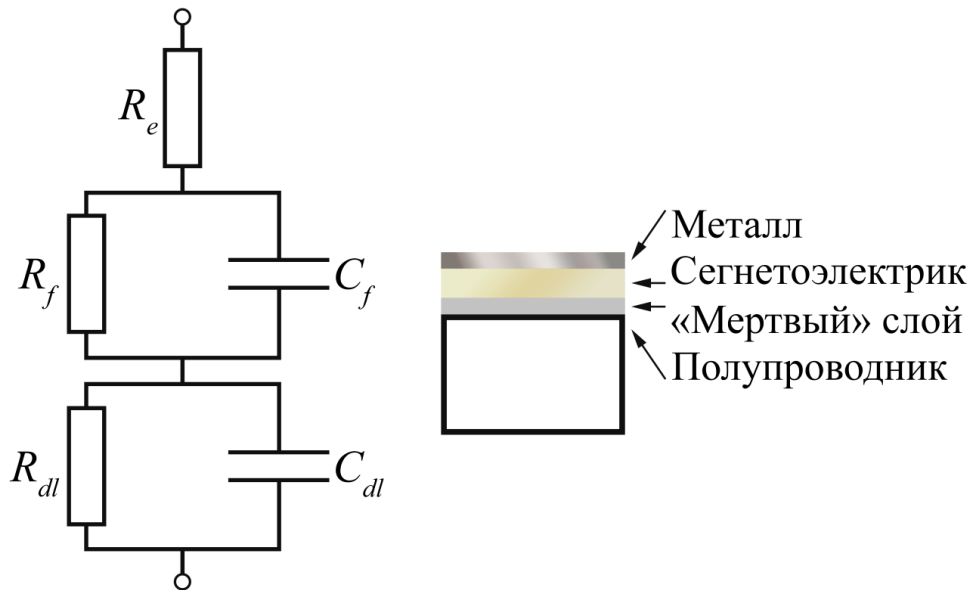


Рисунок 4.12 – Схематическое изображение МСЭП-структуры, содержащей «мертвый» слой, (справа) и схема замещения, соответствующая данной структуре (слева)

Моделирование осуществлялось с помощью выражений (2.30) – (2.31). Путем варьирования параметров σ_f , ε_{dl} , σ_{dl} , t и R_e мы добивались согласования теоретической зависимости $C_m(f)$ с экспериментально полученной зависимостью $C(f)$ для каждой из МСЭП-структур. Экспериментальные и полученные теоретически графики для структур $\text{Cu/LiNbO}_3/\text{Si}$ и $\text{Ag/LiTaO}_3/\text{Si}$ представлены на рисунке 4.13.

В результате аппроксимации установлено, что теоретические зависимости лучше всего согласуются с экспериментальными при значениях варьируемых параметров, представленных в таблице 6. В ходе моделирования толщина сегнетоэлектрической пленки d принималась равной 200 нм, диэлектрическая проницаемость ε_f и площадь электрода S принимались равными для ниобата лития 28,7 и 4,7 мм^2 соответственно, для танталата лития – 43,4 и 15,9 мм^2 соответственно. Для пленки LN $t_x = 0$, для пленки LT $t_x = t$.

Таблица 6 – Значения варьируемых параметров, полученные в результате моделирования

Структура	σ_f , См/м	ε_{dl}	σ_{dl} , См/м	t , нм	R_e , кОм
$\text{Cu/LiNbO}_3/\text{Si}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$	3,9	$3,0 \cdot 10^{-14}$	14	18
$\text{Ag/LiTaO}_3/\text{Si}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$	13	$1,7 \cdot 10^{-7}$	18	31

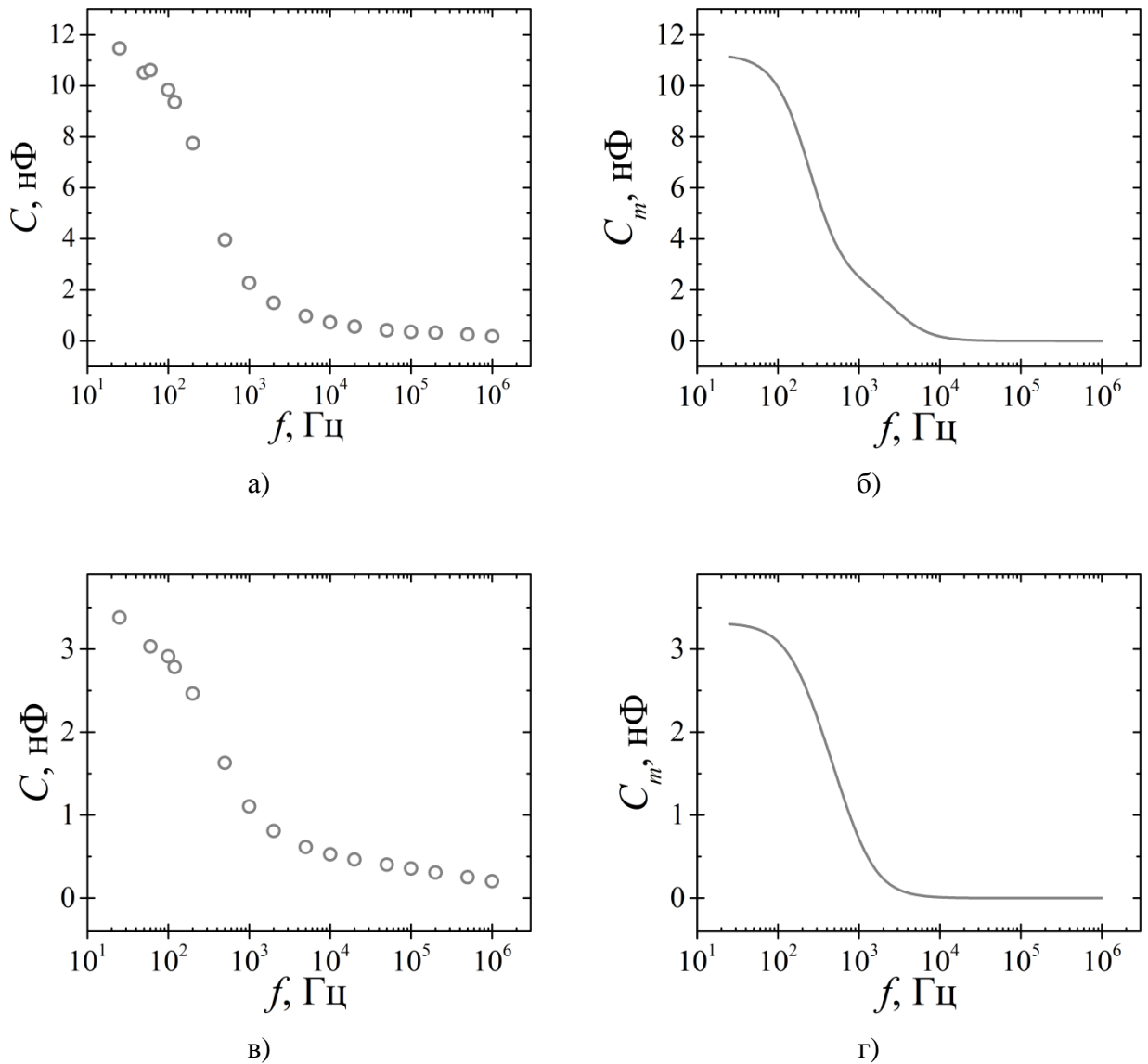


Рисунок 4.13 – Экспериментально полученные (слева) и теоретические (справа) зависимости электрической емкости от частоты внешнего электрического поля для МСЭП-структур на основе тонких пленок ниобата лития (а, б – соответственно) и танталата лития (в, г – соответственно)

Из таблицы 6 видно, что для МСЭП-структуры на основе LN предполагаемый «мертвый» слой может представлять собой тонкий диэлектрический слой диоксида кремния (SiO_2). Об этом свидетельствуют теоретические значения диэлектрической проницаемости ε_{dl} и удельной электропроводности σ_{dl} близкие к соответствующим значениям для SiO_2 при комнатной температуре [163–166]. Довольно большое значение σ_f может

свидетельствовать о значительной инжекции носителей заряда из электрода в объем пленки.

Для гетероструктуры $\text{Ag/LiTaO}_3/\text{Si}$, согласно таблице 6, значения варьируемых параметров нельзя соотнести с параметрами SiO_2 . Найденные с помощью моделирования величины могут свидетельствовать о существовании на интерфейсе либо тонкого деформированного слоя с измененными электрическими характеристиками, либо тонкого слоя одной из фаз системы $\text{Li}_2\text{O} - \text{Ta}_2\text{O}_5$, отличной от фазы LiTaO_3 . В литературе содержится малое количество сведений об электрических характеристиках различных фаз $\text{Li}_2\text{O} - \text{Ta}_2\text{O}_5$. Если предположить, что данный слой является слоем одной из несегнетоэлектрических фаз рассматриваемой системы, то значения наиболее близкие к параметрам, полученным теоретически, имеют характеристики фазы Li_3TaO_4 . Согласно [167], диэлектрическая проницаемость этой фазы может варьироваться в интервале 11 – 14 (необходимо отметить, что авторы исследовали керамику Li_3TaO_4), а удельная электропроводность фазы при комнатной температуре, согласно [168], составляет $1,82 \cdot 10^{-1}$ См/м. Столь малое значение удельной электропроводности в нашем расчете может быть связано с обеднением «мертвого» слоя основными носителями и уменьшением его электропроводности в процессе роста пленки.

Для подтверждения гипотезы о существовании на интерфейсе «мертвого» слоя с помощью метода растровой электронной микроскопии (РЭМ) проведены исследования боковых сколов изучаемых МСЭП-структур. Результаты исследования представлены на рисунке 4.14.

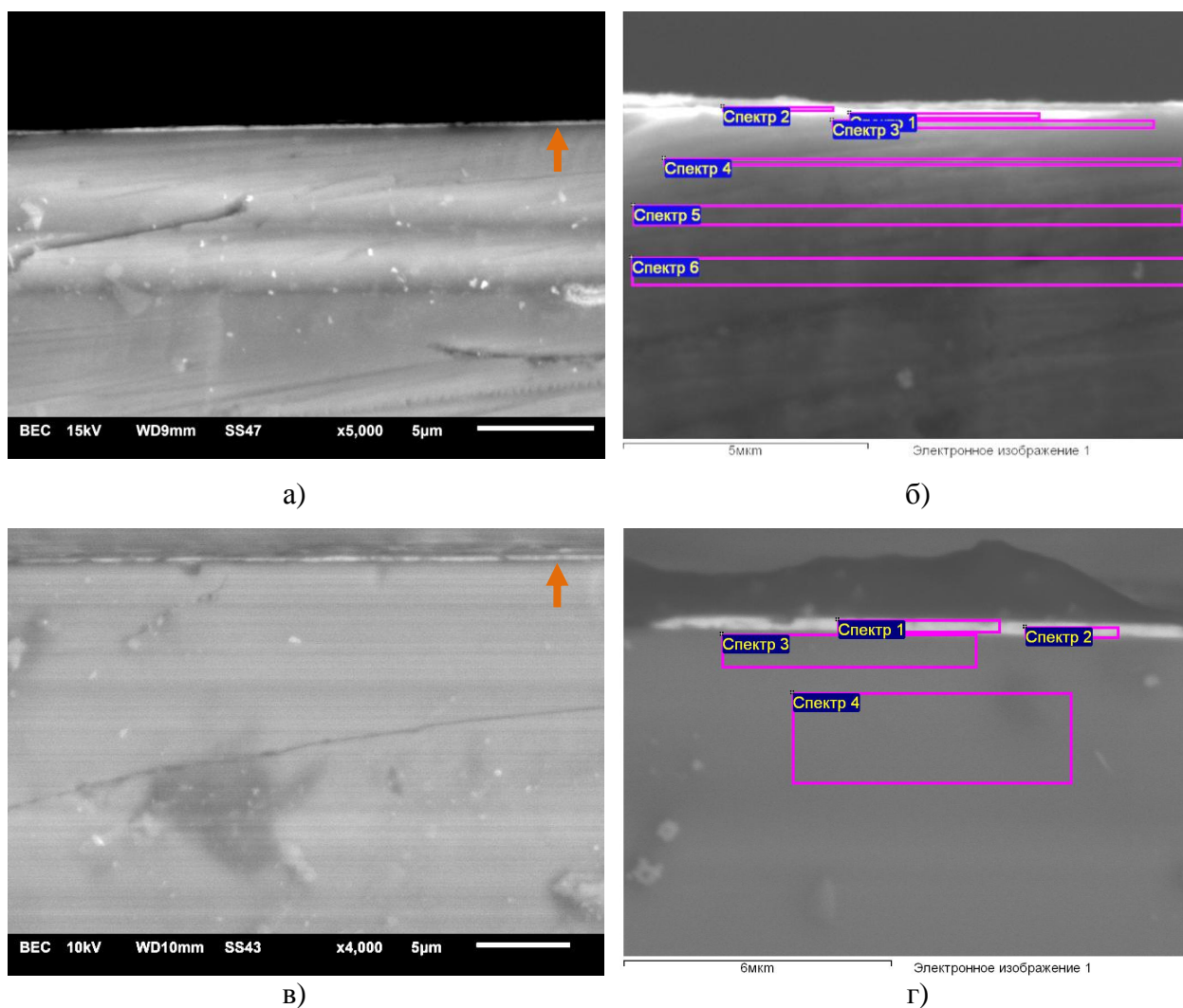


Рисунок 4.14 – Изображения растровой электронной микроскопии боковых сколов МСЭП-структур, содержащих тонкую пленку ниобата лития (а, б) и танталата лития (в, г). На изображениях (а) и (в) стрелка указывает на тонкопленочный слой. На изображениях (б) и (г) отмечены области, для которых осуществлялся элементный анализ

Для каждого из образцов проводился спектральный анализ полученных РЭМ изображений сколов гетероструктур. Результаты анализа для структуры на основе LN представлены в таблице 7, а соответствующие каждому спектру области изображены на рисунке 4.14 (б). Необходимо отметить, что используемое оборудование не позволяет детектировать атомы лития, по этой причине процентное соотношение атомов в спектре может отличаться от реального. Как видно из таблицы 7, данные спектрального анализа согласуются с предположением о существовании «мертвого» слоя диоксида кремния на интерфейсе. В направлении от поверхности пленки к подложке доля атомов

кремния возрастает, а доля атомов ниобия уменьшается. Наличие атомов кремния во всех спектрах можно объяснить непостоянством толщины слоя SiO_2 и сложностью выделения малой области изображения для спектрального анализа.

Таблица 7 – Результаты спектрального анализа РЭМ изображения (Рисунок 4.14 б) МСЭП-структуры $\text{Cu/LiNbO}_3/\text{Si}$ в атомных %

Спектр	O	Si	Nb
Спектр 1	49,9	42,2	7,9
Спектр 2	58,6	31,2	10,2
Спектр 3	36,0	58,7	5,3
Спектр 4	7,3	92,7	
Спектр 5	4,6	95,4	
Спектр 6	3,2	96,8	

Спектральный анализ также проведен для гетероструктуры $\text{Ag/LiTaO}_3/\text{Si}$. Результаты анализа представлены в таблице 8, анализируемые спектры приведены на рисунке 4.14 (г). Из таблицы 8 видно, что в направлении от свободной поверхности пленки к подложке изменяется соотношение тантала и кислорода. Фазовый спектр 1 примерно соответствует сегнетоэлектрику LiTaO_3 . Около интерфейса сегнетоэлектрик/полупроводник (спектр 2) соотношение тантала и кислорода может свидетельствовать о наличии «мертвого» слоя, представляющего собой либо слой с измененной структурой вещества, либо фазу системы $\text{Li}_2\text{O} - \text{Ta}_2\text{O}_5$, отличную от фазы LiTaO_3 . В частности, возможно образование на интерфейсе слоя Li_3TaO_4 . Процентные соотношения атомов, представленные в спектре 2 в таблице 8, принимают значения, отличающиеся от значений, характерных Li_3TaO_4 , предположительно, из-за невозможности определения в спектре атомов лития и перераспределения атомных процентов, относящихся к литию, между танталом и кислородом. При этом, вероятнее всего, слой SiO_2 , существующий на интерфейсе сегнетоэлектрик/полупроводник, для структуры на основе танталата лития имеет крайне малую толщину, и основной вклад в

диэлектрическую дисперсию вносит «мертвый» слой несегнетоэлектрической фазы системы $\text{Li}_2\text{O} - \text{Ta}_2\text{O}_5$.

Таким образом, анализ данных, полученных с помощью растровой электронной микроскопии, позволяет предположить о правильности выбора характеристик, определенных с помощью моделирования зависимостей электрической емкости от частоты, и выводов о существовании на интерфейсе сегнетоэлектрик/полупроводник тонкого «мертвого» слоя, являющегося причиной диэлектрической дисперсии в исследуемых структурах металл/сегнетоэлектрик/полупроводник.

Таблица 8 – Результаты спектрального анализа РЭМ изображения (Рисунок 4.14 г) МСЭП-структуры $\text{Ag/LiTaO}_3/\text{Si}$ в атомных %

Спектр	O	Si	Ta
Спектр 1	66,46		33,54
Спектр 2	52,16		47,84
Спектр 3	8,81	91,19	
Спектр 4	7,02	92,98	

Наличие «мертвого» слоя может быть причиной естественной униполярности в тонких сегнетоэлектрических пленках [169,170]. Поляризационный заряд, возникающий во время отжига пленочной структуры в сегнетоэлектрических зернах из-за спонтанной поляризации, приводит к появлению обусловленного объемным зарядом поля внутри «мертвого» слоя, существующего на интерфейсе сегнетоэлектрик/полупроводник. Данное поле внутри «мертвого» слоя способствует возникновению естественной униполярности сегнетоэлектрической пленки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе проведено комплексное исследование электрофизических характеристик и анализ их взаимосвязи для МСЭП-структур на основе тонких пленок ниобата лития и танталата лития, сформированных на кремниевых подложках. На основе выполненной работы сделаны следующие **основные выводы**:

1. Исследование электрического отклика структур на воздействие модулированного теплового потока показало наличие у образцов естественной униполярности, связанной с возникновением поляризованного состояния пленки за счет формирования слоя объемного заряда на границе раздела сегнетоэлектрик/полупроводник.

2. Оценка пироэлектрического коэффициента исследуемых структур показала, что для тонкой пленки LiNbO_3 он составляет ~ 15 мкКл/($\text{м}^2 \cdot \text{К}$), для тонкой пленки LiTaO_3 – ~ 64 мкКл/($\text{м}^2 \cdot \text{К}$). Пироэлектрические коэффициенты имеют меньшие, но совпадающие по порядку величины значения в сравнении с аналогичными характеристиками для объемных кристаллов ниобата лития и танталата лития. Отличия связаны с тем, что вектор поляризации в зернах направлен не перпендикулярно поверхности пленок.

3. Исследование электропроводности показало, что зависимости тока от напряжения для обеих структур имеют диодный характер. Это свидетельствует о наличии потенциального барьера в исследуемых гетероструктурах. По начальному участку ВАХ рассчитана удельная электропроводность структур: для МСЭП-структуры на основе тонкой пленки LiNbO_3 она составляет $1,02$ нСм/м; для структуры на основе тонкой пленки LiTaO_3 – $4,9 \cdot 10^{-3}$ нСм/м.

4. Согласно ВАХ для пропускного направления основным механизмом проводимости для обеих МСЭП-структур является ток, ограниченный пространственным зарядом. При обратном смещении в обеих структурах наблюдается прыжковая проводимость с последующим переходом при

увеличении напряженности электрического поля к эмиссии Шоттки в структуре на основе LiNbO_3 и ТОПЗ в структуре на основе LiTaO_3 .

5. Оценка плотности ловушек показала, что для МСЭП-структуры на основе ниобата лития $N_T \approx 7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; для МСЭП-структуры на основе танталата лития $N_T \approx 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Величина среднего расстояния между ловушками, полученная из расчетов, составляет $\sim 21 - 24$ нм для LN и $\sim 25 - 26$ нм для LT.

6. Величина потенциального барьера для МСЭП-структуры на основе тонкой пленки ниобата лития составляет $\sim 0,81 - 0,82$ эВ, а для МСЭП-структуры на основе тонкой пленки танталата лития – $\sim 1,01 - 1,02$ эВ. Основной вклад в высоту барьера дает барьер на интерфейсе металл/сегнетоэлектрик. Различия в величине барьера связаны с антипараллельным направлением вектора поляризации в исследуемых структурах: в пленке LiNbO_3 он направлен от верхнего электрода к подложке, в пленке LiTaO_3 – от подложки к верхнему электроду.

7. Для обеих исследуемых МСЭП-структур наблюдается значительная дисперсия диэлектрических характеристик. Низкочастотная диэлектрическая проницаемость для МСЭП-структуры на основе ниобата лития составляет 55, а для МСЭП-структуры на основе танталата лития – 4,8. Диэлектрическая дисперсия и отличие величины диэлектрической проницаемости от соответствующего значения для объемного кристалла связаны с наличием в обеих структурах «мертвого» слоя на интерфейсе сегнетоэлектрик/полупроводник: для структуры на основе LiNbO_3 это слой SiO_2 , а для структуры на основе LiTaO_3 – слой диэлектрика, являющегося одной из фаз системы $\text{Li}_2\text{O} - \text{Ta}_2\text{O}_5$.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

В изданиях, входящих в перечень Высшей аттестационной комиссии при Министерстве науки и высшего образования Российской Федерации:

A1. Гудков, С.И. Электропроводность и интерфейсные явления в тонкопленочных гетероструктурах на основе ниобата лития и танталата лития / С.И. Гудков, А.В. Солнышкин, Р.Н. Жуков, Д.А. Киселев, Е.М. Семенова, А.Н. Белов // Физика твердого тела. – 2023. – Т. 65. – № 4. – С. 577–586.

A2. Гудков, С.И. Электрический отклик тонких пленок ниобата лития и танталата лития на модулированное тепловое излучение / С.И. Гудков, А.В. Солнышкин, Р.Н. Жуков, Д.А. Киселев // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. – 2022. – № 14. – С. 82–91.

A3. Gudkov, S.I. Electrical conductivity of lithium tantalate thin film / S.I. Gudkov, A.V. Solnyshkin, D.A. Kiselev, A.N. Belov // Cerâmica. – 2020. – V. 66. – № 379. – P. 291–296.

A4. Gudkov, S.I. Dielectric dispersion in thin LiNbO_3 films / S.I. Gudkov, M.V. Kamenshchikov, A.V. Solnyshkin, I.L. Kislova, A.N. Belov, D.A. Kiselev, R.N. Zhukov, M.D. Malinkovich // Ferroelectrics. – 2019. – V. 544. – № 1. – P. 62–67.

A5. Baklanova, K.D. Pyroelectric properties and local piezoelectric response of lithium niobate thin films / K.D. Baklanova, A.V. Solnyshkin, I.L. Kislova, S.I. Gudkov, A.N. Belov, V.I. Shevyakov, R.N. Zhukov, D.A. Kiselev, M.D. Malinkovich // Physica Status Solidi A. – 2018. – V. 215. – № 5. – 1700690.

A6. Гудков, С.И. Электропроводность и барьерные свойства тонких пленок ниобата лития / С.И. Гудков, К.Д. Бакланова, М.В. Каменщиков, А.В. Солнышкин, А.Н. Белов // Физика твердого тела. – 2018. – Т. 60. – № 4. – С. 739–742.

В других рецензируемых изданиях:

А7. Бакланова, К.Д. Электрофизические характеристики тонкопленочных структур на основе ниобата лития / К.Д. Бакланова, С.И. Гудков, М.В. Каменщиков, А.В. Солнышкин, Д.А. Киселев // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. – 2016. – Т. 16. – № 4. – С. 87–90.

СПИСОК УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ

Список условных обозначений:

A – величина, полученная в ходе прямого измерения;

\bar{A} – выборочное среднее;

$\Delta\bar{A}$ – среднеквадратичная полная погрешность результата прямого измерения;

A^* – эффективная постоянная Ричардсона;

$a_{\text{H}}, a_{\text{R}}$ – параметр решетки;

$a_{\text{п}}$ – средняя длина прыжка (или среднее расстояние между ловушками);

B – величина, полученная в ходе косвенного измерения;

ΔB – среднеквадратичная погрешность косвенного измерения;

C – электрическая емкость;

C_{dl} – электрическая емкость «мертвого» слоя;

C_f – электрическая емкость сегнетоэлектрического слоя;

C_M – молярная теплоемкость;

C_m – электрическая емкость в параллельной схеме замещения;

c – удельная теплоемкость;

c_{H} – параметр решетки;

c' – объемная теплоемкость;

d – толщина (в нашем случае толщина пленки);

E – напряженность внешнего электрического поля;

E_a – энергия активации, а именно, уровень энергии от положения ловушки до дна зоны проводимости;

E_c – энергия дна зоны проводимости;

E_F – уровень Ферми;

E_g – ширина запрещенной зоны;

E_i – уровень Ферми в собственном полупроводнике;

E_v – энергия потолка валентной зоны;

- E_{∞} – энергия электрона в вакууме;
 F – функция в методе Норде;
 f – частота переменного электрического поля;
 f_{Π} – частота модуляции лазерного излучения при исследовании пирозлектрической активности динамическим методом;
 H – функция в методе Чуна-Чуна;
 h – постоянная Планка;
 I – сила тока;
 I_{Π} – сила пирозлектрического тока;
 i – мнимая единица;
 J – плотность тока;
 J_0 – плотность тока насыщения;
 J_Z – плотность тока при U_0 в методе Норде;
 k – постоянная Больцмана;
 M – молярная масса;
 m_0 – масса электрона в вакууме;
 m^* – эффективная масса электрона в диэлектрике (сегнетоэлектрике);
 m_n^* – эффективная масса электрона;
 m_p^* – эффективная масса дырки;
 m_T^* – туннельная эффективная масса в диэлектрике;
 N – объем выборки;
 N_a – концентрация акцепторов;
 N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости;
 N_T – концентрация ловушек;
 N_v – эффективная плотность состояний в валентной зоне;
 n – показатель преломления;
 n_i – концентрация свободных носителей заряда в тепловом равновесии;
 n_e – концентрация электронов в зоне проводимости диэлектрика;
 n_{id} – коэффициент (фактор) идеальности;

- n_0 – концентрация электронов в глубине материала;
 \vec{P}_s – вектор спонтанной поляризации;
 \vec{P}_0 – вектор самополяризации;
 p – пьезоэлектрический коэффициент;
 p_0 – концентрация дырок в глубине материала;
 q – заряд электрона;
 R_{dl} – электрическое сопротивление «мертвого» слоя;
 R_e – последовательное электрическое сопротивление, характеризующее «паразитные» эффекты;
 R_f – электрическое сопротивление сегнетоэлектрического слоя;
 R_m – электрическое сопротивление в параллельной схеме замещения;
 R_s – последовательное электрическое сопротивление диода Шоттки;
 R_{oc} – электрическое сопротивление обратной связи;
 S – площадь электрода;
 $S_{\bar{A}}$ – среднеквадратичное отклонение среднего;
 T – абсолютная температура;
 t – толщина «мертвого» слоя;
 t_i – время;
 t_x – величина, равная t , если «мертвый» слой является частью пленки, и равная 0, если «мертвый» слой не является частью пленки;
 $t_{0,95,N-1}$ – коэффициент Стьюдента с доверительной вероятностью 95%;
 U – электрическое напряжение;
 U_0 – электрическое напряжение при минимуме функции Норде;
 U_D – электрическое напряжение на диоде;
 U_L – электрическое напряжение, при котором происходит переход к ловушечному ТОПЗ;
 $U_{пзл}$ – электрическое напряжение полного заполнения ловушек;
 $U_{п}$ – пьезоэлектрическое напряжение;
 qV_D, V_b – контактная разность потенциалов;

- W – мощность теплового потока;
 W_d – глубина (длина) области обеднения;
 x_e – расстояние от электрона до поверхности электрода;
 Z^* – комплексное сопротивление;
 α_R – параметр решетки;
 β_R – коэффициент наклона прямой;
 γ – константа в модифицированном методе Норде;
 $\text{tg}\delta$ – тангенс угла диэлектрических потерь;
 ε_0 – электрическая постоянная;
 ε_{dl} – диэлектрическая проницаемость «мертвого» слоя;
 ε_f – диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрического слоя;
 ε_r – оптическая диэлектрическая проницаемость (или динамическая диэлектрическая проницаемость);
 ε_s – статическая диэлектрическая проницаемость;
 η – коэффициент поглощения;
 θ – отношение плотности свободных носителей к общему количеству носителей;
 λ – длина волны;
 μ – подвижность электронов;
 ν_e – частота тепловых колебаний электронов на ловушках;
 ρ – плотность;
 σ – удельная электропроводность;
 σ_{dl} – удельная электропроводность «мертвого» слоя;
 σ_f – удельная электропроводность сегнетоэлектрического слоя;
 $\sigma_{\text{сист}}$ – систематическая погрешность;
 Φ – работа выхода;
 φ_b – высота потенциального барьера;
 $\Delta\varphi_{bi}$ – снижение высоты барьера из-за влияния сил изображения;
 φ_e – эффективная высота потенциального барьера;

$q\varphi_s$ – разница между уровнем Ферми и дном зоны проводимости;

φ_t – энергия ловушек;

χ – электронное сродство;

ω – циклическая частота.

Список сокращений:

АСМ – атомно-силовая микроскопия;

ВАХ – вольт-амперная характеристика;

ВФХ – вольт-фарадная характеристика;

ВЧ – высокочастотный;

МДП-структура – структура металл/диэлектрик/полупроводник;

МСЭП-структура – структура металл/сегнетоэлектрик/полупроводник;

РЭМ – растровая электронная микроскопия;

ТОПЗ – ток, ограниченный пространственным зарядом;

FeRAM – сегнетоэлектрическая энергонезависимая память с произвольным доступом;

LN – ниобат лития, LiNbO_3 ;

LT – танталат лития, LiTaO_3 ;

MEMS – микроэлектромеханическая система;

p -Si – кремний с p -типом проводимости.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Synthesis and properties of NiSi₂-LiNbO₃ heterostructures fabricated by radio-frequency magnetron sputtering / M. Sumets [et al.] // *Surfaces and Interfaces*. – 2020. – V. 21. – 100797.
2. Microstructure and domain engineering of lithium niobate crystal films for integrated photonic applications / D. Sun [et al.] // *Light : Science & Applications*. – 2020. – V. 9. – № 1. – 197.
3. Slautin, B.N. Submicron periodical poling in Z-cut lithium niobate thin films / B.N. Slautin, H. Zhu, V.Y. Shur // *Ferroelectrics*. – 2021. – V. 576. – № 1. – P. 119–128.
4. Слаутин, Б.Н. Исследование размерных эффектов и эволюции доменной структуры при локальном переключении поляризации в кристаллах ниобата лития : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 1.3.8 / Слаутин Борис Николаевич. – Екатеринбург, 2022. – 109 с.
5. Rapid thermal processing of lithium tantalite thin films prepared by a diol-based sol-gel process / M.C. Kao [et al.] // *Applied Physics A*. – 2004. – V. 79. – P. 103–108.
6. A novel sol-gel method of preparation of the LiTaO₃ thin film and its property research / M. Yang [et al.] // *Integrated Ferroelectrics*. – 2014. – V. 154. – № 1. – P. 43–49.
7. Self-polarized pyroelectric LiTaO₃ thin films / A. Garraud [et al.] // 2014 Symposium on design, test, integration and packaging of MEMS/MOEMS (DTIP). – IEEE, 2014. – P. 356–359.
8. Preparation of LiNbO₃ thin films by bias sputtering / T. Nishida [et al.] // *Ferroelectrics*. – 1998. – V. 219. – № 1. – P. 9–13.
9. Infrared detector based on crystal ion sliced LiNbO₃ single-crystal film with BCB bonding and thermal insulating layer / W. Luo [et al.] // *Microelectronic Engineering*. – 2019. – V. 213. – P. 1–5.

10. Multiscale modeling of $\text{Al}_{0.7}\text{Sc}_{0.3}\text{N}$ -based FeRAM : the steep switching, leakage and selector-free array / C. Liu [et al.] // 2021 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM). – IEEE, 2021. – P. 8.1.1–8.1.4.
11. Sumets, M. Charge transport in LiNbO_3 -based heterostructures / M. Sumets // Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials. – 2017. – V. 26. – № 1. – 1750011.
12. Compliance-current-modulated resistive switching with multi-level resistance states in single-crystalline LiNbO_3 thin film / X. Pan [et al.] // Solid State Ionics. – 2019. – V. 334. – P. 1–4.
13. Optical waveguides in LiTaO_3 crystals fabricated by swift C^{5+} ion irradiation / G. Liu [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2014. – V. 325. – P. 43–46.
14. Versatile tuning of compact microring waveguide resonator based on lithium niobate thin films / Q. Lin [et al.] // Photonics. – 2023. – V. 10. – № 4. – 424.
15. Афанасьев, В.М. Электрооптические амплитудные модуляторы Маха-Цендера на основе ниобата лития, их модификации и форматы модуляции / В.М. Афанасьев, Р.С. Пономарев // Прикладная фотоника. – 2017. – Т. 4. – № 4. – С. 337–360.
16. Investigation of acoustic waves in thin plates of lithium niobate and lithium tantalate / I.E. Kuznetsova [et al.] // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. – 2001. – V. 48. – № 1. – P. 322–328.
17. Dispersion of surface elastic waves on Z- LiNbO_3 films on Z-sapphire / L. La Spina [et al.] // Applied Physics Letters. – 2023. – V. 122. – № 17. – 172202.
18. Prakash, S. Ultra-fast tuning of refractive index in lithium niobate slab by GHz acoustic wave / S. Prakash, G. Sharma, V. Singh // Optik. – 2019. – V. 178. – P. 256–262.
19. Norgard, P. A lithium niobate piezoelectric transformer resonant high-voltage power source / P. Norgard, S.D. Kovaleski // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2016. – V. 44. – № 5. – P. 808–815.

20. Кузьминов, Ю.С. Ниобат и танталат лития : материалы для нелинейной оптики / Ю.С. Кузьминов ; под ред. В.В. Осико. – М. : Наука, 1975. – 223 с.
21. Рез, И.С. Кристаллы с нелинейной поляризуемостью / И.С. Рез // Успехи физических наук. – 1967. – Т. 93. – № 4. – С. 633–674.
22. Rauber, A. Chemistry and physics of lithium niobate / A. Rauber // Current topics in materials science. – 1978. – V. 1. – P. 481–601.
23. Curie temperature and birefringence variation in ferroelectric lithium metatantalate as a function of melt stoichiometry / A.A. Ballman [et al.] // Journal of the American Ceramic Society. – 1967. – V. 50. – № 12. – P. 657–659.
24. Физика сегнетоэлектрических явлений / Г.А. Смоленский [и др.] ; отв. ред. Г.А. Смоленский. – Л. : Наука : Ленингр. отделение, 1985. – 396 с.
25. Ниобат лития : дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритроны / Н.В. Сидоров [и др.]. – М. : Наука, 2003. – 255 с.
26. Abrahams, S.C. Ferroelectric lithium niobate. 3. Single crystal X-ray diffraction study at 24°C / S.C. Abrahams, J.M. Reddy, J.L. Bernstein // Journal of Physics and Chemistry of Solids. – 1966. – V. 27. – № 6-7. – P. 997–1012.
27. Abrahams, S.C. Ferroelectric lithium tantalate – 1. Single crystal X-ray diffraction study at 24°C / S.C. Abrahams, J.L. Bernstein // Journal of Physics and Chemistry of Solids. – 1967. – V. 28. – № 9. – P. 1685–1692.
28. Phenomenological theory of a single domain wall in uniaxial trigonal ferroelectrics : lithium niobate and lithium tantalate / D.A. Scrymgeour [et al.] // Physical Review B. – 2005. – V. 71. – № 18. – 184110.
29. Shur, V.Y. Nano- and microdomain engineering of lithium niobate and lithium tantalate for piezoelectric applications / V.Y. Shur // Advanced Piezoelectric Materials. – Woodhead Publishing, 2017. – P. 235–270.
30. Formation mechanism and elimination methods for anti-site defects in LiNbO₃/LiTaO₃ crystals / X. Kang [et al.] // CrystEngComm. – 2016. – V. 18. – № 42. – P. 8136–8146.

31. Кособоков, М.С. Формирование микро- и нанодоменных структур в ниобате лития и танталате лития после импульсного лазерного нагрева : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.07 / Кособоков Михаил Сергеевич. – Екатеринбург, 2016. – 124 с.
32. Кузьминов, Ю.С. Электрооптический и нелинейнооптический кристалл ниобата лития / Ю.С. Кузьминов. – М. : Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 264 с.
33. Sanna, S. LiNbO₃ surfaces from a microscopic perspective / S. Sanna, W.G. Schmidt // *Journal of Physics : Condensed Matter*. – 2017. – V. 29. – № 41. – 413001.
34. Hatano, H. Growth and photorefractive properties of stoichiometric LiNbO₃ and LiTaO₃ / H. Hatano, K. Kitamura, Y. Liu // *Photorefractive materials and their applications 2 : materials*. – New York : Springer, 2007. – P. 127–164.
35. Комплексные дефекты в стехиометрических кристаллах ниобата лития, полученных по разным технологиям / Н.В. Сидоров [и др.] // *Неорганические материалы*. – 2019. – Т. 55. – № 4. – С. 395–399.
36. Sumets, M. Thin films of lithium niobate : potential applications, synthesis methods, structure and properties / M. Sumets // *Lithium niobate-based heterostructures : synthesis, properties and electron phenomena* / M. Sumets. – Bristol, UK : IOP Publishing, 2018. – P. 1-1-1-42.
37. Shur, V.Y. Domain engineering in lithium niobate and lithium tantalate : domain wall motion / V.Y. Shur // *Ferroelectrics*. – 2006. – V. 340. – № 1. – P. 3–16.
38. Analysis of the defect clusters in congruent lithium tantalate / A. Vyalikh [et al.] // *Physical Review Materials*. – 2018. – V. 2. – № 1. – 013804.
39. Growth of congruent-melting lithium tantalate crystal with stoichiometric structure by MgO doping / S. Fujii [et al.] // *Journal of crystal growth*. – 2013. – V. 383. – P. 63–66.
40. Маскаева, Л.Н. Технология тонких пленок и покрытий : учебное пособие / Л.Н. Маскаева, Е.А. Федорова, В.Ф. Марков ; под общ. ред. Л.Н. Маскаевой. – Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2019. – 236 с.

41. Naghdi, S. Thin films : definition, deposition techniques, and applications [Electronic resource] / S. Naghdi // Conference : Bu-Ali Sina university weekly webinar. – 2021. – Режим доступа : https://www.researchgate.net/publication/349494202_Thin_films-_definition_deposition_techniques_and_applications (дата обращения: 07.07.2023).
42. Антоненко, С.В. Технология тонких пленок : учебное пособие / С.В. Антоненко. – М. : МИФИ, 2008. – 104 с.
43. Pulsed photon treatment effect on the optical bandgap of LiNbO₃ films grown by radio-frequency magnetron sputtering method / M. Sumets [et al.] // Journal of Materials Science : Materials in Electronics. – 2021. – V. 32. – № 4. – P. 4290–4299.
44. Kaiser, N. Review of the fundamentals of thin-film growth / Kaiser N. // Applied optics. – 2002. – V. 41. – № 16. – P. 3053–3060.
45. Нанoeлектроника : теория и практика : учебник / В.Е. Борисенко [и др.]. – М. : БИНОМ. Лаборатория знаний, 2013. – 366 с.
46. Вдовичев, С.Н. Современные методы высоковакуумного напыления и плазменной обработки тонкопленочных металлических структур : электронное учебно-методическое пособие / С.Н. Вдовичев. – Нижний Новгород : Нижегородский госуниверситет, 2012. – 60 с.
47. Дунюшкина, Л.А. Введение в методы получения пленочных электролитов для твердооксидных топливных элементов : монография / Л.А. Дунюшкина. – Екатеринбург : УРО РАН, 2015. – 126 с.
48. Удовиченко, С.Ю. Пучково-плазменные технологии для создания материалов и устройств микро- и наноэлектроники. Часть 1-я / С.Ю. Удовиченко. – Тюмень : Издательство Тюменского государственного университета, 2014. – 85 с.
49. Распространение поляризации сегнетоэлектрических зерен в электрически изолированных пленках ниобата лития / Жуков Р.Н. [и др.] // Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники. – 2011. – № 4. – С. 12–16.

50. Влияние отжига на структуру и фазовый состав тонких электрооптических пленок ниобата лития / Д.А. Киселев [и др.] // Неорганические материалы. – 2014. – Т. 50. – №. 4. – С. 453–453.

51. Поплавко, Ю.М. Физика активных диэлектриков : учебное пособие / Ю.М. Поплавко, Л.П. Переверзева, И.П. Раевский; под ред. проф. В.П. Сахненко. – Ростов-на-Дону : Изд-во ЮФУ, 2009. – 480 с.

52. Poplavko, Y. Pyroelectricity / Y. Poplavko, Y. Yakymenko // Functional dielectrics for electronics : fundamentals of conversion properties. – Woodhead Publishing, 2020. – P. 131–159.

53. Lang, S.B. Pyroelectricity : from ancient curiosity to modern imaging tool / S.B. Lang // Physics today. – 2005. – V. 58. – № 8. – P. 31–36.

54. Новик, В.К. Низкотемпературное пирозлектричество (обзор) / В.К. Новик, Н.Д. Гаврилова // Физика твердого тела. – 2000. – Т. 42. – № 6. – С. 961–978.

55. Буш, А.А. Пирозлектрический эффект и его применения : учебное пособие / А.А. Буш. – М. : ГОУ ВПО «Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (Технический университет)», 2005. – 212 с.

56. Поплавко, Ю.М. Физика диэлектриков : учебное пособие для вузов / Ю.М. Поплавко. – Киев : Вища школа. Головное изд-во, 1980. – 400 с.

57. All-optical technique to measure the pyroelectric coefficient in electro-optic crystals / J. Parravicini [et al.] // Journal of Applied Physics. – 2011. – V. 109. – № 3. – 033106.

58. Norkus, V. Pyroelectric infrared detectors based on lithium tantalate : state of art and prospects / V. Norkus // Detectors and Associated Signal Processing. – 2004. – V. 5251. – P. 121–128.

59. Integration and characterization of LiTaO₃ single crystal film pyroelectric sensor using mid-infrared metamaterial perfect absorber / K. Zhang [et al.] // IEEE Sensors Journal. – 2022. – V. 22. – № 11. – P. 10381–10387.

60. Electrical properties of LiNbO_3 thin films by RF magnetron sputtering and bias sputtering / T. Nishida [et al.] // Japanese journal of applied physics. – 1995. – V. 34. – № 9S. – P. 5113–5115.
61. Nishida, T. Growth of LiNbO_3 thin films by bias sputtering / T. Nishida, Y. Masuda, T. Shiosaki // ISAF 1998. Proceedings of the Eleventh IEEE international symposium on applications of ferroelectrics. – IEEE, 1998. – P. 321–324.
62. Properties of LiTaO_3 thin films derived by a diol-based sol-gel process / M.C. Kao [et al.] // Japanese journal of applied physics. – 2002. – V. 41. – № 5R. – P. 2982–2986.
63. Pyroelectric properties of sol-gel derived lithium tantalite thin films / M.C. Kao [et al.] // Physica B : Condensed Matter. – 2003. – V. 329-333. – № 2. – P. 1527–1528.
64. Pyroelectric Ta-modified LiNbO_3 thin films and devices for thermal infrared detection / M.C. Kao [et al.] // Thin Solid Films. – 2008. – V. 516. – № 16. – P. 5518–5522.
65. Young, S.L. The properties of tantalum modified lithium niobate thin films prepared by a diol-based sol-gel process / S.L. Young, M.C. Kao, H.Z. Chen // The European Physical Journal Applied Physics. – 2006. – V. 36. – № 1. – P. 5–10.
66. High specific detectivity infrared detector using crystal ion slicing transferred LiTaO_3 single-crystal thin films / J. Luo [et al.] // Sensors and Actuators A : Physical. – 2019. – V. 300. – 111650.
67. Clementi, G. LiNbO_3 films : intégration pour la récupération de l'énergie piézoélectrique et pyroélectrique : thèse de doctorat / G. Clementi. – Besançon, 2020. – 198 p.
68. Dielectric, pyroelectric and structural properties of LiTaO_3 thin films grown on silicon by a modified molecular beam epitaxy / Y. Tao [et al.] // Ferroelectrics. – 1997. – V. 201. – № 1. – P. 245–253.
69. Kohli, C.-H. Electrical and pyroelectric properties of lithium tantalate thin films / C.-H. Kohli, P.E. Schmid, F. Lévy // Ferroelectrics. – 1998. – V. 209. – № 1. – P. 471–482.

70. Pyroelectric LiTaO₃ thin films elaborated by RF magnetron sputtering on RuO₂/SiN_x / P. Combette [et al.] // *Ferroelectrics*. – 2007. – V. 353. – № 1. – P. 233–241.
71. RF magnetron-sputtering deposition of pyroelectric lithium tantalate thin films on ruthenium dioxide / P. Combette [et al.] // *Journal of crystal growth*. – 2007. – V. 304. – № 1. – P. 90–96.
72. Nougaret, L. Growth of lithium tantalate thin films by radio-frequency magnetron sputtering with lithium enriched target / L. Nougaret, P. Combette, F. Pascal-Delannoy // *Thin Solid Films*. – 2009. – V. 517. – № 5. – P. 1784–1789.
73. Schossig, M. Dielectric and pyroelectric properties of ultrathin, monocrystalline lithium tantalate / M. Schossig, V. Norkus, G. Gerlach // *Infrared Physics & Technology*. – 2014. – V. 63. – P. 35–41.
74. Yang, B.L. Conduction mechanisms in MOS gate dielectric films / B.L. Yang, P.T. Lai, H. Wong // *Microelectronics Reliability*. – 2004. – V. 44. – № 5. – P. 709–718.
75. Chiu, F.C. A review on conduction mechanisms in dielectric films / F.C. Chiu // *Advances in Materials Science and Engineering*. – 2014. – V. 2014. – 578168.
76. Чопра, К.Л. Электрические явления в тонких пленках / К.Л. Чопра; пер. с англ. А.Ф. Волкова [и др.]; под ред. проф. Т.Д. Шермергора. – М.: Мир, 1972. – 435 с.
77. Технология тонких пленок: справочник. В 2 т. Т. 2 / под ред. Л. Майссела, Р. Глэнга; пер. с англ. под ред. М.И. Елинсона, Г.Г. Смолко. – М.: Сов. радио, 1977. – 768 с.
78. Characteristics of LiNbO₃ memory capacitors fabricated using a low thermal budget process / D.G. Lim [et al.] // *Solid-State Electronics*. – 2001. – V. 45. – № 7. – P. 1159–1163.
79. Rectifying I-V characteristic of LiNbO₃/Nb-doped SrTiO₃ heterojunction / S.M. Guo [et al.] // *Applied physics letters*. – 2006. – V. 89. – № 22. – 223506.
80. Akazawa, H. Observation of both potential barrier-type and conductive-bridge-type resistance switching with LiNbO₃ thin films / H. Akazawa // 2007

Sixteenth IEEE international symposium on the applications of ferroelectrics. – IEEE, 2007. – P. 48–51.

81. Rectifying the current-voltage characteristics of a LiNbO₃ film/GaN heterojunction / L.Z. Hao [et al.] // Chinese Physics Letters. – 2011. – V. 28. – № 10. – 107703.

82. Ievlev, V. Conduction mechanisms in Si-LiNbO₃ heterostructures grown by ion-beam sputtering method / V. Ievlev, M. Sumets, A. Kostyuchenko // Journal of materials science. – 2013. – V. 48. – № 4. – P. 1562–1570.

83. Band diagram of the Si-LiNbO₃ heterostructures grown by radio-frequency magnetron sputtering / V. Ievlev [et al.] // Thin Solid Films. – 2013. – V. 542. – P. 289–294.

84. Influence sputtering conditions on electrical characteristics of Si-LiNbO₃ heterostructures formed by radio-frequency magnetron sputtering / M. Sumets [et al.] // Molecular Crystals and Liquid Crystals. – 2014. – V. 603. – № 1. – P. 202–215.

85. The electrical properties of single-crystalline Z-cut LiNbO₃ thin films fabricated by crystal-ion-slicing technique / X. Bai [et al.] // Journal of Materials Science : Materials in Electronics. – 2019. – V. 30. – № 9. – P. 8996–9002.

86. Resistive switching effects of crystal-ion-slicing fabricated LiNbO₃ single crystalline thin film on flexible polyimide substrate / S. Huang [et al.] // Advanced Electronic Materials. – 2021. – V. 7. – № 9. – 2100301.

87. Leakage current mechanisms in rapid thermal annealed LiTaO₃ thin films prepared by a diol-based sol-gel method / M.C. Kao [et al.] // Ferroelectrics. – 2004. – V. 304. – № 1. – P. 151–154.

88. Mikhelashvili, V. Effects of annealing conditions on optical and electrical characteristics of titanium dioxide films deposited by electron beam evaporation / V. Mikhelashvili, G. Eisenstein // Journal of Applied Physics. – 2001. – V. 89. – № 6. – P. 3256–3269.

89. Lim, E.W. Conduction mechanism of valence change resistive switching memory : a survey / E.W. Lim, R. Ismail // Electronics. – 2015. – V. 4. – № 3. – P. 586–613.

90. Charge phenomena at the Si/LiNbO₃ heterointerface after thermal annealing / M. Sumets [et al.] // *Ceramics International*. – 2018. – V. 44. – № 13. – P. 15058–15064.

91. Simmons, J.G. Poole-Frenkel effect and Schottky effect in metal-insulator-metal systems // *Physical Review*. – 1967. – V. 155. – № 3. – P. 657–660.

92. Joshi, V. Nonlinear conduction in textured and non textured lithium niobate thin films / V. Joshi, D. Roy, M.L. Mecartney // *Integrated Ferroelectrics*. – 1995. – V. 6. – № 1-4. – P. 321–327.

93. Iyevlev, V. Fabrication, substructure and properties of LiNbO₃ films / V. Iyevlev, A. Kostyuchenko, M. Sumets // 16th International school on quantum electronics : laser physics and applications. – SPIE, 2011. – V. 7747. – 77471J.

94. Electrical and structural properties of LiNbO₃ films, grown by RF magnetron sputtering / V. Iyevlev [et al.] // *Journal of Materials Science : Materials in Electronics*. – 2011. – V. 22. – № 9. – P. 1258–1263.

95. Dielectric and AC conduction properties of thermally evaporated lithium niobate thin films / N. Easwaran [et al.] // *Physica Status Solidi (A)*. – 1992. – V. 129. – № 2. – P. 443–451.

96. Structural and interfacial defects in c-axis oriented LiNbO₃ thin films grown by pulsed laser deposition on Si using Al:ZnO conducting layer / S. Shandilya [et al.] // *Journal of Physics D : Applied Physics*. – 2009. – V. 42. – № 9. – 095303.

97. Purely hopping conduction in c-axis oriented LiNbO₃ thin films / S. Shandilya [et al.] // *Journal of Applied Physics*. – 2009. – V. 105. – № 9. – 094105.

98. Dielectric losses and ac conductivity of Si-LiNbO₃ heterostructures grown by the RF magnetron sputtering method / V. Iyevlev [et al.] // *Journal of Materials Science : Materials in Electronics*. – 2013. – V. 24. – № 5. – P. 1651–1657.

99. Cho, Y. Nano-domains and related phenomena in congruent lithium tantalate single crystals studied by scanning nonlinear dielectric microscopy / Y. Cho // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*. – 2014. – V. 61. – № 8. – P. 1368–1378.

100. Phasor diagrams of thin film of LiTaO_3 as applied infrared sensors on satellite of LAPAN-IPB / M. Misbakhshudur [et al.] // *Procedia Environmental Sciences*. – 2016. – V. 33. – P. 615–619.

101. Локальные центры захвата носителей заряда в монокристаллах C_{60} / Ю.И. Головин [и др.] // *Физика твердого тела*. – 2006. – Т. 48. – № 9. – С. 1723–1726.

102. Space-charge limited conduction in epitaxial chromia films grown on elemental and oxide-based metallic substrates / C.P. Kwan [et al.] // *AIP Advances*. – 2019. – V. 9. – № 5. – 055018.

103. Rectifying filamentary resistive switching in ion-exfoliated LiNbO_3 thin films / X. Pan [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2016. – V. 108. – № 3. – 032904.

104. Tunable non-volatile memory by conductive ferroelectric domain walls in lithium niobate thin films / T. Kämpfe [et al.] // *Crystals*. – 2020. – V. 10. – № 9. – 804.

105. Бонч-Бруевич, В.Л. Физика полупроводников : учебное пособие для физ. спец. вузов / В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. – М. : Наука, 1990. – 685 с.

106. Божков, В.Г. Контакты металл-полупроводник : физика и модели / В.Г. Божков. – Томск : Издательский Дом Томского государственного университета, 2016. – 528 с.

107. Родерик, Э.Х. Контакт металл-полупроводник / Э.Х. Родерик ; пер. с англ. О.Ф. Шевченко, В.И. Покалякина ; под ред. Г.В. Степанова. – М. : Радио и связь, 1982. – 208 с.

108. Шарма, Б.Л. Полупроводниковые гетеропереходы / Б.Л. Шарма, Р.К. Пурохит ; пер. с англ. под ред. Ю.В. Гуляева. – М. : Сов. радио, 1979. – 232 с.

109. Зи, С. Физика полупроводниковых приборов. В 2-х книгах. Кн. 1 / С. Зи ; пер. с англ. В.А. Гергея, В.В. Ракитина ; под ред. Р.А. Суриса. – М. : Мир, 1984. – 456 с.

110. Волкова, Е.В. Введение в физику полупроводниковых диодов и методы проектирования с использованием высокопроизводительных вычислений : учебное пособие / Е.В. Волкова, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский. – Нижний Новгород : Нижегородский госуниверситет, 2014. – 60 с.

111. Joshi, V. Low temperature synthesis and properties of lithium niobate thin films / V. Joshi, D. Roy, M.L. Mecartney // Applied physics letters. – 1993. – V. 63. – № 10. – P. 1331–1333.

112. Roy, D. Process property correlations in sol-gel derived lithium niobate thin films / D. Roy, V. Joshi, M.L. Mecartney // Integrated Ferroelectrics. – 1994. – V. 4. – № 3. – P. 207–215.

113. Electrical properties of Si-LiNbO₃ heterostructures grown by radio-frequency magnetron sputtering in an Ar+O₂ environment / M. Sumets [et al.] // Thin Solid Films. – 2014. – V. 552. – P. 32–38.

114. Temperature transition of p- to n-type conduction in the LiNbO₃/Nb₂O₅ polycrystalline films / M. Sumets [et al.] // Materials Chemistry and Physics. – 2017. – V. 191. – P. 35–44.

115. Ievlev, V. Electrical conductivity of the LiNbO₃ heterostructures grown by ion sputtering method / V. Ievlev, M. Sumets, A. Kostuchenko // 17th International school on quantum electronics : laser physics and applications. – SPIE, 2013. – V. 8770. – 87701M.

116. Структура и свойства нанокристаллических пленок LiNbO₃ / В.М. Иевлев [и др.] // Конденсированные среды и межфазные границы. – 2009. – Т. 11. – № 3. – С. 221–229.

117. Zhang, Y. Low-frequency charge trapping and bistable domain switching in Mg-doped LiNbO₃ single crystal films / Y. Zhang, A.Q. Jiang // Journal of Applied Physics. – 2018. – V. 124. – № 12. – 124103.

118. Ferroelectric lithium tantalate thin film derived from peroxide / Z.X. Cheng [et al.] // Journal of alloys and compounds. – 2005. – V. 402. – № 1-2. – P. 208–212.

119. Structural, dielectric and ferroelectric properties of multilayer lithium tantalate thin films prepared by sol-gel technique / S. Satapathy [et al.] // *Thin Solid Films*. – 2011. – V. 519. – № 6. – P. 1803–1808.

120. Synthesis and characterization of lithium tantalate thin films fabricated by sol-gel method / B. Sun [et al.] // 8th International symposium on advanced optical manufacturing and testing technologies : optoelectronic materials and devices. – SPIE, 2016. – V. 9686. – 968611.

121. Лавров, П.П. Влияние нарушенных слоев на диэлектрические свойства конденсаторных структур на основе сегнетоэлектрических пленок / П.П. Лавров // *Российский технологический журнал*. – 2016. – Т. 4. – № 3. – С. 18–26.

122. Experimental evidence of the “dead layer” at Pt/BaTiO₃ interface / X.L. Li [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2005. – V. 87. – № 22. – 222905.

123. Dielectric response of ferroelectric thin films on nonmetallic electrodes / M. Sayer [et al.] // *Integrated Ferroelectrics*. – 1992. – V. 1. – № 1. – P. 129–146.

124. Grain texture dependent charge transport behaviors and dielectric responses of BaTiO₃ films fabricated on MgO substrates / W. Zhang [et al.] // *Materials Research Bulletin*. – 2022. – V. 145. – 111553.

125. Investigation of interfacial dead layers parameters in Au/Ba_{0.85}Sr_{0.15}TiO₃/Pt capacitor devices / A. Selmi [et al.] // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2020. – V. 826. – 154048.

126. Thickness and dielectric constant of dead layer in Pt/(Ba_{0.7}Sr_{0.3})TiO₃/YBa₂Cu₃O_{7-x} capacitor / B. Chen [et al.] // *Applied physics letters*. – 2004. – V. 84. – № 4. – P. 583–585.

127. Термостабильные сегнетоэлектрические конденсаторы на основе градиентных пленок титаната бария-стронция / А.В. Тумаркин [и др.] // *Журнал технической физики*. – 2017. – Т. 87. – № 10. – С. 1585–1591.

128. Внутреннее поле и самополяризация в тонких пленках цирконата-титаната свинца / В.В. Осипов [и др.] // *Физика твердого тела*. – 2015. – Т. 57. – № 9. – С. 1748–1754.

129. Frequency dispersion analysis of thin dielectric MOS capacitor in a five-element model / X. Zhang [et al.] // *Journal of Physics D : Applied Physics*. – 2018. – V. 51. – № 5. – 055105.

130. Солнышкин, А.В. Пироэлектрический и фотовольтаический эффекты в неоднородных сегнетоэлектрических структурах : дис. ... докт. физ.-мат. наук : 01.04.07 / Солнышкин Александр Валентинович. – Тверь, 2012. – 338 с.

131. Масловская, А.Г. Исследование распределения поляризации в сегнетоэлектрических кристаллах на основе решения обратной задачи пироэффекта / А.Г. Масловская // *Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки*. – 2012. – № 3. – С. 114–123.

132. Iuga, A.R. Ultrafast nondestructive pyroelectric reading of FeRAM memories / A.R. Iuga, I. Lindfors-Vrejoiu, G.A. Boni // *Infrared Physics & Technology*. – 2021. – V. 116. – 103766.

133. Use of the thermal square wave method to analyze polarization state in ferroelectric materials / O.V. Malyshkina [et al.] // *Ferroelectrics*. – 2010. – V. 400. – № 1. – P. 63–75.

134. How to measure the pyroelectric coefficient? / S. Jachalke [et al.] // *Applied Physics Reviews*. – 2017. – V. 4. – № 2. – 021303.

135. Физические основы, методы исследования и практическое применение пьезоматериалов / В.А. Головнин [и др.]. – М. : Техносфера, 2013. – 272 с.

136. Измеритель иммитанса Е7-20 : руководство по эксплуатации УШЯИ.411218.012 РЭ. – Минск : ОАО «МНИПИ», 2004. – 30 с.

137. Солнышкин, А.В. Моделирование распределения электрических полей в сегнетоэлектрических катодах для тепловизоров на основе электронной эмиссии / А.В. Солнышкин, И.Л. Кислова, Г. Суханек // *Вестник ТвГУ. Серия «Физика»*. – 2007. – № 3. – С. 99–105.

138. Cheung, S.K. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics / S.K. Cheung, N.W. Cheung // Applied physics letters. – 1986. – V. 49. – № 2. – P. 85–87.

139. Norde, H. A modified forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance / H. Norde // Journal of applied physics. – 1979. – V. 50. – № 7. – P. 5052–5053.

140. Bohlin, K.E. Generalized Norde plot including determination of the ideality factor / K.E. Bohlin // Journal of Applied Physics. – 1986. – V. 60. – № 3. – P. 1223–1224.

141. Extrinsic and intrinsic frequency dispersion of high-k materials in capacitance-voltage measurements / J. Tao [et al.] // Materials. – 2012. – V. 5. – № 6. – P. 1005–1032.

142. Two-frequency C-V correction using five-element circuit model for high-k gate dielectric and ultrathin oxide / W.H. Wu [et al.] // IEEE electron device letters. – 2006. – V. 27. – № 5. – P. 399–401.

143. Морозов, В.В. Обработка результатов эксперимента : учебное пособие / В.В. Морозов, Б.Е. Сobotковский, И.Л. Шейнман. – Санкт-Петербург : Издательство СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2004. – 64 с.

144. Каптелов, Е.Ю. Униполярность тонких поликристаллических пленок цирконата-титаната свинца : автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.07 / Каптелов Евгений Юрьевич. – Санкт-Петербург, 2005. – 20 с.

145. Glass, A.M. Dielectric, thermal, and pyroelectric properties of ferroelectric LiTaO_3 / A.M. Glass // Physical Review. – 1968. – V. 172. – № 2. – P. 564–571.

146. Smith, R.T. Temperature dependence of the elastic, piezoelectric, and dielectric constants of lithium tantalate and lithium niobate / R.T. Smith, F.S. Welsh // Journal of applied physics. – 1971. – V. 42. – № 6. – P. 2219–2230.

147. Webb, R. Absolute absorptance measurements on copper-based alloys at infrared wavelengths / R. Webb // International Journal of Thermophysics. – 1989. – V. 10. – № 2. – P. 513–525.

148. Continuous wave laser welding of copper with combined beams at wavelengths of 1030 nm and of 515 nm / A. Hess [et al.] // *Physics Procedia*. – 2011. – V. 12. – № 1. – P. 88–94.

149. Smith, D.R. Low-temperature properties of silver / D.R. Smith, F.R. Fickett // *Journal of research of the National Institute of Standards and Technology*. – 1995. – V. 100. – № 2. – C. 119–171.

150. Popescu, S.T. Interferometric measurement of the pyroelectric coefficient in lithium niobate / S.T. Popescu, A. Petris, V.I. Vlad // *Journal of Applied Physics*. – 2013. – V. 113. – № 4. – 043101.

151. Nelson, D.F. Refractive indices of congruently melting lithium niobate / D.F. Nelson, R.M. Mikulyak // *Journal of Applied Physics*. – 1974. – V. 45. – № 8. – P. 3688–3689.

152. Smith, D.S. Refractive indices of lithium niobate / D.S. Smith, H.D. Riccius, R.P. Edwin // *Optics communications*. – 1976. – V. 17. – № 3. – P. 332–335.

153. Yang, J. First-principles investigations of the physical properties of lithium niobate and lithium tantalate / J. Yang, J. Long, L. Yang // *Physica B : Condensed Matter*. – 2013. – V. 425. – P. 12–16.

154. Kim, S. Coercive fields in ferroelectrics : a case study in lithium niobate and lithium tantalate / S. Kim, V. Gopalan, A. Gruverman // *Applied Physics Letters*. – 2002. – V. 80. – № 15. – P. 2740–2742.

155. Esin, A.A. The electronic conductivity in single crystals of lithium niobate and lithium tantalate family / A.A. Esin, A.R. Akhmatkhanov, V.Y. Shur // *Ferroelectrics*. – 2016. – V. 496. – № 1. – P. 102–109.

156. El-Bachiri, A. Ionic and polaronic conductivity of lithium niobate / A. El-Bachiri, F. Bennani, M. Bousselamti // *Spectroscopy Letters*. – 2014. – V. 47. – № 5. – P. 374–380.

157. Шалимова, К.В. Физика полупроводников : учебник / К.В. Шалимова. – Санкт-Петербург : Издательство «Лань», 2010. – 400 с.

158. Polarization-dependent electron affinity of LiNbO₃ surfaces / W.C. Yang [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2004. – V. 85. – № 12. – P. 2316–2318.

159. Urbach tail and bandgap analysis in near stoichiometric LiNbO_3 crystals / R. Bhatt [et al.] // *Physica Status Solidi (A)*. – 2012. – V. 209. – № 1. – P. 176–180.
160. Mishra, U.K. *Semiconductor device physics and design* / U.K. Mishra, J. Singh. – Dordrecht : Springer, 2008. – 583 p.
161. Агекян, В.Ф. Основы фотоники полупроводниковых кристаллов и наноструктур / В.Ф. Агекян. – Санкт-Петербург : КМЦ ФФ, 2007. – 133 с.
162. Набиуллин, И.Р. Эффект дистанционного переключения в системе металл-полимер-металл / И.Р. Набиуллин, А.Н. Лачинов, А.Ф. Пономарев // *Журнал технической физики*. – 2010. – Т. 80. – № 5. – С. 107–110.
163. Properties of SiO_2 and Al_2O_3 films for electrical insulation applications deposited by reactive pulse magnetron sputtering / H. Bartzsch [et al.] // *Surface and Coatings Technology*. – 2003. – V. 174. – P. 774–778.
164. Permittivity of SiO_2 for estimating capacitive delays in focused ion beam circuit edit / D.W. Niles [et al.] // *Journal of Vacuum Science & Technology B*. – 2015. – V. 33. – № 1. – 012203.
165. Srivastava, J.K. Electrical conductivity of silicon dioxide thermally grown on silicon / J.K. Srivastava, M. Prasad, J.B. Wagner // *Journal of The Electrochemical Society*. – 1985. – V. 132. – № 4. – P. 955–963.
166. Перевалов, Т.В. Применение и электронная структура диэлектриков с высокой диэлектрической проницаемостью / Т.В. Перевалов, В.А. Гриценко // *Успехи физических наук*. – 2010. – Т. 180. – № 6. – С. 587–603.
167. Low-temperature sintering and microwave dielectric properties of Li_3MO_4 (M=Ta, Sb) ceramics / L.-X. Pang [et al.] // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2012. – V. 525. – P. 22–24.
168. Subsolidus solution and ionic conductivity of rock-salt structured $\text{Li}_{3+5x}\text{Ta}_{1-x}\text{O}_4$ electroceramics / S. Shari [et al.] // *Materials Science-Poland*. – 2020. – V. 38. – № 3. – P. 465–474.
169. Tagantsev, A.K. Domains in ferroic crystals and thin films / A.K. Tagantsev, L.E. Cross, J. Fousek. – New York : Springer, 2010. – 835 p.

170. The interface screening model as origin of imprint in $\text{PbZr}_x\text{Ti}_{1-x}\text{O}_3$ thin films. I. Dopant, illumination, and bias dependence / M. Grossmann [et al.] // Journal of applied physics. – 2002. – V. 92. – № 5. – P. 2680–2687.