

На правах рукописи

**ШАМРАЙ Александр Валерьевич**

**МЕТОДЫ УПРАВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В  
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ  
ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК**

**Специальность 01.04.03 – радиофизика**

**АВТОРЕФЕРАТ**

**Диссертации на соискание учёной степени  
доктора физико-математических наук**

**Санкт – Петербург - 2011**

Работа выполнена в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН.

Научный консультант:

доктор физико – математических наук Петров Виктор Михайлович.

Официальные оппоненты:

доктор физико – математических наук Кожевников Николай Михайлович,

доктор технических наук Мешковский Игорь Касьянович,

доктор технических наук Лиференко Виктор Данилович.

Ведущая организация:

ОАО «Концерн «ЦНИИ «Электроприбор».

Защита состоится « 16 » июня 2011 г. в 14:00 часов на заседании диссертационного совета Д212.229.01 при Государственном образовательном учреждении высшего профессионального образования «Санкт–Петербургский Государственный Политехнический Университет» по адресу: 195251, г. Санкт–Петербург, ул. Политехническая д.29. корп. II, ауд. 470.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ГОУ «СПбГПУ»

Замечания и отзывы по данной работе в 1 экземпляре, заверенные печатью, просим направлять на имя ученого секретаря, Короткова А.С. по адресу: 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 29, ГОУ «СПбГПУ», диссертационный совет Д212.229.01

Автореферат разослан « \_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2011 г.

Ученый секретарь диссертационного совета Д 212.229.01

доктор технических наук, профессор

Коротков А.С.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### АКТУАЛЬНОСТЬ ТЕМЫ

Современные информационные технологии всё шире используют оптический диапазон электромагнитных колебаний. Широкополосные системы оптической связи, оптические системы памяти и различные оптические датчики требуют всё более быстрого и гибкого управления световыми потоками. При этом одной из главных задач является управление оптическими сигналами без промежуточного преобразования сигналов в электронный вид. Использование оптических волноводов и интегрально-оптических устройств на их основе является одним из наиболее перспективных направлений решения данной задачи и еще одним шагом в направлении слияния фотоники и электроники. Высокая степень локализации поля световой волны позволяет существенно уменьшить размеры, увеличить быстродействие и эффективность управления оптическими сигналами.

Диэлектрические оптические волноводы достаточно широко используются для передачи и модуляции оптических сигналов – это прежде всего оптическое волокно и электрооптические модуляторы на основе ниобата лития. Современные технологии производства диэлектрических оптических волноводов обеспечивают предельно низкие оптические потери, а применение сегнетоэлектрических подложек для изготовления волноводных интегрально-оптических схем позволяет использовать электрооптический, акустооптический, а также и нелинейные оптические эффекты для управления оптическим излучением.

Расширение круга практических применений требует создание устройств с новыми функциональными характеристиками. Поэтому разработка и исследование новых методов управления оптическим излучением в диэлектрических волноводах является актуальной задачей. Особый интерес представляют исследования новых конфигураций интегрально-оптических устройств, в которых управление оптическими сигналами происходит при взаимодействии с периодическими структурами. Дифракция оптического излучения на периодических структурах дает диэлектрическим волноводам принципиально новые оптические свойства, такие как спектральная селективность и особый закон дисперсии, которые могут быть использованы для увеличения эффективности управления светом и расширения функциональных возможностей интегрально-оптических устройств. В то же время, самостоятельный научный интерес

представляет исследование управления оптическим излучением в диэлектрических волноводах с точки зрения изучения свойств материалов и оптимизации их для решения указанных задач.

## ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Целью настоящей диссертационной работы является разработка и исследование новых методов управления оптическим излучением в диэлектрических волноводах с использованием Брэгговских решеток, а также разработка концепций интегрально-оптических устройств для управления световыми потоками.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Проводились детальные теоретические исследования процессов дифракции на Брэгговских решетках в диэлектрических волноводах с внесёнными вдоль направления распространения оптического излучения неоднородностями показателя преломления.
2. Проводился детальный теоретический анализ влияния взаимной ориентации кристаллографических осей подложки фоторефрактивного сегнетоэлектрика и сформированного в ней оптического волновода на эффективность электрооптического управления Брэгговскими решетками в диэлектрических волноводах.
3. Исследовались физические механизмы формирования оптических волноводов на подложках ниобата лития, а также влияние геометрических параметров фотолитографической маски на распределение интенсивности оптического излучения в моде канального волновода.
4. Исследовались условия возбуждения плазмон-поляритонных волн в тонкопленочных структурах на поверхности оптического волновода и влияние эффективности их возбуждения на состояние поляризации и оптические потери волноводной моды.
5. Проводились экспериментальные исследования электрооптического управления спектральной характеристикой и дисперсионными свойствами Брэгговских решеток сформированных в канальных оптических волноводах на кристаллических подложках ниобата лития.
6. Выявлялись и анализировались новые функциональные свойства управляемых Брэгговских решеток в диэлектрических волноводах с точки зрения

практических применений. Рассматривалась возможность использования управляемых Брэгговских решеток для реализации новых форматов модуляции оптических сигналов, основанных на кодировании оптического спектра.

### НАУЧНАЯ НОВИЗНА

Научная новизна работы определялась тем, что в ней впервые:

1. При помощи аппарата матриц переноса решена задача анализа и синтеза заданных спектральных характеристик управляемых фоторефрактивных Брэгговских решёток в диэлектрических волноводах.

2. Проведен детальный теоретический анализ эффективности электрооптического управления Брэгговскими решетками в оптических волноводах на подложках фоторефрактивных сегнетоэлектриков, учитывающий взаимную ориентацию кристаллографических осей подложки и оптического волновода, а также особенности распространения оптического излучения в анизотропных волноводах.

3. Детально исследованы процессы дифракции оптического излучения на управляемых фоторефрактивных Брэгговских решетках в оптических волноводах. Проведены теоретические и экспериментальные исследования электрооптического управления групповой скоростью оптического излучения при дифракции на Брэгговских решетках. Предложен и экспериментально реализован оригинальный метод управления формой спектральной характеристики фоторефрактивных Брэгговских решеток в диэлектрических волноводах путем создания на подложках электрооптических материалов динамических скачков среднего показателя преломления.

4. Проведены экспериментальные и теоретические исследования процессов формирования канальных оптических волноводов на подложках ниобата лития, изготавливаемых методом низкотемпературного протонно-ионного обмена, и влияния геометрических параметров фотолитографической маски на их оптические характеристики.

5. Проведены экспериментальные и теоретические исследования влияния на состояние поляризации оптического излучения эффективности возбуждения плазмон-поляритонных волн в металлических слоях на поверхности канальных одномодовых оптических волноводов в ниобате лития. Разработана оригинальная

технология изготовления плазмон-поляритонного поляризатора на основе композитной пленки  $Al/Al_2O_3$ , позволяющая изготавливать поляризатор в одном технологическом цикле.

### ПРАКТИЧЕСКАЯ ЦЕННОСТЬ

Практическая ценность работы заключается в том, что её результаты могут быть использованы при разработке и создании широкого круга интегрально-оптических устройств для перспективных систем оптической связи, в том числе использующих принципы частотного уплотнения, а также разветвленных сетей волоконно-оптических датчиков. В частности, управляемые Брэгговские решетки в интегрально-оптическом исполнении могут быть использованы в качестве перестраиваемых оптических фильтров, а также для создания принципиально новых устройств частотного и фазового кодирования-декодирования оптических сигналов. Возможность высокочастотного управления групповой скоростью оптического излучения интересна с точки зрения построения оптического буфера в системах регенерации импульсов в оптических линиях связи.

В работе предложено решение некоторых технологических задач. Выявлены условия изготовления на подложках ниобата лития по технологии низкотемпературного протонного обмена интегрально-оптических устройств, обеспечивающие высокие электрооптические характеристики волноводов и низкую чувствительность к погрешностям изготовления фотолитографической маски. Показана возможность создания высокоэффективного волноводного поляризатора с коэффициентом выделения поляризации 19 дБ/мм и вносимыми оптическими потерями 0,1 дБ/мм, что соответствует самым высоким требованиям, предъявляемым к устройствам выделения поляризации в системах оптических датчиков.

### ПОЛОЖЕНИЯ, ВЫНОСИМЫЕ НА ЗАЩИТУ

1. Предложенная дискретная модель управляемой фоторефрактивной Брэгговской решетки позволяет однозначно решать не только прямую задачу вычисления спектральной характеристики решетки по заданному набору скачков фазы и эффективного периода решетки, но и обратную задачу определения набора скачков фазы и эффективного периода решетки исходя из заданной спектральной характеристики. Неоднозначность обратной задачи устраняется за счёт выбора диапазона возможных

изменений параметров решётки, связанных с механизмом формирования скачков её фазы и периода.

2. В диэлектрических волноводах на подложках фоторефрактивных кристаллов изменение условий дифракции оптического излучения и управление спектральной характеристикой Брэгговских решеток реализуется путем формирования управляемых скачков эффективного показателя преломления волновода за счет электрооптического эффекта без существенного влияния на модовый состав распространяющегося оптического излучения.

3. Существует взаимная ориентация кристаллографических осей подложки фоторефрактивного сегнетоэлектрика и сформированного в ней оптического волновода, одновременно обеспечивающая высокий эффективный электрооптический коэффициент в геометрии поперечного электрооптического эффекта, эффективную голографическую запись фоторефрактивной Брэгговской решетки, а также низкий уровень оптических потерь и низкую степень преобразования поляризации внутри анизотропного оптического волновода.

4. При заданных температурах и временах протонного обмена на подложках ниобата лития ширина фотолитографической маски определяет общее количество замещенных на протоны ионов лития и может эффективно использоваться как дополнительная степень свободы для контроля профиля интенсивности моды канального волновода, влияя как на ширину, так и на глубину модового пятна. Для заданного размера модового пятна существует набор технологических параметров (температура и время протонного обмена, температура и время отжига), при которых размер пятна волноводной моды практически не зависит от изменения ширины маски в диапазоне  $\pm 1 \div 1,5$  мкм.

5. Металлическая пленка алюминия с диэлектрическим буферным слоем оксида алюминия на поверхности канального оптического волновода в ниобате лития обладает свойством выделения поперечной электрической (ТЕ) волноводной моды, что связано с процессом возбуждения поперечной магнитной (ТМ) модой быстро затухающих поверхностных плазмон-поляритонных волн на границе металл диэлектрик. Существует оптимальная толщина буферного слоя, обеспечивающая высокий коэффициент связи волноводной ТМ моды с поверхностной плазмон-поляритонной волной, а также длину биений при их взаимодействии, превышающую характерную длину затухания плазмон-поляритонов.

6. Безынерционность электрооптического эффекта и интегрально-оптическая конфигурация управляемых фоторефрактивных Брэгговских решеток на подложках ниобата лития позволяют осуществлять высокочастотную модуляцию и спектральное кодирование оптических сигналов, а также управлять временным сдвигом оптических импульсов.

#### АПРОБАЦИЯ РАБОТЫ

Материалы диссертационной работы докладывались и обсуждались на Московской Международной конференции по оптическим информационным технологиям OIST'97 (Москва, Россия, 27-30 авг. 1997 г.); XVI-ой Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике ICONO'98 (Москва, Россия, 29 июня-3 июля 1998 г.); 12-ой Международной конференции по лазерам и электрооптике в Европе CLEO/Euro-EQUEC'98 (Глазго, Шотландия, 14-18 сент. 1998 г.); Московской Международной конференции по оптической обработке информации OIP'99 (Москва, Россия, 29 мая-1 июня 1999 г.); Ежегодной Европейской конференции по исследованию материалов E-MRS'2000 (Страсбург, Франция, 30 мая-2 июня, 2000 г.); 14-ой Международной конференции по лазерам и электрооптике в Европе CLEO/Euro-EQUEC'2000 (Ницца, Франция, 10-15 сент. 2000 г.); Международной конференции по оптическим кристаллам (Мозырь, Беларусь, 26-30 сентября 2000г.); 27 Европейской конференции по оптической связи ECOC'01 (Амстердам, Голландия, 30 сент.- 4 окт. 2001 г.); Московской Международной конференции по квантовой электронике и лазерной оптике ICONO/LAT'02 (Москва, Россия, 22-27 июня 2002 г.); Ежегодной Европейской конференции по исследованию материалов E-MRS'2003 (Страсбург, Франция, 10-13 июня, 2003 г.); Ежегодной конференции Германского Оптического Общества DGAO'03 (Мюнстер, Германия, 10-14 июня 2003 г.); 11-й Международной конференции по оптике лазеров LO-2003 (Санкт-Петербург, Россия, 30 июня - 04 июля, 2003 г.), Европейской конференции по твердотельным и волоконным когерентным источникам света EPS-QEOD (Лозанна, Швейцария, 29 августа – 03 сентября 2004г.); Конференции американского оптического общества по твердотельной фотонике ASSP 2005 (Вена, Австрия, 06-09 февраля 2005г.); Международной конференции по квантовой электронике и лазерной оптике ICONO/LAT'05 (Санкт-Петербург, Россия, 11-15 мая 2005г.); Международной конференции по лазерам и электрооптике в Европе CLEO/Euro-EQUEC'2005 (Мюнхен, Германия, 12-17 июня, 2005г.); Международной

конференция по оптоэлектронике и лазерам SAOL2005 (Ялта, Украина, 12-17 сентября 2005 г.); Международной конференции по оптоинформатике (Санкт-Петербург, 17-20 октября 2005г.); 12-й Международной конференции по оптике лазеров LO-2006 (Санкт-Петербург, Россия, 26-30 июня, 2006 г.); 10-м Международном семинаре по применению нанотехнологий и оптоэлектроники в живых системах (Санкт-Петербург, Россия, 01-03 ноября 2006г.); Ежегодной международной конференции по лазерам и электрооптике CLEO/QELS-2007 (Балтимор, США, 06-11 мая 2007г.); Международной конференции по квантовой электронике и лазерной оптике ICONO/LAT'07 (Минск, Беларусь, 27 мая – 01 июня 2007г.); 17-й Международной конференции по микроволновым и телекоммуникационным технологиям CRIMICO2007 (Севастополь, Украина, 10-14 сентября 2007г.); Международной конференции по голографии HOLO-EXPO 2007 (Москва, Россия, 24-27 сентября 2007г.); Конгресс международного общества оптики и фотоники SPIE Photonics West 2008 (Сан-Хосе, США, 19-24 января 2008г.); Европейский конгресс международного общества оптики и фотоники SPIE Photonics Europe 2008 (Страсбург, Франция, 07-10 апреля 2008г.); 8-й Международной конференции по оптическим технологиям для измерений и сенсоров OPTO2008 (Нюрнберг, Германия, 06-08 мая 2008г.); 13-й Всероссийской конференции по физике сегнетоэлектриков (Санкт-Петербург, Россия, 09-14 июня, 2008 г.); 13-й Международной конференции по оптике лазеров LO-2008 (Санкт-Петербург, Россия, 23-28 июня, 2008 г.); Международной конференции по фоторефрактивным материалам, эффектам и устройствам PR-09 (Бад Хоннеф, Германия, 11-14 июня 2009 г.).

Результаты работы неоднократно обсуждались на семинаре лаборатории квантовой электроники ФТИ им. А.Ф. Иоффе, были представлены и обсуждены на заседании Ученого совета Отделения твердотельной электроники ФТИ им. А.Ф. Иоффе, на семинаре кафедры радиофизики ГОУ «СПбГПУ».

## СТРУКТУРА И ОБЪЁМ ДИССЕРТАЦИИ

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения, одного приложения и списка цитируемой литературы, включающего 313 наименований. Каждая глава завершается параграфом “Результаты”, кратко суммирующим изложенные в главе оригинальные результаты. Диссертация изложена на 267 страницах и содержит 115 рисунков.

## ЛИЧНЫЙ ВКЛАД АВТОРА

Содержание диссертации отражает персональный вклад автора в опубликованные работы. На начальном этапе диссертационной работы постановка ряда задач осуществлялась совместно с доктором физико-математических наук, профессором М.П. Петровым. Многие работы выполнены в соавторстве с сотрудниками Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН, а также в творческом содружестве с сотрудниками других научных учреждений, включая зарубежные. Исследования и отработка технологических процессов изготовления интегрально-оптических структур проводились совместно с кандидатом химических наук И.В. Ильичевым. Анализ оптимальной ориентации для электрооптического управления Брэгговскими решетками, а также экспериментальные исследования управления голографическими Брэгговскими решетками в объемной конфигурации были выполнены совместно с доктором физико-математических наук, профессором В.М. Петровым. Компьютерное моделирование интегрально-оптического плазмон-поляритонного поляризатора было проведено аспирантом Н.В. Тогузовым под научным руководством автора. Экспериментальные исследования электрооптического управления дисперсионными свойствами Брэгговских решеток и групповой скоростью оптического излучения сделаны в сотрудничестве с доктором физико-математических наук, профессором С.И. Степановым. Во всех случаях автор диссертации принимал участие в выборе направления и постановке задачи исследований, обсуждении результатов, а вклад автора диссертации в планирование и проведение экспериментов в интегрально-оптической конфигурации был определяющим.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

ВВЕДЕНИЕ содержит обоснование актуальности проведённых в диссертационной работе исследований. В нём сформулированы цели и задачи работы, определена научная новизна и практическая ценность полученных результатов, изложены защищаемые положения.

ПЕРВАЯ ГЛАВА представляет собой литературный обзор, в рамках которого описываются оптические свойства Брэгговских решеток и методы голографической записи решеток в фоторефрактивных кристаллах, обсуждаются критерии выбора материалов для проведения исследований. Рассматриваются современные технологии формирования оптических волноводов на фоторефрактивных кристаллических

подложках. Приведены теоретические основы для описания распространения света по диэлектрическим оптическим волноводам и дифракции на Брэгговских решетках. Кратко сформулированы новые концепции использования фоторефрактивных волноводов и перестраиваемых Брэгговских решеток для управления световыми потоками. Показано, что предлагаемые идеи соответствуют тенденциям развития оптических систем и появляющимся новым практическим применениям.

В заключение главы сформулированы научные проблемы, решаемые в данной работе:

1. Разработка теоретических основ управления условиями дифракции на Брэгговских решетках в фоторефрактивных волноводах. Построение теоретической модели описывающей спектральную характеристику и дисперсионные свойства фоторефрактивных Брэгговских решеток со сложным пространственным распределением параметров.
2. Экспериментальная демонстрация физической реализуемости разрабатываемых концепций управления оптическим излучением с использованием фоторефрактивных Брэгговских решеток в оптических волноводах. Включая:
  - a. выбор наиболее подходящих фоторефрактивных кристаллов и поиск оптимальной конфигурации для управления Брэгговскими решетками, одновременно учитывая особенности интегрально оптического исполнения;
  - b. выявление требований к свойствам оптического излучения для реализации эффективного управления его спектральной характеристикой при дифракции на Брэгговских решетках в оптических волноводах, и разработка методов получения заданных оптических характеристик волноводной моды;
  - c. исследование процессов формирования оптических волноводов в фоторефрактивных кристаллах с целью выявления механизмов влияния технологических параметров изготовления канальных волноводов на их оптические характеристики и поиск методов оптимизации технологии изготовления канальных оптических волноводов в фоторефрактивных кристаллах с точки зрения устойчивости к погрешностям в процессе изготовления.
3. Анализ наиболее перспективных и поиск новых практических применений исследуемых механизмов управления оптическим излучением в информационных оптических системах.

ВТОРАЯ ГЛАВА посвящена теоретическому анализу дифракции на фоторефрактивных Брэгговских решетках и разработке методов гибкого управления их спектральной характеристикой. Проведен детальный теоретический анализ фоторефрактивных Брэгговских решеток со сложным пространственным распределением параметров, показана прямая связь между спектральной функцией отражения (пропускания) решетки и пространственным распределением ее основных параметров (амплитуды, фазы, периода).

В разделе 2.1. дается понятие спектральной характеристики Брэгговской решетки. Однородная фоторефрактивная Брэгговская решетка представляется в виде косинусоидальной решетки показателя преломления с малой амплитудой ( $\delta n \approx 10^{-5} \div 10^{-4}$ ). Точное теоретическое описание такой решетки дается теорией связанных волн. В тоже время экспериментально показано, что для фоторефрактивных Брэгговских решеток малой длины ( $< 10$  мм), спектральная функция решетки аппроксимируется с высокой точностью функцией преобразования Фурье от пространственной зависимости показателя преломления. Данное обстоятельство может быть эффективно использовано для синтеза заданной спектральной характеристики.

В разделе 2.2. представлены результаты теоретического анализа спектральных характеристик пространственно неоднородных фоторефрактивных Брэгговских решеток, в том числе со скачками фазы, периода решетки и среднего показателя преломления материала. Данный анализ базируется на методе матриц переноса, где решетка представляется в виде однородных секций, дифракция на которых описывается теорией связанных волн (Рис. 1).

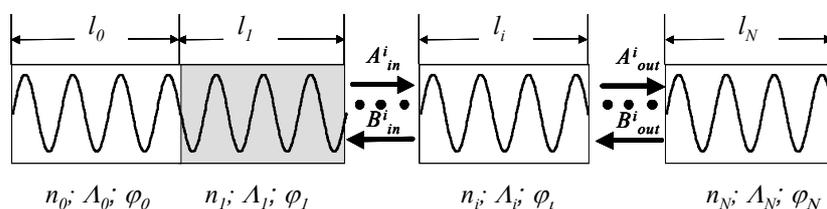


Рис. 1. Разбиение решетки со сложным пространственным распределением на однородные косинусоидальные секции.

Распространение света через каждую секцию описывается матричным выражением:

$$\begin{pmatrix} A^i_{out} \\ B^i_{out} \end{pmatrix} = \hat{T}^i \begin{pmatrix} A^i_{in} \\ B^i_{in} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T^{i_{11}} & T^{i_{12}} \\ T^{i_{21}} & T^{i_{22}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^i_{in} \\ B^i_{in} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где  $A$  и  $B$  описывают амплитуды падающей и отраженной световых волн, индексы «in» и «out» означают амплитуды волн на входе и выходе секции  $i$ -ой решетки соответственно, а элементы матрицы переноса  $T^i$  определяются при помощи стандартной теории связанных волн Когельника:

$$\hat{T}^i(l_i, \delta) = \begin{pmatrix} \cosh(l_i \sqrt{\kappa_i^2 - \delta^2}) + j \frac{\delta}{\sqrt{\kappa_i^2 - \delta^2}} \sinh(l_i \sqrt{\kappa_i^2 - \delta^2}) & \frac{\kappa_i}{\sqrt{\kappa_i^2 - \delta^2}} \sinh(l_i \sqrt{\kappa_i^2 - \delta^2}) \\ \frac{\kappa_i^*}{\sqrt{\kappa_i^2 - \delta^2}} \sinh(l_i \sqrt{\kappa_i^2 - \delta^2}) & \cosh(l_i \sqrt{\kappa_i^2 - \delta^2}) - j \frac{\delta}{\sqrt{\kappa_i^2 - \delta^2}} \sinh(l_i \sqrt{\kappa_i^2 - \delta^2}) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где  $i$  – порядковый номер секции,  $l_i$  – длина секции, параметр расстройки Брэгга  $\delta = \pi(2n_0\lambda^{-1} - \Lambda^{-1})$  характеризует отклонение длины волны  $\lambda$  считывающего света от длины волны Брэгговского отражения однородной решетки, которая определяется периодом решетки  $\Lambda$  и значением среднего показателя преломления  $n_0$ ,  $\kappa_i$  – комплексный коэффициент взаимодействия, который зависит от координаты и определяется пространственным изменением амплитуды ( $\delta n(z)$ ) и фазы ( $\varphi(z)$ ) решетки, а также изменением среднего показателя преломления материала ( $\Delta n(z)$ ).

$$\kappa(z) = j \frac{\pi \cdot \delta n(z)}{\lambda} \cdot \exp \left[ j \left( \varphi(z) - 2 \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^z \Delta n(z') dz' \right) \right] \quad (3)$$

При разбиении на однородные дискретные секции зависимость от координаты превращается в зависимость от индекса  $i$ , а интегрирование преобразуется в суммирование по предыдущим секциям. В виду линейности системы уравнений связанных волн, амплитуды световых волн, распространяющихся во встречных направлениях, в любой точке решетки ( $z$ ), записываются как линейная комбинация амплитуд падающей и отраженной волны на входе решетки ( $z=0$ ). Тогда матрица переноса неоднородной Брэгговской решетки может быть получена как произведение матриц переноса составляющих её секций.

$$\hat{T} = \hat{T}^N \cdot \hat{T}^{N-1} \cdot \dots \cdot \hat{T}^i \cdot \dots \cdot \hat{T}^0 \quad (4)$$

Подчеркнем, что вклады разных секций складываются когерентно с учетом фазовых соотношений, и именно фазовые соотношения главным образом отвечают за изменение формы спектральной характеристики.

$$\begin{aligned}
A(L) &= A(0) \cdot t = \frac{1}{T_{22}} \cdot A(0) \\
B(0) &= A(0) \cdot r = -\frac{T_{21}}{T_{22}} \cdot A(0) \\
\eta(L) &= \left| \frac{T_{21}}{T_{22}} \right|^2
\end{aligned} \tag{5}$$

Спектральные зависимости коэффициента отражения, коэффициента пропускания и дифракционной эффективности неоднородной решетки определяются из общей матрицы переноса, полученной перемножением матриц переноса отдельных секций (4), при граничных условиях  $B(\sum l_i) = 0$  (амплитуда отраженного сигнала на конце системы равна нулю).

Метод матриц переноса позволяет вычислить спектральный отклик решетки, зная пространственное распределение параметров решетки (амплитуды  $\delta n(z)$ , фазы  $\varphi(z)$ , периода  $\Lambda(z)$  решетки и среднего показателя преломления материала  $\Delta n(z)$ ). Однако с практической точки зрения более интересной является обратная задача – нахождение параметров пространственно неоднородной решетки по заданной спектральной характеристике, или задача синтеза спектральной передаточной функции.

В разделе 2.3. подробно описано решение обратной задачи рассеяния - нахождения пространственного распределения параметров решетки по заданной спектральной характеристике. Показано что для решеток с малой дифракционной эффективностью удобно использовать тот факт, что при малых величинах параметра  $\nu = \int_0^L |\kappa(z)| dz < 1$  (Борновское приближение), спектральный отклик достаточно точно аппроксимируется функцией преобразования Фурье от пространственной зависимости коэффициента связи.

$$\begin{aligned}
r(\delta) &= -\frac{1}{2} \int_0^\infty \kappa^* \left( \frac{z}{2} \right) \exp(j\delta \cdot z) dz \\
-\frac{1}{2} \kappa^* \left( \frac{z}{2} \right) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty r(\delta) \exp(-j\delta \cdot z) d\delta
\end{aligned} \tag{6}$$

где  $r(\delta)$  - спектральная зависимость амплитудного коэффициента отражения. Отметим, что для случая решетки со скачками фазы и среднего показателя преломления материала зависимость от координаты входит в аргумент комплексного коэффициента

взаимодействия (см. (3)). С учетом хорошо развитых алгоритмов быстрого преобразования Фурье данный метод легко реализуем практически для любого вида спектрального отклика. Однако следует помнить, что данный метод хорошо работает в приближении малой дифракционной эффективности или малого коэффициента отражения и для решеток с большой дифракционной эффективностью может использоваться только в качестве оценки.

Для синтеза оптических фильтров на основе Брэгговских решеток с высоким коэффициентом отражения (малыми потерями) удобно применять метод послойного обратного распространения или динамической обратной свертки – это рекурсивный метод, использующий формализм матриц переноса и принцип причинности. Данный метод был реализован в виде компьютерной программы, написанной в среде MatLab.

При реализации данного метода каждая секция решетки представляется в виде дискретного отражателя, а передаточная матрица секции представляется в виде произведения матрицы распространения в однородной среде, получаемой из матрицы однородной решетки при предельном переходе  $|\kappa_i| \rightarrow 0$ , и матрицы отражателя, получаемой при предельном переходе  $|\kappa_i| \rightarrow \infty$ ,  $\kappa_i l_i = const$ .

$$\begin{aligned} \hat{T}^i(l_i, \delta) &= \hat{T}_l^i(l_i, \delta) \cdot \hat{T}_\rho^i(l_i) \\ \hat{T}_l^i(l_i, \delta) &= \begin{pmatrix} \exp(j\delta \cdot l_i) & 0 \\ 0 & \exp(-j\delta \cdot l_i) \end{pmatrix} \\ \hat{T}_\rho^i(l_i) &= (1 - |\rho_i|^2)^{-1/2} \begin{pmatrix} 1 & -\rho_i^* \\ -\rho_i & 1 \end{pmatrix}; \quad \rho_i = -\frac{\kappa_i^*}{|\kappa_i|} \tanh(|\kappa_i| l_i) \end{aligned} \quad (7)$$

Импульсный отклик решетки в виде дискретных отражателей, связанный со спектральным откликом преобразованием Фурье, также является дискретной функцией. Далее используется принцип причинности для физически реализуемых фильтров, из которого следует, что импульсный отклик в начальный момент времени определяется только отражением от первой секцией решетки ( $h(0) = \rho_0$ ). Используя матрицы переноса, спектральный и импульсный отклик на выходе последующих секций вычисляются по рекурсивной формуле.

$$r_{i+1}(\delta) = \exp(-j2\delta \cdot l_i) \frac{r_i(\delta) - \rho_i}{1 - \rho_i^* r_i(\delta)}; \quad h_i(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} r_i(\delta) \exp(-j\delta \cdot \tau) d\delta \quad (8)$$

Локальное значение коэффициента связи вычисляется по формуле.

$$\kappa_i = 2h_i^* (\tau = 0+) \quad (9)$$

Стоит отметить, что не всякий спектральный отклик может быть физически реализован. Общепринятым методом создания реализуемого спектрального отклика из заданного идеального спектрального отклика является временной сдвиг и ограничение импульсного отклика во времени, так называемый метод «окна». Однако импульсный отклик реальной Брэгговской решетки не ограничен во времени, что приводит к отклонениям от заданного спектрального отклика, особенно для решеток с большой амплитудой. Дополнительно при синтезе решетки с заданным спектральным откликом задавались физически реализуемые параметры решетки, а именно максимальная длина, диапазон изменения среднего показателя преломления материала и число секций, что существенно увеличило стабильность численных расчетов.

В ходе теоретического анализа были рассчитаны некоторые интересные случаи изменения формы спектральной характеристики, которые в дальнейшем были реализованы экспериментально. Найдены фазовые соотношения, которые позволяют создавать передаточные характеристики с 2-мя полосами пропускания (для решетки из 3-секций) и с 2-мя, 3-мя и 4-мя полосами (для решетки из 5-ти секций). Продемонстрирована возможность создания передаточной характеристики с П-образным профилем.

Раздел 2.4. посвящен сопоставлению результатов теоретического анализа с результатами экспериментальной демонстрации управления формой спектральной характеристики на динамических фоторефрактивных решетках в BaTiO<sub>3</sub>. Особенностью экспериментов было то, что использовались так называемые «динамические» фоторефрактивные решетки, которые записываются в образце при освещении интерференционной картиной и быстро релаксируют в темноте или при однородной засветке. Таким образом, для поддержания решетки внутри образца его постоянно засвечивали интерференционной картиной, сформированной двумя лучами на длине волны  $\lambda_w=532$  нм в геометрии записи на пропускание. Для считывания использовался лазер с перестраиваемой длиной волны ( $\lambda_r=1456-1583$  нм) в геометрии на отражение. Для создания управляемых фазовых сдвигов (скачков) в динамической Брэгговской решетке использовался оригинальный метод пространственной фазовой модуляции волнового фронта записывающих лучей с помощью ЖК модулятора. Создавая различные пространственные распределения фазовых сдвигов внутри решетки, было

экспериментально продемонстрировано переключение между различными состояниями спектральной характеристики отражения. Рассчитанные с использованием разработанных методов теоретические зависимости спектральных характеристик Брэгговских решеток и соответствующие данным спектральным характеристикам пространственные распределения фазовых сдвигов хорошо согласуются с экспериментальными результатами, полученными на динамических решетках в  $\text{BaTiO}_3:\text{Co}$  (Рис. 2). Таким образом, было продемонстрировано, что разработанная теоретическая модель может эффективно использоваться для анализа спектральных характеристик фоторефрактивных Брэгговских решеток и синтеза заданной формы спектральной характеристики решетки с пространственно неоднородным изменением параметров, например со скачками фазы.

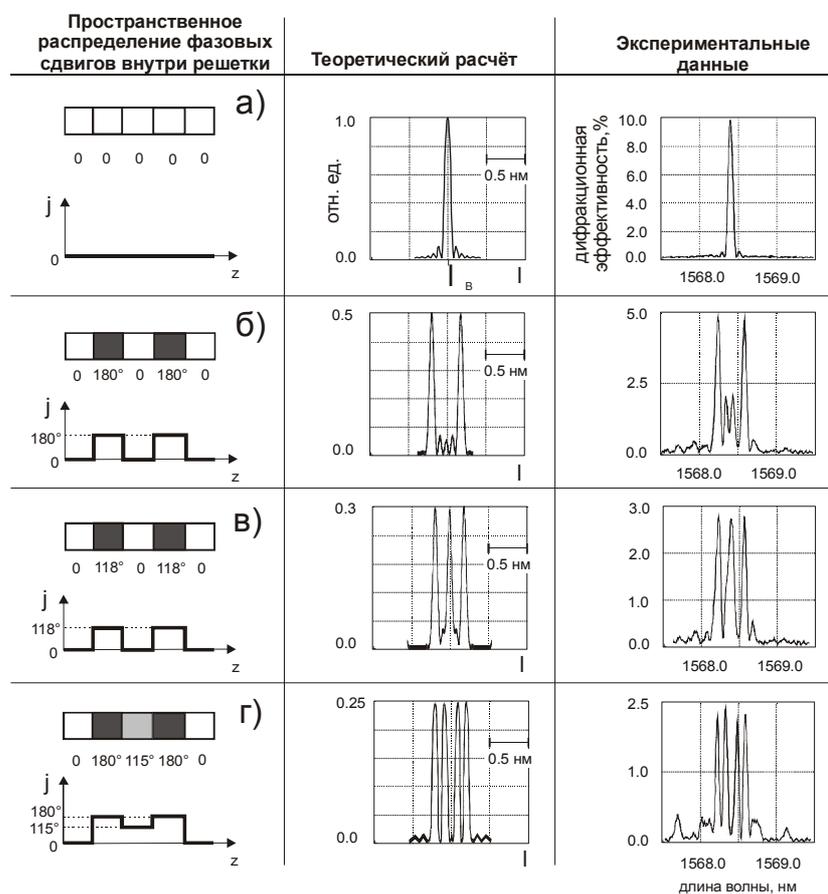


Рис. 2. Сопоставление теоретических спектральных характеристик Брэгговских решеток с пространственным распределением скачков фазы с результатами экспериментов по динамическому управлению голографических решеток в объёмном образце  $\text{BaTiO}_3$ .

В разделе 2.5. проведен анализ дисперсионных характеристик Брэгговских решеток.

Информация о дисперсионных свойствах Брэгговской решетки необходима при анализе процессов дифракции импульсного оптического излучения. Разработанные теоретические подходы позволяют описывать не только амплитудные, но и фазовые спектральные характеристики фоторефрактивных Брэгговских решеток, что и было использовано для анализа спектральной зависимости групповой задержки прошедшего оптического сигнала при внесении в решетку скачка фазы, а также скачка среднего показателя преломления материала. Время групповой задержки определяется как производная по частоте от фазы прошедшего через решетку сигнала.

$$\tau_{group}(\omega) = \frac{d}{d\omega} \left( \arg \left( \frac{1}{T_{22}(\omega)} \right) - \frac{n l \omega}{c} \right) \Rightarrow \tau_{group}(\lambda) = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \cdot \frac{d}{d\lambda} \left( \arg \left( \frac{1}{T_{22}(\lambda)} \right) - \frac{2\pi l}{\lambda} \right), \quad (10)$$

где  $T_{22}$  – элемент итоговой матрицы переноса неоднородной Брэгговской решетки,  $\omega$  – частота световой волны,  $c$  – скорость света в вакууме,  $n$  – средний показатель преломления,  $l$  – общая длина решетки.

Для однородной Брэгговской решетки на краях спектральной полосы непропускания наблюдается увеличение времени групповой задержки (область так называемого «медленного» света, в то время как внутри полосы непропускания, вблизи центральной длины волны отражения, групповая задержка, связанная с дифракцией на решетке, отрицательная, т.е. групповая скорость выше, чем скорость света в кристалле без решетки. В области возникновения максимумов пропускания при создании внутри решетки скачков фазы и среднего показателя преломления материала наблюдается увеличение групповой задержки. Таким образом, теоретический анализ фазовых характеристик фоторефрактивных Брэгговских решеток показал, что внесение пространственных скачков фазы и среднего показателя преломления материала решетки может быть эффективно использовано для управления групповой скоростью оптического излучения.

В ТРЕТЬЕЙ ГЛАВЕ представлены результаты теоретического анализа оптимальной конфигурации для электрооптического управления Брэгговскими решетками в оптических волноводах на подложках фоторефрактивных сегнетоэлектриков, с учетом особенности распространения оптического излучения в анизотропных волноводах.

В разделе 3.1. проводится расчёт оптимальной ориентации кристаллов  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{BaTiO}_3$  для электрооптического управления фоторефрактивными Брэгговскими решетками. Для эффективного управления условиями дифракции необходимо

использовать геометрию поперечного электрооптического эффекта и ориентацию кристалла, в которой работает максимальный электрооптический коэффициент. Такая ориентация кристаллов противоречит стандартной конфигурации голографической записи фоторефрактивных Брэгговских решеток, для которой должны выполняться условия эффективного переноса фотовозбужденных носителей заряда за счет фотогальванического тока параллельного оптической оси и использования максимального электрооптического коэффициента в конфигурации продольного электрооптического эффекта для поля пространственного заряда. Представлен теоретический анализ, учитывающий анизотропию электрооптического эффекта и процессов формирования анизотропной Брэгговской решетки. Ориентационные теоретические зависимости эффективного электрооптического коэффициента для управляющего электрического поля в конфигурации поперечного электрооптического эффекта и амплитуды фоторефрактивной решетки при фиксированных условиях записи (интенсивность и длина волны записывающего света, контраст интерференционной картины, концентрация примесных центров) приведены на Рис.3.

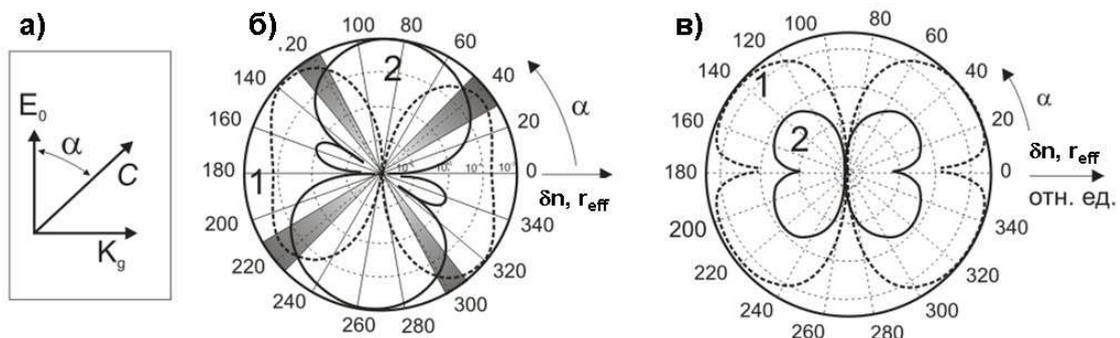


Рис. 3. Ориентационные зависимости эффективного электрооптического коэффициента (пунктир,1) и амплитуды решетки (сплошная линия,2) для необыкновенной поляризации, выделенные сектора – оптимальная ориентация кристалла для электрооптического управления. б:  $\text{LiNbO}_3$ , в:  $\text{BaTiO}_3$ .

Максимальное значение  $r_{\text{eff}} \approx 40$  пм/В для кристалла  $\text{LiNbO}_3$  достигается для необыкновенной поляризации, когда угол ( $\alpha$ ) между направлением управляющего электрического поля и оптической осью  $C$  составляет примерно  $\pm (30^\circ - 50^\circ)$ . Из приведённых зависимостей для  $r_{\text{eff}}$  и  $\delta n$  видно, что в случае ориентации, оптимальной для электрооптического управления  $\alpha = \pm (30^\circ - 50^\circ)$ , теоретическое значение амплитуды фоторефрактивной решетки  $\delta n$  достаточно большое, чтобы при длине решетки  $\sim 1$  см,

теоретически возможно формирование фоторефрактивной решетки с дифракционной эффективностью выше 95%.

Для кристалла  $\text{BaTiO}_3$  оптимальной ориентации соответствует угол наклона оптической оси  $\alpha \approx 35^\circ$ , а соответствующее оптимальной ориентации значение эффективного электрооптического коэффициента для необыкновенной поляризации  $r_{\text{eff}} \approx 677$  пм/В, что почти в семнадцать раз больше, чем для ниобата лития.

В разделе 3.2. результаты теоретического анализа оптимальной ориентации фоторефрактивных сегнетоэлектриков подтверждаются данными экспериментальных исследований электрооптического управления дифракцией на фоторефрактивных Брэгговских решетках в кристаллах  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  и  $\text{BaTiO}_3:\text{Co}$  в объёмной конфигурации.

Хорошее совпадение теории и эксперимента наблюдалось для электрооптического управления объёмными решетками в обоих кристаллах. Экспериментально наблюдаемый эффективный электрооптический коэффициент хорошо согласуется с рассчитанным для оптимальной ориентации значением. Однако в ходе экспериментов выяснилось, что в кристалле  $\text{BaTiO}_3$  не удается реализовать в полной мере преимущества высокого электрооптического коэффициента. Максимальное значение управляющего электрического поля было ограничено относительно невысокой коэрцитивной силой. Приложение электрического поля порядка 1000 В/см и более, приводило к возникновению внутри образца случайной доменной структуры и разрушению спектрально селективных свойств Брэгговской решетки. Это не позволяет существенно увеличить диапазон изменения среднего показателя преломления по сравнению с  $\text{LiNbO}_3$ , имеющим гораздо более слабый электрооптический эффект, но позволяющим прикладывать высокие электрические поля, ограниченные лишь пробоем ( $> 150$  кВ/см). Учитывая данное обстоятельство в совокупности с тем фактом, что оптические волноводы, сформированные в кристаллах  $\text{BaTiO}_3$  с использованием существующих технологий, имеют относительно низкую стабильность и существенно худшее по сравнению с волноводами в  $\text{LiNbO}_3$  оптическое качество, кристалл  $\text{BaTiO}_3$  был исключен из дальнейших исследований, затрагивающих интегрально-оптическую реализацию электрооптического управления Брэгговскими решетками.

Раздел 3.3. посвящен теоретическому анализу особенностей распространения оптического излучения в анизотропных диэлектрических волноводах. Задача данного анализа была связана с выявлением особенностей интегрально-оптической

конфигурации для электрооптического управления условиями дифракции и возможностей адаптации найденной для объемной конфигурации оптимальной ориентации кристалла  $\text{LiNbO}_3$ .

В канальном оптическом волноводе на одноосной кристаллической подложке с произвольной ориентацией кристаллографических осей оптическое излучение распространяется в виде гибридных мод, представляющих собой смесь поперечной электрической (ТЕ) и поперечной магнитной (ТМ) моды, что приводит к изменению поляризации и возникновению мод утечки для некоторых ориентаций. Кроме того, не совпадения направления вектора Пойнтинга с направлением волнового вектора приводит к наклону плоскостей постоянной фазы, что должно учитываться при формировании Брэгговской решетки. Теоретический анализ канальных оптических волноводов с недиагональным тензором диэлектрической проницаемости требует использования численных расчетов на основе метода конечных элементов. Мы ограничились рассмотрением планарной конфигурации и двух базовых ориентаций, удобных с точки зрения изготовления электродов для приложения управляющего поля (Рис. 4). Кроме того, в анализе не учитывалось планарное расположение электродов и конечность их размеров, т.е. считалось, что управляющее поле пространственно однородное и имеет одно направление.

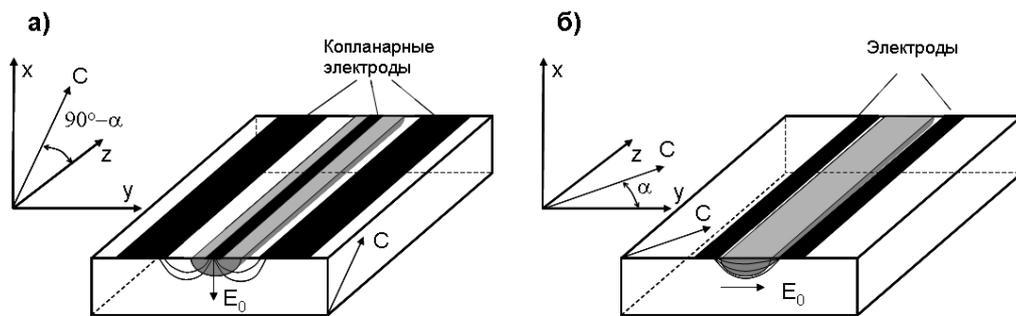


Рис. 4. Две базовые интегрально-оптические конфигурации: а) косой срез подложки, б) X (Y) –срез подложки

В первой конфигурации оптическая ось наклонена под углом  $\alpha$  к нормали к поверхности подложки (косой срез), а ее проекция совпадает с направлением волноводного канала. В данной конфигурации не происходит взаимодействия между необыкновенно поляризованной ТМ и обыкновенно поляризованной ТЕ модами, поэтому не возникает преобразования поляризации и потерь, связанных с утечкой

излучения из волновода. Однако при формировании решетки необходимо учитывать наклон волнового фронта ТМ моды, который для оптимального угла  $\alpha$  составляет порядка 2 град. Особенностью данной конфигурации является то, что для эффективного управления условиями дифракции один из электродов должен быть расположен непосредственно над волноводом, что существенно усложняет процесс изготовления интегрально-оптической структуры, накладывает высокие требования к точности позиционирования фотолитографической маски и приводит к необходимости создания дополнительного буферного диэлектрического слоя. Кроме того, данная конфигурация не позволяет осуществлять перезапись решетки после изготовления электродов.

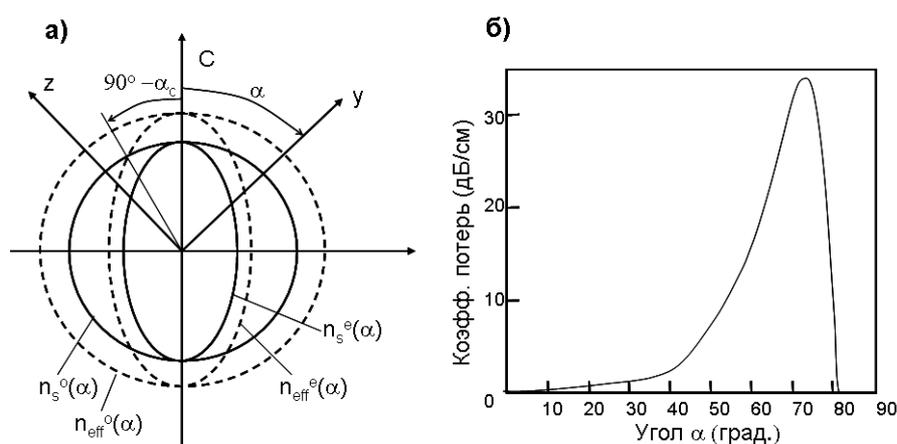


Рис. 5. Возбуждение мод утечки: а) критический угол наклона оптической оси относительно направления оптического волновода, б) зависимость оптических потерь от угла наклона оптической оси относительно направления оптического волновода.

Во второй конфигурации оптическая ось лежит в плоскости поверхности подложки. Здесь наблюдается эффективное преобразование поляризаций, которое ведет к возникновению утечки и оптическим потерям для необыкновенно поляризованной ТЕ моды. Величина потерь зависят от угла наклона оптической оси (Рис. 5), причем максимум потерь лежит в области углов  $\alpha = 80 \div 40$  град. При угле  $\alpha < 40$  град потери выходят на приемлемый для практических применений уровень и составляют порядка 5 дБ/см. Отметим, что в данной конфигурации волновод находится в зазоре между электродами, это позволяет осуществлять перезапись Брэгговской решетки в изготовленной интегрально-оптической схеме.

Таким образом, были проанализированы две конфигурации анизотропных

волноводов. В конфигурации с косым срезом подложки возможно получить абсолютный максимум эффективного электрооптического коэффициента, отвечающего за электрооптическое управление. В тоже время конфигурация с оптической осью, лежащей в плоскости подложки, является существенно более простой с точки зрения изготовления и обладает значительной гибкостью, одновременно позволяя работать в геометрии близкой к оптимальной для угла  $\alpha = 40 \div 30$  град.

ЧЕТВЕРТАЯ ГЛАВА посвящена исследованию процессов формирования канальных оптических волноводов на подложках  $\text{LiNbO}_3$  методом низкотемпературного протонного обмена с последующим отжигом. Интерес к данному методу был связан прежде всего с тем, что в отличие от метода термической диффузии ионов титана протонный обмен позволяет варьировать числовую апертуру волноводов в гораздо более широких пределах. Это дает возможность осуществлять стыковку интегрально-оптических схем с различными типами специальных оптических волокон, используемых для изготовления датчиков.

Несмотря на то, что данная технология была предложена более 20 лет назад, известные из литературы результаты детальных исследований формирования протонно-обменных волноводов проводились в планарной конфигурации волновода, для которой волноводные моды могут быть рассчитана аналитически, и хорошо отработана методика экспериментального исследования и восстановления профиля распределения показателя преломления методом призмного ввода. Однако для практических применений используются в основном канальные волноводы. Канальный волновод в сечении имеет двумерную структуру, рассчитать которую в большинстве случаев удастся лишь численно. В настоящей работе исследования формирования протонно-обменных волноводов проводились в канальной конфигурации волновода. Было предложено использовать ширину фотолитографической маски как дополнительный параметр оптимизации технологического процесса, что позволило изготавливать волноводы с наперед заданным профилем моды.

В разделе 4.1. детально описана технология изготовления экспериментальных образцов. Одномодовые канальные волноводы для оптического излучения в диапазоне телекоммуникационных длин волн (1530 – 1580 нм) изготавливались на подложках ниобата лития X-среза методом низкотемпературного протонно-ионного обмена с последующим отжигом на воздухе при различных технологических параметрах, в том

числе при различной ширине фотолитографической маски, варьирующейся в диапазоне от 3 до 10 мкм.

Результаты экспериментальных исследований профиля моды канальных оптических волноводов описаны в разделе 4.2. Для экспериментальных исследований профиля моды волновода была разработана оригинальная установка оптической зондовой микроскопии.

В разделе 4.3. описаны методы численного моделирование процессов формирования волноводов, изготовленных методом низкотемпературного протонно-ионного обмена, и процессов распространения волноводных мод по этим волноводам, использующиеся для теоретического анализа. Для описания процесса формирования канального волновода методом низкотемпературного протонно-ионного обмена с последующим отжигом на воздухе была использована модель двухэтапной диффузии в двумерной геометрии поперечного сечения подложки. Первый этап представляет собой протонно-ионный обмен на поверхности ниобата лития, проводимый в расплаве бензойной кислоты. На первом этапе задается область с повышенной концентрацией ионов водорода и резкой ступенчатой границей. Геометрические размеры области определяются шириной маски  $s$  и длиной диффузии протонов  $L$ , которая зависит от времени протонного обмена  $t_1$ .

$$L = 2 \cdot \sqrt{D_1 \cdot t_1}, \quad (11)$$

где  $D_1$  - коэффициент диффузии первого этапа, который используется в нашей модели в качестве подгоночного параметра. На втором этапе высокотемпературного отжига изменение пространственного распределения концентрации ионов водорода описывается уравнением диффузии с эффективным средним коэффициентом диффузии  $D_2$ , не зависящим от концентрации ионов водорода:

$$\frac{\partial X(x, y)}{\partial t} = D_2 \nabla^2 X(x, y). \quad (12)$$

С учетом того, что глубина диффузии много меньше толщины подложки, подложка рассматривалась как полуплоскость с граничным условием на границе подложка-воздух - отсутствие потока ионов из подложки. Полученный из решения уравнения (12) профиль концентрации водорода пересчитывался в профиль приращения показателя преломления по известным из литературы коэффициентам для планарных волноводов. Для поиска собственных мод канальных волноводов с рассчитанным профилем

показателя преломления использовалась оригинальная модификация векторного метода конечных разностей, позволяющая существенно снизить ошибки вычислений при анализе диффузных канальных волноводов с резкой границей между подложкой и воздухом.

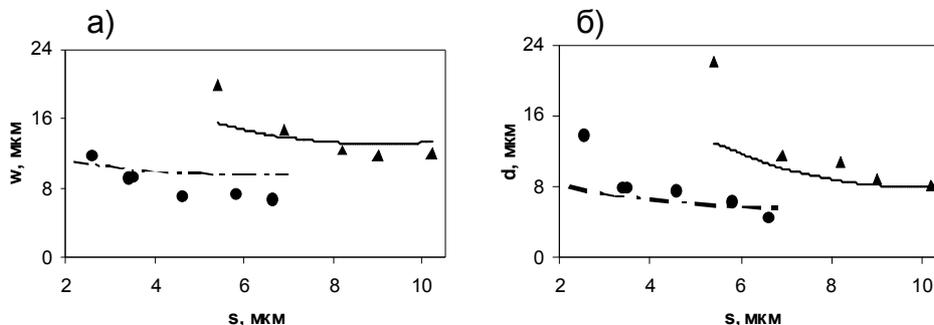


Рис. 6. Зависимость размеров моды волновода от ширины маски (s) для различного времени протонного обмена: а) ширина моды; б) глубина моды.

Точки – экспериментальные данные, линии – теоретические кривые при  $D_1 = 0,031 \text{ мкм}^2/\text{ч}$ ,  $D_2 = 1,2 \text{ мкм}^2/\text{ч}$ . Время протонного обмена: ▲ - 20 мин, ● - 50 мин.

Время пост-обменного отжига: 4 часа для обоих образцов.

В разделе 4.4. проведено сопоставление результатов теоретического анализа и экспериментальных данных. Были определены условия изготовления канальных волноводов, которые обеспечивают сохранение электрооптических характеристик, близких к характеристикам объемного кристалла. Показано, что при изготовлении волноводов методом протонно-ионного обмена, ширина маски может служить дополнительным параметром, причем ширина маски влияет как на ширину, так и на глубину волноводной моды. Продемонстрировано, что при изготовлении волноводов методом низкотемпературного протонного обмена с последующим отжигом можно подобрать такие технологические параметры и ширину маски, при которых размер волноводной моды практически не зависит от погрешности в изменении ширины маски в диапазоне  $\pm 1 \div 1,5 \text{ мкм}$  (Рис. 6). Данные условия важны с точки зрения практических применений, поскольку обеспечивают низкую чувствительность к погрешностям изготовления, особенно на стадии фотолитографии.

ПЯТАЯ ГЛАВА описывает оригинальные результаты теоретических и экспериментальных исследований возбуждения поверхностных плазмон-поляритонных мод в металлической пленке на поверхности канального оптического волновода в

кристалле ниобата лития и создание на этом эффекте интегрально-оптического поляризатора. Как было показано в предыдущих главах, эффективность электрооптического управления условиями дифракции на Брэгговских решетках в фоторефрактивных кристаллах сильно зависит от поляризации оптического излучения, поэтому задача разработки методов выделения заданной поляризации является весьма актуальной. Кроме того, эффективные интегрально-оптические поляризаторы находят широкое применение в волоконно-оптических датчиках.

В разделе 5.1. описываются физические принципы, лежащие в основе работы интегрально-оптического плазмон-поляритонного поляризатора, которые связаны с возбуждением плазмон-поляритонной волны в тонкой металлической пленке на поверхности волновода. Плазмон-поляритонная волна возбуждается на границе раздела металл – диэлектрик светом, поляризованным перпендикулярно границе раздела (ТМ-мода), и имеет высокий коэффициент затухания, связанный с омическими потерями в металле. Свет, поляризованный в плоскости границы с металлической пленкой (ТЕ-мода) слабо взаимодействует с плазмон-поляритонной волной и практически весь отражается назад в волновод. Для эффективной перекачки энергии ТМ-моды в энергию плазмон-поляритонной волны требуется согласование фазовых скоростей. При заданных собственных модах оптического волновода согласование фазовых скоростей может быть обеспечено правильным выбором материала и толщины металлической пленки, а также введением дополнительного буферного диэлектрического слоя с диэлектрической проницаемостью, отличной от диэлектрической проницаемости волновода (Рис. 7). ТМ-мода данной структуры представляет собой гибридную моду, состоящую из смеси взаимодействующих плазмон-поляритонной поверхностной волны и моды диэлектрического волновода. Для выполнения условий фазового синхронизма необходим диэлектрический буферный слой с показателем преломления меньшим, чем показатель преломления волноводного канала. При увеличении толщины буферного слоя фазовые скорости волноводной моды и поверхностной плазмон-поляритонной волны начинают выравниваться, однако при этом падает коэффициент взаимодействия между волнами. Поэтому для максимального подавления ТМ-поляризации в данной структуре существует оптимальная толщина буферного слоя при которой длина биений за счет разности фазовых скоростей меньше чем характерная длина затухания плазмон-поляритонной волны. С использованием метода конечных элементов был проведен

численный расчет мод, распространяющихся по каналному волноводу на подложке ниобата лития с диэлектрическим буферным слоем и металлической пленкой на поверхности. Рассматривались различные материалы буферного слоя и металлической пленки. Результаты теоретических исследований показали наличие максимума в зависимости коэффициента затухания ТМ моды от толщины буферного слоя. Значение оптимальной толщины определялось выбором материалов.

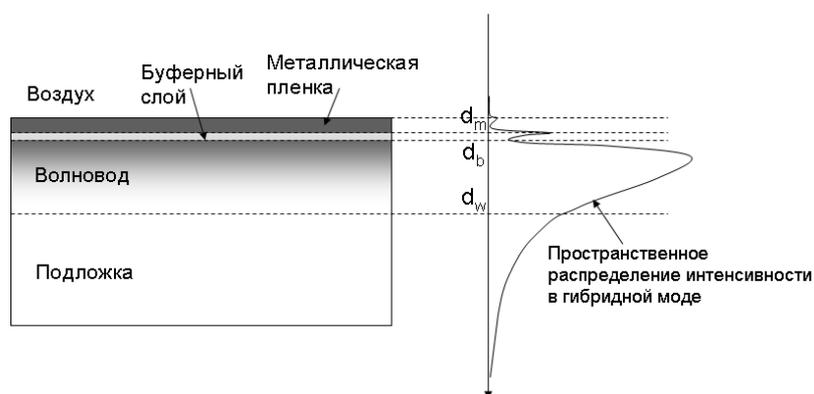


Рис. 7. Структура плазмон-поляритонного поляризатора и качественная картина пространственного распределения интенсивности оптического излучения в гибридной ТМ моде.

В разделе 5.2. описана оригинальная технология изготовления плазмон-поляритонного поляризатора на поверхности канального волновода в кристалле ниобата лития. В качестве материалов для изготовления плазмон-поляритонного поляризатора были выбраны металлическая пленка алюминия и диэлектрический буферный слой  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Данная комбинация материалов позволяет изготавливать поляризатор в одном технологическом цикле с использованием реактивного напыления в атмосфере кислорода, что обеспечивает высокую чистоту материалов и необходимую точность толщины слоев. Низкая стоимость алюминия по сравнению с золотом и серебром, а также простота изготовления делают предлагаемую технологию весьма привлекательной для массового производства.

В разделе 5.3. приведены результаты экспериментальных исследований плазмон-поляритонного поляризатора на поверхности канальных оптических волноводах, изготовленных на подложках ниобата лития по технологии термической диффузии титана для диапазона длин волн 1500 – 1600 нм. Варьируя толщину буферного диэлектрического слоя и толщину металлической пленки, были найдены условия

максимального выделения ТЕ поляризации (поглощения ТМ поляризации). Зависимость коэффициента выделения поляризации на единицу длины, представленная на Рис. 8 а, имеет максимум (19 дБ/мм), который соответствует оптимальной толщине диэлектрического буферного слоя  $Al_2O_3$  ( $d_b = 15$  нм). При данной толщине обеспечивается эффективная связь ТМ-моды с поверхностными плазмонами в металлической пленке, которая достигается за счет хорошего согласования фазовой скорости ТМ-моды в оптическом волноводе с фазовой скоростью плазмон-поляритонной волны, распространяющейся вдоль границы металл – диэлектрик. При длине поляризатора 3 мм, коэффициент выделения поляризации составит 57 дБ, а вносимые потери всего лишь 0,3 дБ, что удовлетворяет самым высоким требованиям, предъявляемыми высокочувствительными волоконно-оптическими датчиками.

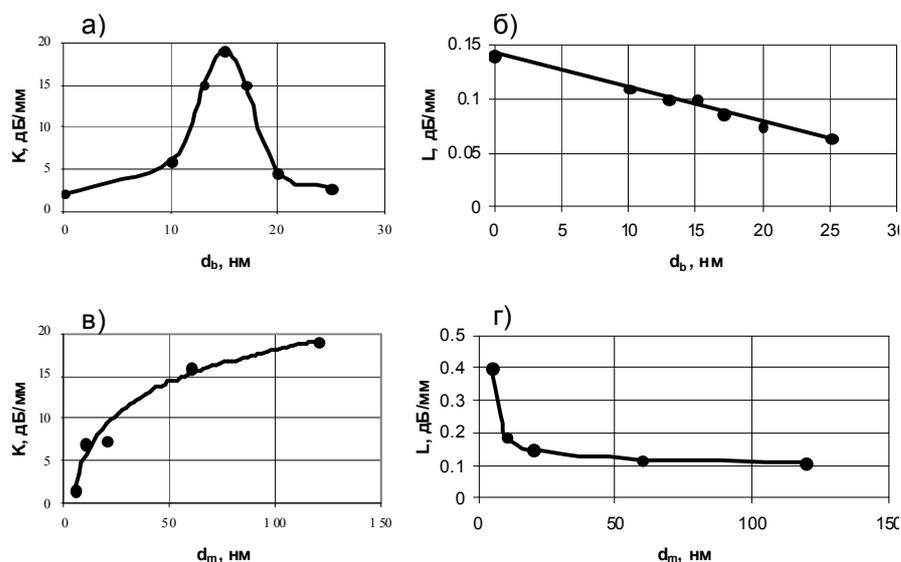


Рис. 8. Экспериментальные зависимости коэффициента выделения поляризации на единицу длины: а) от толщины слоя  $Al_2O_3$  при толщине слоя  $Al$  100 нм; в) от толщины слоя  $Al$  при толщине слоя  $Al_2O_3$  15 нм. Экспериментальные зависимости вносимых оптических потерь поляризатора для прохождения ТЕ-моды: б) от толщины слоя  $Al_2O_3$  при толщине слоя  $Al$  100 нм; г) от толщины слоя  $Al$  при толщине слоя  $Al_2O_3$  15 нм.

ШЕСТАЯ ГЛАВА представляет результаты экспериментальных исследований оригинального метода гибкого управления центральной длиной волны отражения, формой спектральной характеристики и дисперсионными характеристиками

фоторефрактивных Брэгговских решеток в интегрально-оптическом исполнении. Физический принцип данного метода основан на электрооптическом изменении среднего показателя преломления, в том числе создания внутри волновода вдоль направления распространения оптического излучения управляемых скачков среднего показателя преломления.

Раздел 6.1. описывает экспериментальные результаты демонстрации электрооптического управления спектральной характеристикой фиксированных Брэгговских решеток в интегрально-оптическом исполнении на подложке ниобата лития. На первом этапе изготовления демонстратора стандартным методом многокомпонентного легирования на подложке  $\text{LiNbO}_3$  был сформирован каналный оптический волновод. Термическая диффузия ионов титана обеспечивала формирование волноводного канала с повышенным показателем преломления, величина разницы показателя преломления канала и подложки составляла 0,001. Дополнительное легирование ионами меди обеспечивает повышение фоточувствительности материала на длине волны 532 нм, что в дальнейшем использовалось для голографической записи Брэгговской решетки. Далее на поверхности волновода была сформирована система из 8 пар управляющих электродов, позволяющая прикладывать внешнее электрическое поле с различным пространственным распределением в геометрии поперечного электрооптического эффекта. Брэгговская решетка внутри интегрально-оптической структуры формировалась путем голографической записи с одновременным термическим фиксированием. Запись проводилась на длине волны 532 нм в пропускающей геометрии, в то время как считывание осуществлялось в отражающей геометрии фундаментальной модой оптического волновода в диапазоне длин волн 1500-1600 нм. Было изготовлено несколько образцов термически фиксированных решеток с дифракционной эффективностью более 95%, в которых не наблюдается деградации дифракционной эффективности с момента изготовления по настоящее время (более 2-х лет). Образцы интегрально-оптических структур стыковались со стандартным одномодовым оптическим волокном (SMF 28). Типичное значение вносимых оптических потерь (из входного волокна в выходное) составляло 5 дБ.

В экспериментах исследовались спектральные зависимости пропускания интегрально-оптической Брэгговской решетки при различном пространственном распределении внешнего электрического поля. Приложение однородного внешнего

электрического поля приводит к смещению центральной длины волны отражения без изменения формы спектральной характеристики. Экспериментально продемонстрирована непрерывная перестройка центральной длины волны в диапазоне  $\pm 0.3$  нм для области телекоммуникационных длин волн (1500 – 1600 нм) (Рис. 9). Высокая скорость и точность перестройки даже в таком относительно узком спектральном диапазоне может быть весьма интересна для захвата и стабилизации длины волны лазеров и создания режима модуляции несущей в системах опроса волоконно-оптических датчиков.

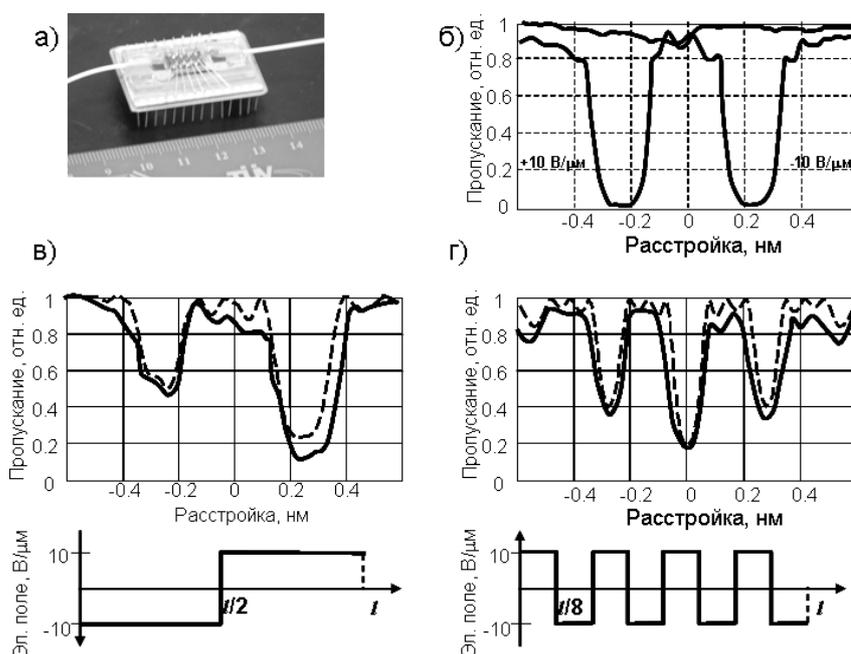


Рис. 9. Интегрально оптический демонстратор (а). Электрооптическая перестройка центральной длины волны для ТЕ моды (б). Электрооптическое управление формой спектральной характеристики Брэгговской решетки (в, г).

Экспериментально продемонстрировано оперативное электрическое управление формой спектральной характеристики фоторефрактивной Брэгговской решетки в канальном оптическом волноводе на кристалле  $\text{LiNbO}_3$  (Рис. 9). Данный режим управления представляет интерес для областей применения, где необходима спектральная выборка и контроль большого числа дискретных спектральных каналов в широком диапазоне длин волн. Например, в системах оптических телекоммуникаций, использующих спектральное уплотнение. Для этих применений несколько интегрально-оптических Брэгговских решеток с разными центральными длинами волн отражения

может быть сформировано на одной подложке. Коэффициент отражения от каждой решетки может контролироваться путем независимого приложения соответствующего неоднородного электрического поля к каждой отдельной решетке. Набор таких решеток может использоваться для построения управляемых спектральных мультиплексоров, селективных оптических аттенюаторов и модуляторов, осуществляющих модуляцию только на заданных длинах волн света, для создания эквалайзеров оптической мощности и в качестве переключателя длин волн в резонаторах перестраиваемых лазеров.

В разделе 6.2. представлены результаты экспериментальной демонстрации управления групповой задержкой оптического излучения, прошедшего через электрооптическую управляемую Брэгговскую решетку. Был использован интегрально-оптический демонстратор управляемой Брэгговской решетки, описанный в разделе 6.1. Оптический сигнал в виде периодической последовательности (12,5 ГГц) импульсов длительностью 80 псек формировался высокочастотным амплитудным модулятором. В качестве оптической несущей использовалось излучение перестраиваемого лазера, что давало возможность перестройки несущей длины волны. На Рис. 10 показана зависимость временного сдвига оптического сигнала на выходе решетки от управляющего напряжения при разных значениях несущей длины волны. Задержка оптического импульса измерялась относительно времени распространения импульса, который не испытывает дифракцию, с несущей длиной волны более чем на 5 нм отстроенной от полосы не пропускания Брэгговской решетки. Экспериментальные данные согласуются с результатами теоретического анализа (раздел 2.5.). Эксперименты показали возможность эффективного управления групповой скоростью света. Электрооптическая перестройка центральной длины волны отражения позволяет осуществлять переход из режима опережения импульсов (аномальной дисперсии) вблизи центральной длины отражения в режим задержки импульсов на краю полосы решетки. Экспериментально наблюдаемый диапазон изменения времени опережения/задержки составлял 40 пс, что соответствовало примерно половине ширины оптического импульса. Высокая скорость электрооптического управления задержкой импульсов делает данный метод весьма интересным для реализации оптического буфера.

В разделе 6.3. предлагается использовать управление спектральной характеристикой интегрально-оптических Брэгговских решеток для частотной модуляции и спектрального кодирования оптических сигналов. Приведены

результаты экспериментальной демонстрации формирования, передачи и детектирования частотно модулированного оптического сигнала при помощи электрооптических управляемых Брэгговских решеток. Разработанный новый тип интегрально-оптического частотного модулятора обеспечивает высокий параметр девиации частоты 25 ГГц без значительных изменений мощности выходного сигнала. Более гибкое изменение формы спектральной характеристики Брэгговских решеток предложено использовать при разработке и реализации новых форматов модуляции, потенциально обеспечивающих более высокую помехозащищенность и устойчивость к нелинейным эффектам в оптическом волокне.

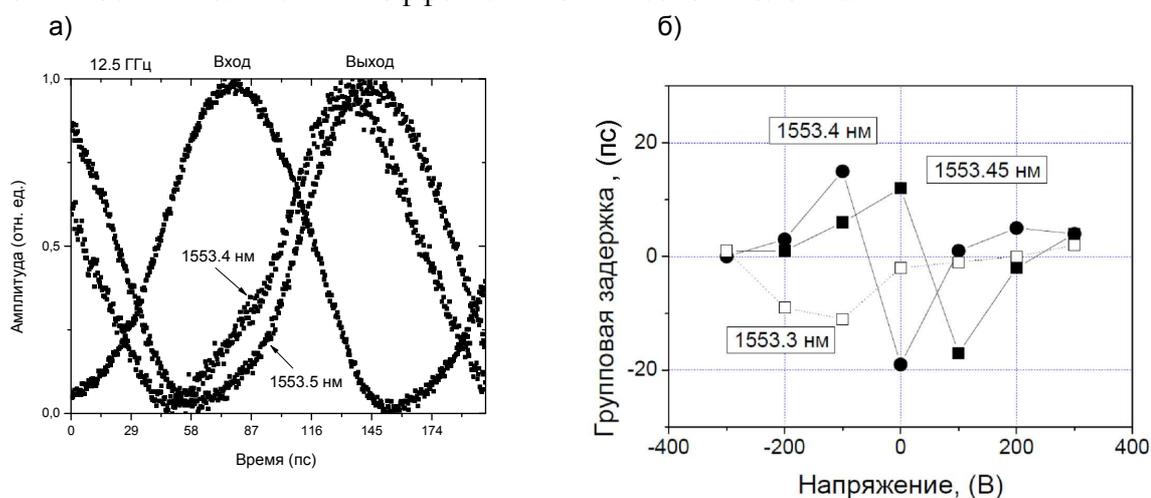


Рис. 10. Экспериментальная демонстрация электрооптического управление задержкой оптических импульсов: а) нормализованный временной профиль импульсов, б) зависимость групповой задержки от управляющего напряжения.

### В ЗАКЛЮЧЕНИИ сформулированы основные результаты работы:

1. Проведен детальный теоретический анализ спектральных характеристик фоторефрактивных Брэгговских решеток в оптических волноводах. Выявлена связь между формой спектральной характеристики фоторефрактивной Брэгговской решетки и пространственным распределением ее параметров. Предложен новый метод управления дифракцией оптического излучения и формой спектральной характеристики Брэгговских решеток путем создания управляемых скачков фазы и периода решетки при электрооптическом изменении среднего показателя преломления внутри оптического волновода. Разработаны теоретические методы синтеза заданной спектральной характеристики фоторефрактивных Брэгговских решеток. Результаты теоретического анализа подтверждены экспериментальной демонстрацией управления формой

спектральной характеристики фоторефрактивных Брэгговских решеток.

2. Проведен детальный анализ оптимальной ориентации фоторефрактивных сегнетоэлектриков для электрооптического управления записанными в них Брэгговскими решетками учитывающий особенности распространения оптического излучения в анизотропных волноводах. Для кристалла  $\text{LiNbO}_3$  предложены две конфигурации интегрально-оптической схемы для электрооптического управления Брэгговскими решетками.

3. Разработаны методы анализа формирования канальных оптических волноводов на подложках  $\text{LiNbO}_3$  по технологии низкотемпературного протонного обмена с последующим отжигом. Выявлено влияние ширины фотолитографической маски на распределение интенсивности оптического излучения в моде диэлектрического канального волновода. Отработана технология получения заданного профиля распределения интенсивности в волноводной моде. Определен набор технологических параметров, при которых размер пятна волноводной моды практически не зависит от погрешности в изменении ширины маски в диапазоне  $\pm 1 \div 1,5$  мкм, что обеспечивает высокую устойчивость к погрешностям изготовления, особенно на стадии фотолитографии.

4. Проведен анализ возбуждения поверхностных плазмон-поляритонных волн в металлической пленке с диэлектрическим буферным слоем на канальных оптических волноводах в подложках  $\text{LiNbO}_3$ , согласованных со стандартным оптическим волокном SMF-28. Выявлены условия эффективного выделения TE моды при максимальной перекачке TM моды в затухающую плазмон-поляритонную волну.

5. Разработана оригинальная технология, позволяющая изготавливать плазмон-поляритонный поляризатор на основе металлической пленки Al с диэлектрическим буферным слоем  $\text{Al}_2\text{O}_3$  в одном технологическом цикле. Простота технологии и использование дешевых материалов делает ее весьма привлекательной для массового производства. При толщине металлической пленки алюминия более 100 нм и толщине диэлектрического буферного слоя  $\text{Al}_2\text{O}_3$  15 нм коэффициент выделения поляризации на единицу длины составляет 19 дБ/мм, а вносимые поляризатором оптические потери 0,1 дБ/мм. При длине поляризатора 3 мм, коэффициент выделения поляризации составляет 57 дБ, а вносимые потери всего лишь 0,3 дБ, что удовлетворяет требованиям, предъявляемым волоконно-оптическими датчиками высокой точности.

6. Впервые реализовано электрооптическое управление формой спектральной характеристики Брэгговской решетки в интегрально-оптическом исполнении на подложках LiNbO<sub>3</sub>. Показана возможность быстрого электрооптического управления групповой скоростью и временем задержки оптических импульсов, прошедших через Брэгговскую решетку. Экспериментально продемонстрирована возможность формирования, передачи и детектирования частотно модулированного оптического сигнала при помощи электрооптических управляемых интегрально-оптических Брэгговских решеток, реализованный параметр девиации частоты (> 20 ГГц) удовлетворяет требованию минимального сдвига для частот модуляции до 40Гбит/сек. Предложены новые форматы модуляции оптических сигналов с использованием модуляции формы оптического спектра.

#### ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ:

1. Петров М.П., Шамрай А.В., Петров В.М. Зобулис И.С. Поляризационные эффекты связанные с двухволновым взаимодействием в кристаллах титаната и силиката висмута // ФТТ. – 1997 – т.39, вып.11 – С.1990-1994.
2. Petrov M.P., Shamray A.V., Petrov V.M. Spectral and Electric field multiplexing of Volume Holograms and the potential of these techniques for Holographic Memory // Optical Memory & Neural Networks. – 1998. – Vol.7, N1 – P.19-35.
3. Shamray A.V., Petrov V.M., Petrov M.P. Electric field multiplexing in volume LiNbO<sub>3</sub> holograms // Proc. SPIE. – 1998. – Vol.337 – P. 75-83.
4. Петров М.П., Шамрай А.В., Петров В.М. Электрически управляемая дифракция света на отражательных голограммах в кристалле LiNbO<sub>3</sub> // ФТТ. – 1998. – т.40, вып.6 – С.1038-1041.
5. Petrov M.P., Shamray A.V., Petrov V.M., J. Sanchez Mondragon. Electric field selectivity of reflection volume holograms in LiNbO<sub>3</sub> // Opt. Comm. – 1998. – Vol. 153 – P.305-308.
6. Шамрай А.В., Петров М.П., Петров В.М. Перекрёстные помехи, вызванные некогерентностью считывающего света при спектральном мультиплексировании отражательных голограмм // ЖТФ. – 1999. – т.44. вып.9 – С.1098-1102.
7. Chamrai A.V., Petrov M.P., Petrov V.M. Optimal configuration of electric field multiplexing of volume holograms in photorefractive ferroelectrics // OSA TOPS, Advances in Photorefractive Materials, Effects and Devices, – 1999 - Vol. 27, P. 515 - 521.
8. Petrov V.M., Denz C., Shamray A.V., Petrov M.P., Tschudi T. Electric field selectivity and multiplexing of volume holograms in LiNbO<sub>3</sub> // Appl. Phys.B – 2000 – Vol.71 – P.43-46.
9. Petrov V.M., Denz C., Chamrai A.V., Petrov M.P. Tschudi T. The effect of a photovoltaic field on the Bragg condition for volume holograms in LiNbO<sub>3</sub> // Appl. Phys.B – 2001. – Vol.72 – P.701-705.
10. Petrov V.M., Denz C., Tschudi T., Chamrai A.V., Petrov M.P., Effect of a photovoltaic

- field on the Bragg condition in LiNbO<sub>3</sub> // OSA TOPS, Advances in Photorefractive Materials, Effects and Devices – 2001. – Vol.62 – P.464-469.
11. Grachev A.I., Chamrai A.V., Petrov M.P., Developing of the thermally fixed holograms in the case of photovoltaic mechanism of recording // OSA TOPS, Advances in Photorefractive Materials, Effects and Devices – 2001. – Vol.62 – P.203-211.
  12. Petrov V.M., Denz C., Chamrai A.V., Petrov M.P., Tschudi T. Electrically controlled volume LiNbO<sub>3</sub> holograms for wavelength demultiplexing systems // Optical Materials. – 2001. – Vol.18 – P.191-194.
  13. Petrov M.P., Petrov V.M., Chamrai A.V., Denz C., Tschudi T. Electrically controlled holographic optical filter // Proc. of 27-th European Conference on Optical Communication “ECOC’01-Amsterdam” – 2001. – Vol.4 – P.628-629.
  14. Петров М.П., Шамрай А.В., Петров В.М., Паугурт А.П. Способ записи голографических дифракционных решеток в объеме фоточувствительного материала. Патент РФ № 2199769 (приоритет от 27.02.2003).
  15. Петров М.П., Шамрай А.В., Петров В.М., Паугурт А.П. Способ спектральной фильтрации оптического излучения. Патент РФ № 2202118 (приоритет от 10.04.2003).
  16. Petrov V.M., Chamrai A.V., Petter J., Tschudi T., Petrov M.P. Tunable optical filters based on photorefractive gratings // Proc. SPIE – 2003. – Vol.5135 – P.123-129.
  17. Petrov V.M., Lichtenberg S., Petter J., Tschudi T., Chamrai A.V., Petrov M.P. A dynamic wavelength Bragg-filter with an on-line controllable transfer function // OSA TOPS, Advances in Photorefractive Materials, Effects and Devices – 2003. – Vol.87 – P.564-570.
  18. Petrov V.M., Lichtenberg S., Petter J., Tschudi T., Chamrai A.V. Electrically tunable and switchable photorefractive optical filters // OSA TOPS, Advances in Photorefractive Materials, Effects and Devices – 2003. – Vol.87 – P.582-587.
  19. Petrov V.M., Lichtenberg S., Petter J., Tschudi T., Chamrai A.V. Adaptive interferometer with a femtometer-band resolution based on volume photorefractive holograms // OSA TOPS, Advances in Photorefractive Materials, Effects and Devices – 2003. – Vol.87 – P.588-594.
  20. Petrov V.M., Lichtenberg S., Petter J., Tschudi T., Chamrai A.V., Bryksin V.V., Petrov M.P. Optical on-line controllable filters based on photorefractive crystals // J. Opt. A.: Pure Appl. Opt. – 2003. – Vol.5 – P.471-476.
  21. Petrov V.M., Lichtenberg S., Chamray A.V., Petter J., Tschudi T. Controllable Fabry – Perot interferometer based on dynamic volume holograms // Thin Solid Films – 2004 – Vol.450, N1 – P.178-182.
  22. Петров М.П., Шамрай А.В., Козлов А.С., Ильичев И.В. Электрически управляемый интегрально оптический фильтр // Письма в ЖТФ. – 2004. – т.30,– С.75-81.
  23. Lichtenberg S., Petrov V.M., Petter J., Tschudi T., Chamrai A.V., Petrov M.P. Polarization dependence of two-wave mixing in counterpropagating geometry in sillenite crystals // Ukrainian Journal of Physics – 2004 - Vol. 5 - P. 467 - 472.
  24. Петров В.М., Лихтенберг С., Шамрай А.В. Спектральный оптический фильтр с управляемой передаточной характеристикой на основе динамических объемных

- голограмм в титанате бария // ЖТФ. – 2004. – т.74 – С.56-60.
25. Петров М.П., Шамрай А.В., Ильичев И.В., Козлов А.С. Оптический элемент и способ управления его спектральной характеристикой, система оптических элементов и способ управления системой. Патент РФ № 2248022 (приоритет от 10.03.2005).
  26. Shamray A.V., Ilichev I.V., Kozlov A.S., Petrov M.P. Electrically controlled integrated optical Bragg gratings for wavelength switching and wavelength stabilization // OSA TOPS, Advanced Solid - State Photonics – 2005. – Vol.98 – P.703-707.
  27. Shamray A.V., Ilichev I.V., Kozlov A.S., Petrov M.P. Electrically controlled integrated optical Bragg gratings for wavelength switching and wavelength stabilization // OSA TOPS, Advances in Photorefractive Materials, Effects and Devices – 2005. – Vol.99 – P.782-787.
  28. Shamray A.V., Kozlov A.S., Ilichev I.V., Petrov M.P. A novel integrated optical device for wavelength control in optical telecommunication systems// Proc. 2<sup>nd</sup> Int. Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, CAOL 2005, ISBN: 0-7803-91130-6 – 2005 – Vol.2 - P.172 – 175.
  29. Шамрай А.В., Ильичев И.В., Козлов А.С., Петров М.П. Новый метод управления формой спектральной характеристики Брэгговских решеток в электрооптических материалах // Квантовая электроника – 2005 - т. 35 – С.734-740.
  30. Shamray A.V., Kozlov A.S., Ilichev I.V., Petrov M.P. A novel integrated optical modulator for frequency shift keying of optical signals // IEEE Proc, 17th Int. Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology” (CriMiCo’2007) ISBN: 978-966-335-014-1 – 2007 - С. 916 – 917.
  31. Arora P., Ilichev I.V., Chamray A.V., Kozlov A.S., Petrov V.M., Petter J., Tschudi T. Integrated optical filter with fast electrically reconfigurable transfer function // Proc OFC/NFOEC Optical Fiber Commun. Nat. Fiber Optics Eng. Conf. - 2007 - P.#4348408-#4348411
  32. Шамрай А.В., Ильичев И.В., Козлов А.С., Петров М.П. Демонстрация частотной модуляции оптических сигналов с высоким параметром девиации частоты // Квантовая электроника – 2008 - т. 38 № 3 – С.273-275.
  33. Shamray A.V., Kozlov A.S., Ilichev I.V., Petrov M.P. A novel modulation format based on the change of an optical spectrum shape // Proc. SPIE. – 2008 - Vol. 6896, 68960V.
  34. Shamray A.V., Kozlov A.S., Ilichev I.V., Petrov M.P. A novel integrated optical device for spectral coding in OCDMA networks // Proc. SPIE. – 2008 - Vol. 6996, 69961J.
  35. Shamray A.V., Kozlov A.S., Ilichev I.V., Petrov M.P. A novel integrated optical scanning filter for interrogation of fiber Bragg grating sensors // Proc. 8<sup>th</sup> Int. Conference on Optical Technologies for Sensing and Measurements, OPTO 2008 Photonics Metrology, ISBN: 978-3-9810993-3-1 – 2008 - P.167 – 170.
  36. Ильичев И.В., Козлов А.С., Гаенко П.В., Шамрай А.В. Оптимизация технологии изготовления канальных протонообменных волноводов в кристаллах ниобата лития // Квантовая электроника – 2009 – т. 39 № 1 – С.98-104.
  37. Shamray A.V., Kozlov A.S., Ilichev I.V. Application of controllable photorefractive Bragg

gratings for spectral coding of optical signals // Proc. Topical Meeting Advances in Photorefractive Materials, Effects and Devices, Control of Light and Matter, ISBN: 978-3-00-027892-1 – 2009 - P.234 – 235.

38. Ильичев И.В., Тогузов Н.В., Шамрай А.В. Плазмон-поляритонный поляризатор на поверхности канальных одномодовых волноводов в ниобате лития // Письма в ЖТФ – 2009 - т. 35 – С.97-103.
39. Ильичев И.В., Тогузов Н.В., Шамрай А.В. Оптимальная конфигурация пленочного интегрально-оптического поляризатора на подложках ниобата лития// НТВ СПбГПУ– 2009 - т. 83 – С. 103 - 107.
40. Shamray A.V., Kozlov A.S., Ilichev I.V., Petrov V.M. Controllable holographic optical filters in photorefractive crystals // Journal of Holography and Speckle – 2009 - Vol. 5 – P.1–10.