МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение

высшего образования

**«КУБАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

**(ФГБОУ ВО «КубГУ»)**

**Физико-технический факультет**

**Кафедра оптоэлектроники**

**КУРСОВАЯ РАБОТА**

**МЕТОДЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ВОЛНОВОДОВ В НИОБАТЕ ЛИТИЯ**

Работу выполнил\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_ Пономаренко Владимир Андреевич

Курс 2

Направление 03.03.03 Радиофизика

Научный руководитель \_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_ В. В. Галуцкий

Нормоконтролер преподаватель\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_ В. Е. Лысенко

Краснодар 2018

# **РЕФЕРАТ**

# Курсовая работа 29 с., 13 рис., 2 табл., 4 источника.

# Целью данной работы является рассмотреть виды оптических волноводов и рассмотреть способы их получения в ниобате лития.

# В результате выполнения курсовой работы был проведен библиографический анализ и на его основе описаны виды оптических волноводов и разработаны

# **СОДЕРЖАНИЕ**

|  |  |
| --- | --- |
| Введение…………………………………………………………………………..1Классификация оптических волноводов…………………………...……….…2 Планарные волноводы……………………….......….………………………....2.1 Классификация мод планарного волновода……….....…………………...2.2 Волноводные моды тонкоплёночного волновода………………………...2.3 Градиентные планарные волноводы……………….………………..……3 Полосковые волноводы ……………………………………………………...…4 Способы создания оптических волноводов в ниобате лития…………….….4.1 Первый способ……………………………………………………………..4.2 Второй способ………………………………….……..................................4.3 Третий способ………..…………………..………………………….……...Заключение……………………………………………….……..……..………….Список использованных источников…………………………………………..... | 458891318222222232829 |

# **ВВЕДЕНИЕ**

# Что такое оптический волновод? Оптический волновод-это канал для передачи света, состоящий из диэлектрического слоя, полосы или цилиндра, погружённого в диэлектрический материал с меньшим показателем преломления. Свет распространяется во внутренней среде и не излучается во внешнюю среду. Наиболее широко из этих волноводов используется оптическое волокно, состоящее из двух концентрических цилиндров и из диэлектрика с низкими потерями, такого, как стекло. Для передачи света, которую предпочтительно осуществлять не через свободное пространство, а по диэлектрическому кабелю, существует специальная техника. Она называется оптикой волноводов [1]. Первоначально её целью была передача света на большие расстояния без необходимости в дополнительных линзах. Эта техника в настоящее время имеет много важных применений. Среди них передача света на большие расстояния в оптических системах связи, получение изображений в биологии и медицине, где свет должен быть доставлен в труднодоступные области, элементы связи в миниатюрных оптических и оптоэлектронных устройствах и системах. Основной принцип удержания света состоит в том, что среда с показателем преломления, окружённая средой с меньшим показателем преломления, действует как ловушка для света, в которой лучи удерживаются за счёт многократного полного внутреннего отражения на границах. Так как эффект содействует удержанию света, генерируемого в среде с большим показателем преломления, его можно использовать для изготовления световых кабелей – проводников, передающих свет из одного места в другое.

# **Классификация оптических волноводов**

#  Рассмотрим вначале классификацию волноводов. Планарными мы будем называть волноводы, ограниченные лишь в одном направлении (рисунок 1). В данном случае волноводный слой с показателем преломления ограничен в направлении Х и имеет толщину h [3]. Подложку с показателем преломления считаем неограниченной в направлении –Х , а покровный слой с показателем преломления — неограниченным в направлении +Х. Чаще всего покровным слоем служит воздух, и = 1. Планарные волноводы мы будем разделять на пленочные и градиентные.

#

# Рисунок 1 — Планарный волновод

#  Будем считать, что в пленочных волноводах  не зависит от координаты х. Такой волновод реализуется нанесением на подложку, выполненную из одного материала (например, стекла), тонкой пленки из другого материала (например, Ta2O5, стекла с большим показателем преломления). На рисунке 1 показан пленочный волновод с распространенной по нему в направлении Z световой волны в приближении геометрической оптики и его профиль показателя преломления.

#

# а — распространение световой волны в приближении геометрической оптики;

# б — профиль показателя преломления;

# Рисунок 2 — Пленочный волновод

# В градиентных волноводах изменяется плавно в пределах волноводного слоя вдоль оси X, т.е. =(x). Такие волноводы можно создать, например, диффузией ионов металла в подложку (например, Ti в LiNbO3). При этом образуется приповерхностный слой с увеличенным показателем преломления, в котором свет может распространяться путем полного внутреннего отражения от границы волноводного слоя с покровным, и путем рефракции в волноводном слое, являющимся оптически неоднородной средой. На рисунке 3 показан пленочный волновод с распространенной по нему в направлении Z световой волны в приближении геометрической оптики и его профиль показателя преломления.

# ÐÐ°ÑÑÐ¸Ð½ÐºÐ¸ Ð¿Ð¾ Ð·Ð°Ð¿ÑÐ¾ÑÑ Ð³ÑÐ°Ð´Ð¸ÐµÐ½ÑÐ½ÑÐ¹ Ð²Ð¾Ð»Ð½Ð¾Ð²Ð¾Ð´

# а — распространение световой волны в приближении геометрической оптики

# б — профиль показателя преломления

Рисунок 3 — Градиентный волновод:

#  Кроме планарных волноводов в интегральной оптоэлектронике применяются полосковые (канальные) волноводы, которые ограничены не только в направлении Х, но и в направлении Y, поперечные размеры волноводного слоя сравнимы с длиной световой волны. Подробнее полосковые волноводы мы рассмотрим позднее. Распространение света в оптических волноводах может быть рассмотрено с позиций волновой и геометрической оптики. Геометрическая оптика позволяет наглядно описать картину явлений и существенно упростить ту или иную задачу. В данной работе мы будем рассматривать геометрическую оптику планарных волноводов.

# **Планарные волноводы**

# **2.1 Классификация мод планарного волновода**

# Рассмотрим пленочную волноводную структуру (рисунок 4), состоящую из пленки, подложки и покровного материала с показателями преломления n0, n1, n2, соответственно. Обычно справедливо неравенство >>, и поэтому существуют два критических угла — на границе пленка — покровный слой (θ2) и на границе пленка — подложка (θ 1). В зависимости от угла падения Θ из пленки на ее границы, можно выделить три случая:

# а) при θ < θ1, θ2 полное внутреннее отражение отсутствует, и свет частично проходит через пленку в подложку и в покровную среду (рисунок 4,а), преломляясь в соответствии с законом Синеллиуса. В этом случае волноводное распространение света отсутствует, а соответствующее распределение поля называется излучательной модой;

#

# Рисунок 4 — Моды пленочного волновода

# б) если угол θ1>θ>θ2, то распространяющаяся в подложке волна преломляется на границе раздела пленка-подложка, испытывает полное внутреннее отражение на границе пленка-покровный слой, преломляется снова в подложку. В этом случае волноводное распространение света также отсутствует, а соответствующее распределение поля называется излучательной модой подложки (рисунок 4, б);

# в) наконец, при θ>, на обеих границах пленки свет будет испытывать полное внутреннее отражение, и при некоторых дискретных углах θ, как мы увидим дальше, будет распространяться в пленке волноводным образом по зигзагообразному пути. Этот случай соответствует волноводной моде. Моды планарного волновода подразделяются также на поперечно-электрические (ТЕ) и поперечно-магнитные (ТМ). Для ТЕ-мод отличны от нуля компоненты поля Еy, Нx и Нz, а для ТМ- мод — Нy, Еx, Еz. Это следует из электромагнитной теории, которую мы рассмотрим позже. В анизотропных волноводах возможно также существование гибридных мод, когда отличны от нуля в общем случае все шесть компонент электромагнитного поля моды.

#  **2.2 Волноводные моды тонкопленочного волновода**

#  Рассмотрим тонкопленочный волновод из оптически изотропного материала. С точки зрения геометрической оптики поле в волноводном слое можно представить в виде двух плоских волн, которые распространяются в волноводе по зигзагообразному пути, испытывая на границах слоя полное внутреннее отражение:

# (E ,H ) ~ ( , )exp(i(ωt-k(±xcosθ+zsinθ ))), (1)

# где k== — волновое число света в вакууме. Постоянная распространения β волноводной моды и ее фазовая скорость ν определяется выражением:

# β= (2)

#

# Рисунок 5 — Распространение света в тонкопленочном волноводе

# Угол θ, при котором существует распределение поля, отвечающее волноводной моде, найдем из следующих соображений. Рассмотрим поперечное сечение волновода плоскостью z = const и просуммируем фазовые сдвиги, которые появляются при движении волны от нижней границы пленки x = 0 к границе x = h , и обратно. Для получения самосогласованной картины распределения поля необходимо, чтобы суммарный фазовый сдвиг за такой цикл распространения волны был кратным 2π:

# 2kcos, (3)

# где m = 0,1,2,... (целое число). Это уравнение называется уравнением фазового синхронизма или дисперсионным уравнением. В левой части первый член — набег фазы при проходе волны от границы x = 0 к границе x = h и обратно к границе x = 0; φ1 и φ2 — фазовые сдвиги при полном внутреннем отражении от подложки и покровного слоя, соответственно. Из формул Френеля для отраженного света запишем для ТЕ- и ТМ-волн:

#  (4)

#  (5)

#  Введем так называемый «эффективный показатель преломления» :

#  (6)

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| Номер волноводной моды TE, T | Резонансный угол волноводной моды  | Эффективный показатель преломления волноводной моды  |
| T0 →  | → | →  |
| T →  | → | →  |
| T→ | → | → |
| T →  | → | →  |
| T→  | → | →  |
| T→ | → | → |
| T→  | →  | → |
| T →  |  →  | → |

Таблица 1 — Углы распространения

Учитывая (4) — (6), из (3) получим дисперсионные уравнения, определяющие эффективный показатель преломления (а значит, и β), как функцию длины волны света λ и толщины пленки h:

 (7)

 где χ = 0 для ТЕ-волн, χ = 2 для ТМ-волн, число m = 0,1, 2... определяет номер моды, например — ТЕ0, ТЕ1, ТМ0 и т.д. Проанализируем (7).

1.Каждой моде соответствует свой эффективный показатель преломления = и свой угол , под которым свет распространяется в пленке (таблица 1).

# 2.Эффективный показатель преломления волноводной моды изменяется в пределах

#  , (8)

# т.к. sinθ < 1. При в структуре имеют место излучательные моды подложки.

#

# Рисунок 6 — Зависимость nm от

# 3. Нарисуем примерный вид зависимости от (рисунок 6) для асимметричной волноводной структуры, у которой > . Для каждой моды существует критическая толщина волновода (или толщина отсечки), при которой наступает отсечка для данной волноводной моды (когда ). При этом условии из (7) найдем:

# ( , (9)

# 4. Минимальная толщина волновода соответствует - моде, т.к. для нее χ = 0 и m = 0.

# 5. Для симметричной волноводной структуры с = для мод с номером m = 0 отсечка отсутствует и при h → 0 .

# 6. Чем больше толщина волновода, тем большее число мод может в нем распространяться.

# 7. Для конкретной структуры с ростом номера моды m уменьшается как эффективный показатель преломления , так и угол распространения (рисунок 6)

# 8. Моды в пленочном волноводе сосредоточены только в пленке. Волноводные моды с малыми номерами распространяются под большими дискретными углами к поверхности волновода, Волноводные моды с большими номерами распространяются под малыми дискретными углами к поверхности волновода.

#

# Рисунок 7 — Волноводные моды с малыми номерами распространяются под большими дискретными углами к поверхности волновода, Волноводные моды с большими номерами распространяются под малыми дискретными углами к поверхности волновода

# **2.3 Градиентные планарные волноводы**

# Найдем дисперсионное уравнение для волновода с плавным изменением показателя преломления:

#  (9\*)

#  где — показатель преломления подложки;

#  << — приращение показателя преломления волновода на границе с покровной средой;

#  f(x) — монотонно уменьшающаяся непрерывная функция:

# f(x)=1, при x=0

#   (10)

# f(x) = 0, при x = -∞

# Волновой вектор в произвольной точке траектории луча может быть разложен на две составляющие:

# , (11)

#  где k = 2π / λ. При выводе (11) мы воспользовались приближением геометрической оптики, считая, что результирующий волновой вектор равен k ⋅ n(x). В этом приближении набег фазы волны при прохождении от x = 0 до так называемой точки поворота равен:

# (12)

#  Это приближение названо в литературе «приближением ВКБ» (Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна). Запишем его без вывода:

#  (13)

# (14)

#  (15)

#  Выражения (13) и (14) ограничивают, по сути дела, величину первой и второй производной от по сравнению с этой величиной. Заметим, что в точке поворота выполняется условие, а неравенства (13), (14) не выполняются. Более строгое рассмотрение показывает, что в точке поворота волна приобретает дополнительный фазовый сдвиг π ≈ . Сдвиг фазы волны при отражении от границы x =0 найдем из формул (5) и (4). Поскольку *Δ* << , а знаменатель ~ *Δ* по порядку величины, при этом числитель − << *Δ* , получим, что ≈ π. С учетом этого дисперсионное уравнение в ВКБ — приближении запишется:

# *2 = 2πp + +*  ,

# или

# , (16)

# где — координата точки поворота моды с номером *p* ,

# m — номер моды.

# Преобразуем (16), учитывая (9), (15) и условие <<

# ,

# , (17)

#  Если известны , f(x), то из (17) численным расчетом можно найти точку поворота (глубина распространения волноводной моды), а значит и — эффективный показатель преломления.

# Заметим, что с увеличением номера моды m величина увеличивается. На рисунке 8 показано распространение волноводных мод в пленочном (а) и градиентном (б) волноводе без учета эффекта Гуса-Хенхена. Моды в пленочном волноводе сосредоточены только в пленке. Моды градиентного волновода распространяются на разных глубинах. С увеличением номера моды увеличи- вается глубина распространения волноводных мод.

#

Рисунок 8 — Распространение волноводных мод в пленочном (а) и градиентном (б) волноводах

#

# Рисунок 9 — Распространение волноводных мод в заглубленном градиентном волноводе

#  Градиентный волновод может иметь немонотонное изменение показателя преломления, например, с увеличением глубины сначала увеличиваться, а потом – уменьшаться. Такие волноводы называются «заглубленные» или в англоязычной литературе – «захороненные» - (buried). В этих волноводах отсутствуют две границы, на которых происходит полное внутреннее отражение света. Распространение света происходит за свет рефракции света. На рисунке 9 показано распространение волноводных мод в заглубленном градиентном волноводе. С увеличением номера моды увеличивается область распространения волноводных мод.

#

# **3 Полосковые волноводы**

#  Рассмотренные ранее планарные волноводы не ограничивают распространение света в плоскости волновода. Если ввести такое ограничение (например, по оси Y в используемой системе координат), то получим полосковые (или трехмерные) волноводы. Именно такая конфигурация во многих случаях наиболее полно соответствует основной концепции интегральной оптики — созданию сложных оптических схем на единой подложке. В большинстве случаев (например, в таких устройствах, как волноводные оптические модуляторы, лазеры, нелинейные элементы) полосковая геометрия позволяет значительно снизить управляющие мощности и напряжения.

#

# Рисунок 10 — Различные типы полосковых волноводов

# Ограничение волноводной плоскости «в ширину» (по оси Y) может быть достигнуто различными методами. В качестве примера рассмотрим волноводы четырех типов, изображенные на рисунке 10. Такие волноводы, так же как и планарные, могут быть пленочными и градиентными. Пленочные волноводы — это те, у которых 0 n не зависит от X и Y. В градиентных волноводах  или . Методы изготовления полосковых волноводов мы рассмотрим позднее, заметим только, что существует мнение, согласно которому при изготовлении волноводов гребенчатого и составного типов, требование к разрешению и допустимой шероховатости могут быть пониженными. Обе эти структуры используют окружающий полоску волновод, т.е. планарные волноводы с обеих сторон полоски обеспечивают распространение, по край- ней мере, одной волноводной моды. Анализ полосковых волноводов значительно сложнее, чем планарных, и точные аналитические решения для мод полосковых волноводов отсутствуют. Перечислим основные результаты, полученные для полосковых волноводов к настоящему времени:

#

# Рисунок 11 — Волновод гребенчатого типа

# 1)для пленочных волноводов, внедренных в однородную среду с более низким показателем преломления (т.е. для ) сделаны численные расчеты. Шлоссер и Унгер описали численный метод анализа таких волноводов, вдали от отсечки, и для большого отношения ширины к высоте. Для волноводов с отношением ширины к высоте от 1 до 2 Гоелл воспользовался цилиндрическими функциями;

# 2) Маркатили получил приближенные аналитические решения, применимые к многочисленному классу полосковых волноводов, когда частоты отсечки лежат достаточно далеко;

# 3) разработан метод эффективного показателя преломления, дающий для гребенчатых и составных волноводов хорошее согласие с экспериментом.

#

# Рисунок 12 — Распределение компонент поля вектора E в некоторых модах для пленочного волновода погруженного типа

# Рассмотрим применение метода эффективного показателя преломления для анализа волновода гребенчатого типа (рисунок 11). В области гребня толщина пленки *h′′* больше, чем *h′* вокруг гребня, поэтому эффективный показатель преломления *( )′′* в области гребня больше, чем *( )′*. Мы считаем волновод в области гребня близким к планарному, поэтому для нахождения *(* *)′* и *( )′′* можно воспользоваться дисперсионным уравнением (7). Теперь полосковый волновод мы представим в виде симметричного планарного волновода, изображенного на рисунке 11 вверху, с ′ = ′′), ′ = ′ = ′, и с толщиной а. Мы как бы принимаем пленку слева и справа от гребня за подложку и покровную среду. Подставляя теперь в (7) вместо ′ → ′′)′′, ′=′ → )′, и вместо h → a , найдем численным расчетом эффективный показатель преломления m-й поперечной моды полоскового волновода ′′′ →′′′ . Обычно пленку, окружающую гребень, считают одномодовой. Тогда моды полоскового волновода нумеруются двумя индексами —m (по оси X) и p — (по оси Y). Эти индексы указывают число нулей в распределении поля по оси X и Y, соответственно, в полосковом волноводе. В области вне гребня, как и в планарном волноводе, поля моды спадают по экспоненциальному закону. В полосковых волноводах существуют два набора мод. Одни обозначаются через , и поле такой моды имеет две «сильные» компоненты Ex и Hy . Составляющие Hx , Hz , Ey , Ez в этой моде малы по величине. Второй набор имеет обозначение , «сильные» компоненты здесь Ey , Hx , а слабые — Hy , Hz , Ex , Ez . Распределение компонент поля в некоторых модах приведено на рис. 12 для пленочного волновода погруженного типа. В градиентных полосковых волноводах структура поля будет иметь более сложный вид.

# **4 Способы создания оптических волноводов в ниобате лития**

# **4.1 Первый способ**

# Берётся образец кристалла ниобата лития (LiNb), проводится полировка торцов кристалла. Потом наносится алюминиевая маска с помощью фотолитографии и вакуумного напыления. Далее, кристалл погружается в смесь бензойной кислоты и нитритов (KNLiNNaN). Затем, с помощью ПИД (пидрегулятора) и твёрдотельного пыле нагревается данную смесь нагревается вместе с кристаллом до температуры 200 градусов Цельсия (за 30 минут-час). При данной температуре происходит переход бензойной кислоты из твёрдого агрегатного состояния в жидкое, вследствие чего в кристалле ниобата ионы лития замещаются на ионы водорода. Этот процесс и называется ионно-протонным обменом. Вследствие данного обмена, на участках прорезей в алюминиевой маске повышается показатель преломления. Эти участки и являются волноводами. При соединении оптического волокна с волноводом большая разность показателей преломления волновода и волокна приводит к большим отражениям. Для уменьшения этих отражений производят дополнительный отжиг кристалла при температуре 360 градусов Цельсия в течение 1-2 часов. В конечном итоге, профиль показателя преломления становится более плавным.

# **4.2 Второй способ**

Волноводы Ti:LiNbO\_3 создавались напылением титана на подложки Y-среза ниобата лития с последующей диффузией при температуре около 1050 градусов Цельсия [3]. Для формирования волноводов Zn:LiNbO3 использовались подложки X-среза с толщиной от 1 до 2,5 мм, на которых из пленкообразующих растворов осаждались методом вытягивания пленки ZnO. Далее проводилась диффузия при температурах от 800 до 1050 градусов Цельсия в воздушной атмосфере в течение 120 часов.

Формирование периодических доменных решеток в нелегированных образцах ниобата лития и в полученных волноводных структурах Ti:LiNbO3 и Zn:LiNbO3 проводилось в растровом электронном микроскопе JSM840A с дополнительно встроенной программой NanoMaker, позволяющей управлять электронным лучом при рисовании по поверхности и контролировать дозы облучения. Доза облучений варьировалась в диапазоне 500-2000 мкКл/см2 при энергии пучка электронов 25 кэВ и токе ~100 пA; общие поперечные размеры облучаемой области составляли порядка 700х700 . Периоды сформированных структур, имеющих планарный характер, составляли от 4,75 до 7,25 мкм.

# **4.3 Третий способ**

# Титан-диффузионные волноводы являются наиболее часто используемыми волноводами в оптических интегральных схемах [4]. При создании оптического волновода принимаются во внимание следующие параметры:

# - начальная ширина титановой полоски (W);

# - начальная толщина титановой полоски (H);

# - температура, при которой происходит диффузия (T);

#  время диффузии (t).



Рисунок 13 — Конфигурация полоскового Тi-диффузионного волновода на подложке LiNbO3 x-среза

# Для х-среза кристалла, где свет распространяется вдоль оси у, а модулирующее напряжение прикладывается вдоль оси z (рисунок 13), распределение показателя преломления в области диффузии выражается формулой

#  λ) = (18)

# где

#  (19)

# – необыкновенный и обыкновенный показатели преломления,– направления по осям, – диффузионная ширина и глубина, – показатель преломления подложки, – изменение показателя преломления на поверхности. Зависимость от длины волны и толщины титановой пленки имеет вид

# , (20)

# где B – дисперсионные коэффициенты, α – соответствующие коэффициенты для обыкновенного и необыкновенного луча:

# , ,

# , , (21)

#  *.*

# Диффузионные коэффициенты и , диффузионную ширину и глубину и , и глубину изменения профилей показателя преломления выражают формулой:

# , , , (22)

# где – диффузионные константы, – энергия активации, k – постоянная Больцмана. Эти величины приведены в таблице 2 .

# Таблица 2. Константы для LiNb

|  |  |
| --- | --- |
| Постоянная  | Значение |
| ,  | 5\* |
| *,*  | 1,35\* |
| , эВ | 2,60 |
| , эВ | 2,22 |

# Показатель преломления подложки в зависимости от длины волны (мкм) для обыкновенного и необыкновенного лучей может быть вычислен как

# (23)

# Типичные параметры для получения волноводов следующие:

# • ширина титановой полоски от 3 до 10 мкм; • толщина титановой полоски от 500 до 1200 Å;

# • температура, при которой происходит диффузия

# 950 – 1100 °С;

# - время диффузии от 5 до 10 часов. Выбранная толщина и ширина титановой пленки должна контролироваться с точностью до 0,1% в процессе изготовления для воспроизводимости параметров волноводов. При минимальной указанной температуре требуется длительное время диффузии, а при максимальной – более короткое время. Верхний предел температуры определяется ее значением в точки Кюри (примерно 1125°С), превышать который нежелательно, так как кристалл может деполяризоваться. Особое внимание при нагреве необходимо уделить процессу диффузии оксида лития из образца, так как это может привести к образованию планарного волновода для необыкновенной поляризации. Для уменьшения диффузии оксида лития из ниобата лития можно применять водяной пар. При относительной влажности 80% и температуре 1000°С волновод не образуется. Другим способом уменьшения диффузии лития является насыщение газовой атмосферы при диффузии оксидом лития путем ввода Li в поток газа, прокачиваемого через печь, или добавление материалов в печь, выделяющих оксид лития при нагреве. При этом ни один из существующих методов не позволяет полностью исключить диффузию оксида лития. Для титановой полоски шириной W =7 мкм и толщиной H =1000 Å , λ=1,523 мкм, Т =1050°С и времени диффузии t =8,5 часов параметры полученного волновода будут 44 следующие: =4,00 мкм, =4,60 мкм, =6,23 мкм, =4,98 мкм, =2,2125, =2,1383, *Δ*=0,00446, *Δ*=0,01217. При этом вносимые потери составляют 1 дБ/см. При ширине полоски титана 5 мкм, толщине 800 Å, температуре диффузии 1050°С, времени диффузии 6 часов размеры моды вдоль осей X и Z будут равны 5,145 и 7,22 мкм соответственно при длине волны 1550 нм. Потери на вводе при этом составляют 0,47 дБ. Волноводы, полученные по данной технологии, имеют согласованную со стандартным одномодовым оптическим волокном числовую апертуру NA~0,11, однако они не могут выделять только одну из поляризаций. Таким образом, для использования данной технологии при изготовлении МИОС необходимо изготавливать отдельный элемент – интегрально-оптический поляризатор.

**ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

**В результате выполнения курсового проекты были:**

1. рассмотрены основные свойства волноводов, как канала из диэлектрического слоя, полосы или цилиндра, погружённого в диэлектрический материал с меньшим показателем преломления и использующийся для передачи света на большие расстояния
2. проанализированы свойства планарных и полосковых волноводов в зависимости от количества ограничений в каких-либо направлениях, а также, проанализированы свойства пленочных и градиентных волноводов исходя из зависимости показателя преломления от координаты
3. подробно рассмотрены и проанализированы способы создания волноводов в ниобате лития с помощью ионно-протонного обмена, в котором путём дополнительного отжига можно устранить возникающую дефектную структуру и уменьшить коэффициент затухания.

**СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ**

# 1 Бахаа Е.А Салех, Малвин Карл Тейх. Оптика и фотоника. Принципы и применения, 2012.. – 760 с.

# 2 Никоноров Н.В., Шандаров С.М. Волноводная фотоника, 2008. – 138 с.

# 3 В.В. Щербина, М.В. Бородин, С.А. Смычков. Формирование и исследование планарных волноводных и периодических доменных структур в кристаллах ниобата лития, 2012. – 5 с.

# 4 Серебрякова В.С., Мешковский И.К., Стригалев В.Е.. Оптимизация параметров интегрально-оптических элементов для волоконно-оптических гироскопов, 2008. – 52 с.