

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

А.И. Башкиров  
Н.И. Буримов  
Р.В. Литвинов

## **ИНТЕГРАЛЬНАЯ ОПТОЭЛЕКТРОНИКА**

Методические указания к лабораторным работам

Томск  
2022

УДК 621.373.8

ББК 32.854

Б 334

**Рецензент:**

**Аксенов А.И.**, доцент каф. электронных приборов ТУСУР, канд. техн. наук

**Башкиров, Александр Иванович**

Б 334 Интегральная оптоэлектроника: методические указания к лабораторным работам / А.И. Башкиров, Н.И. Буримов, Р.В. Литвинов. - Томск: Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2022. - 29 с.

Настоящие методические указания к лабораторным работам для студентов составлены с учетом требований федерального государственного образовательного стандарта высшего образования (ФГОС ВО).

Методические указания предназначены для студентов очной формы обучения, обучающихся по направлениям 11.04.04 «Электроника и наноэлектроника», 12.04.03 «Фотоника и оптоинформатика» по дисциплинам «Интегральная оптоэлектроника», «Интегральная и волноводная фотоника».

Одобрено на заседании каф. ЭП протокол № 02-22 от 04.02.2022 г.

УДК 621.373.8

ББК 32.854

© Башкиров А.И., Буримов Н.И.,  
Литвинов Р.В., 2022

© Томск, гос. ун-т систем упр. и  
радиоэлектроники, 2022

## Оглавление

<b>Лабораторная работа 1. Измерение эффективных показателей преломления планарного волновода</b> .....	4
<b>1 Теоретическая часть</b> .....	<b>4</b>
1.1 Общие понятия .....	4
1.2 Контрольные вопросы.....	8
<b>2 Экспериментальная часть</b> .....	<b>9</b>
2.1 Задание .....	9
2.2 Методические указания по выполнению работы .....	9
2.3 Содержание отчета .....	9
<b>Лабораторная работа 2. Исследование дисперсионных характеристик полосковых волноводов</b> .....	11
<b>1 Введение</b> .....	<b>11</b>
<b>2. Теоретическая часть</b> .....	<b>11</b>
2.1 Основные понятия .....	11
2.2 Основные расчетные формулы .....	13
2.3 Контрольные вопросы.....	14
<b>3. Экспериментальная часть</b> .....	<b>14</b>
3.1 Задание .....	14
3.2 Методические указания .....	15
3.3 Содержание отчета .....	15
<b>Лабораторная работа 3. Исследование фокусировки волноводных мод в планарных волноводах при помощи геодезической линзы</b> .....	16
<b>1 Введение</b> .....	<b>16</b>
<b>2 Теоретическая часть</b> .....	<b>16</b>
2.1 Общие понятия .....	16
2.2 Основные расчетные формулы для сферических геодезических линз .....	18
2.3 Контрольные вопросы.....	20
<b>3 Экспериментальная часть</b> .....	<b>20</b>
3.1 Экспериментальная установка и методика измерений.....	20
3.2 Задание .....	21
3.3 Содержание отчета .....	22
<b>Лабораторная работа 4. Исследование планарного акустооптического модулятора</b> .....	23
<b>1 Введение</b> .....	<b>23</b>
<b>2 Теоретическая часть</b> .....	<b>23</b>
2.1 Конструкция планарного акустооптического модулятора.....	23
2.2 Дифракция Рамана-Ната .....	24
2.3 Дифракция Брэгга.....	25
2.4 Контрольные вопросы.....	26
<b>3 Экспериментальная часть</b> .....	<b>27</b>
3.1 Задание .....	27
3.2 Порядок выполнения работы .....	28
3.3 Содержание отчета .....	28
<b>Список рекомендуемой литературы</b> .....	<b>29</b>

# Лабораторная работа 1. Измерение эффективных показателей преломления планарного волновода

## 1 Теоретическая часть

### 1.1 Общие понятия

Планарным волноводом называется структура, ограниченная лишь в одном направлении. Простейший планарный волновод состоит из планарной пленки с показателем преломления  $n_f$ , помещенной между подложкой и покровным материалом с меньшими показателями преломления  $n_s$  и  $n_c$ , соответственно ( $n_f > n_s \geq n_c$ ). Часто, как и в данной работе, покровным материалом выступает воздух. В этом случае  $n_c=1$ . На рис. 1.1 представлен вид сбоку на планарный волновод и выбранная система координат. Предполагается, что свет распространяется в волноводе в направлении  $\chi$ , что в направлении  $\eta$  распространение ограничено и структура однородна вдоль оси  $\chi$ .

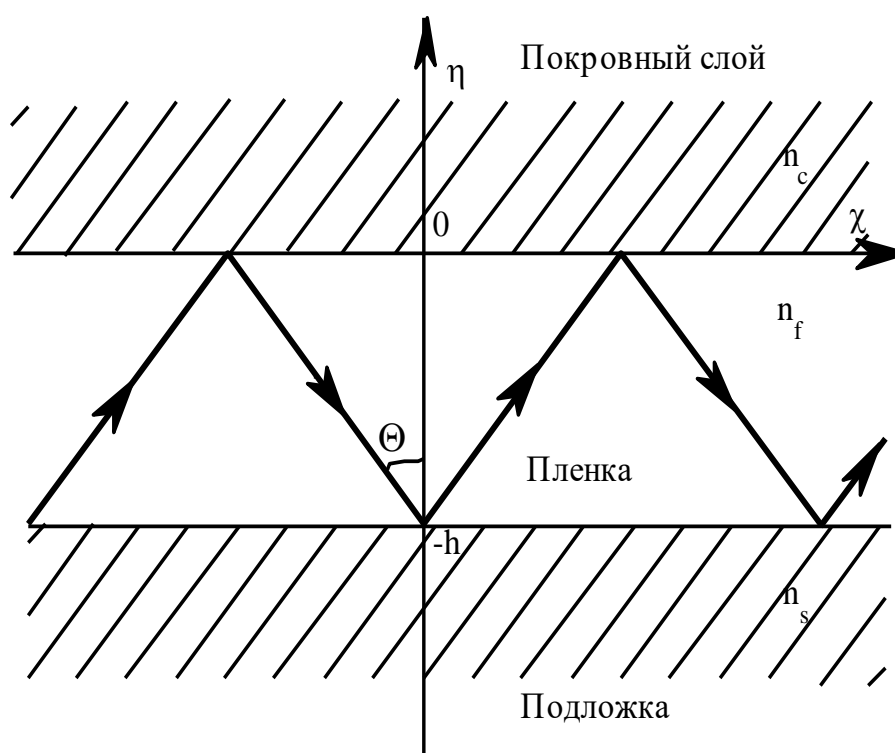


Рисунок 1.1 – Волноводное распространение света с позиций геометрической оптики

Моды планарного волновода с оптически изотропными свойствами каждого из слоев по поляризации разделяются на поперечно-электрические (ТЕ-моды) и поперечно-магнитные (ТМ-моды). Таким образом ТЕ-моды имеют только магнитную продольную составляющую  $H_\chi$ , а ТМ-моды - только электрическую продольную составляющую  $E_\chi$ . Рассмотрим процесс распространения света в волноводе с позиций геометрической оптики. Для того что имело место волноводное распространение света необходимо, чтобы выполнялось полное внутреннее отражения света на границах волноводного слоя с подложкой и с покровной средой. Таким образом, в соответствии с законом Снеллиуса существует два критических угла:

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{1}{n_f}\right) \quad (1.1)$$

$$\theta_s = \arcsin\left(\frac{n_s}{n_f}\right) \quad (1.2)$$

При падении света из пленки на ее границы можно, в зависимости от угла падения  $\theta$  выделить три случая:

1) при  $\theta < \theta_c$  свет не испытывает полного внутреннего отражения от границ раздела, проникая за счет преломления в подложку и в покровную среду. В этом случае возникающее распределение поля называется излучательной модой;

2) при  $\theta < \theta_s$  свет испытывает полное внутреннее отражение только на границе пленки с покровной средой и преломляется на границе с подложкой. В этом случае возникающее распределение поля называется излучательной модой подложки;

3) при  $\theta > \theta_s$  свет испытывает полное внутреннее отражение на обеих границах пленки. В этом случае возникающее распределение поля называется волноводной модой. Далее будем рассматривать именно волноводные моды. Для того чтобы имело место волноводное распространение света угол  $\theta$  должен быть не только больше критического, но и удовлетворять дисперсионному уравнению:

$$\frac{2\pi}{\lambda} h n_f = \frac{1}{\cos(\theta)} \left\{ N\pi + \arctg\left[\left(\frac{n_f}{n_s}\right)^b \frac{\sqrt{\sin^2(\theta) - (n_s/n_f)^2}}{\cos(\theta)}\right] + \arctg\left[\left(n_f\right)^b \frac{\sqrt{\sin^2(\theta) - (1/n_f)^2}}{\cos(\theta)}\right] \right\} \quad (1.3)$$

где  $N$  - целое число (0, 1, 2, ...), которое определяет номер моды,  $b=0$  для ТЕ-волн и  $b=2$  для ТМ-волн. Таким образом, существует дискретный набор углов, при которых возбуждаются волноводные моды. Каждой волноводной моде соответствует свой эффективный показатель преломления

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k} = n_f \sin(\theta) \quad (1.4)$$

Из анализа уравнения (3) можно сделать следующие выводы:

1) эффективный показатель преломления волноводных мод может изменяться в пределах:

$$n_s < n_{eff} < n_f \quad (1.5)$$

2) для каждой моды существует критическая толщина волновода  $h_{min}$ , при которой наступает отсечка для данной волноводной моды (когда  $n_{eff} = n_s$ ):

$$\left(\frac{h}{l}\right)_{min} = \frac{1}{2p\sqrt{n_f^2 - n_s^2}} \left\{ Np + \arctg\left[\left(n_f\right)^b \frac{\sqrt{n_s^2 - 1}}{\sqrt{n_f^2 - n_s^2}}\right] \right\} \quad (1.6)$$

Минимальная критическая толщина соответствует ТЕ0 моде;

3) с ростом номера моды  $N$  уменьшаются как  $n_{eff}$ , так и угол  $\theta$ ;

4) увеличение толщины волноводного слоя, увеличение приращения показателя преломления в волноводном слое, уменьшение длины волны излучения приводят к увеличению числа мод, поддерживаемых волноводом.

Если показатель преломления и толщина пленки достаточно велики, чтобы в пленке могла распространяться оптическая волна, наиболее прямой способ одновременного определения показателя преломления и толщины пленки заключается в измерении

эффективного показателя преломления  $n_{eff}$ . Простейший метод измерения  $n_{eff}$  состоит в определении угла связи для призмного ввода. При этом для ввода-вывода излучения в волновод должны быть использованы две призмы, которые обладают более высоким показателем преломления, чем волноводный слой.

Для того чтобы понять принцип работы призмного элемента связи вначале рассмотрим полупространство, где верхняя среда обладает показателем преломления  $n_p$ , а нижняя среда является воздухом. Если плоская волна, падающая под углом  $\theta_p$ , испытывает полное внутреннее отражение, то суперпозиция падающей волны и волны, испытавшей полное внутреннее отражение, дает стоячую волну вдоль оси  $\eta$  в более плотной верхней среде, а ниже границы раздела поле экспоненциально затухает вдоль  $\eta$ . В обеих средах поток энергии направлен вдоль оси  $\chi$ , благодаря чему все поле в целом может рассматриваться как мода, распространяющаяся вдоль оси  $\chi$ .

Теперь рассмотрим тонкопленочный волновод толщиной  $h$ , в котором распространяется поверхностная волна. Поле поверхностной волны в верхней области и в подложке экспоненциально затухает вне слоя [1]. Внутри слоя поле изменяется по синусоидальному закону [1] и вся в целом мода поверхностной волны распространяется в направлении оси  $\chi$ .

Наконец, рассмотрим схему, которая объединяет обе эти конфигурации, предполагая, что общая среда имеет высоту  $h_a$ . Рассмотренные ранее две обособленные моды имеют в общей среде поле, изменяющееся по экспоненциальному закону. Это означает, что между такими модами существует взаимодействие. Экспоненциальная зависимость полей в области связи означает, что энергия из призмы в волновод передается с помощью туннельного эффекта, который часто называют оптическим туннелированием, вызванным нарушением полного отражения. Связанные моды обладают важным свойством, которое заключается в том, что они могут обмениваться энергией. Такой обмен может быть полным, если фазы обеих мод согласованы. В данном случае условие согласования удовлетворяется при  $kn_p = kn_f$ , или взяв проекции на ось  $\chi$

$$kn_p \sin(\theta_p) = \beta_f \quad (1.7)$$

где  $\beta_f$  - постоянная распространения поверхностной волны. Кроме того, полный обмен энергией будет осуществляться, если длина взаимодействия  $L$  определяется следующим соотношением:

$$kL = p/2 \quad (1.8)$$

где  $k$  - коэффициент связи между излучательной модой и модой поверхностной волны. Таким образом, если энергия введена только в излучательную моду, то она будет полностью переведена в моду поверхностной волны после распространения вдоль оси  $\chi$  на расстояние, равное длине связи  $L$ .

Метод связанных мод фактически описывает принцип действия призмного элемента ввода. Пучок падает на призму с показателем преломления  $n_p$ , имеющей цилиндрическое основание, причем угол падения луча на призму  $\alpha$  выбран таким, чтобы угол падения на нижнюю грань призмы  $\theta_p$  удовлетворял как условию полного отражения  $\theta_p > \arcsin(n_f/n_p)$ , так и условию согласования фаз (1.7). Следовательно, в пределах падающего луча хорошим приближением для описания поля является излучательная мода. Перекачка энергии из

излучательной моды, которая в данном случае хорошо совпадает с полем пучка, происходит

$$L = \frac{a}{\cos(\theta_p)}$$

на длине, где  $a$  - апертура светового пучка. Так что, если необходима полная передача энергии, то коэффициент связи  $K$  должен иметь значение, удовлетворяющее соотношению (1.8):

$$k = \frac{\pi \cos(A + \alpha)}{2a} \quad (1.9)$$

где  $A$  - угол у основания призмы.

Для того чтобы получить необходимое значение коэффициента  $k$ , можно подстраивать толщину воздушного зазора  $h_a$ . Обычно  $h_a \leq \lambda/4$ . Если подложка является достаточно прозрачной, то степень прижатия призм можно контролировать по появлению колец Ньютона, которые видны со стороны подложки. Цилиндрическое основание призмы обеспечивает неравномерность высоты воздушного зазора под призмой, так что если призма прижата достаточно сильно, то, перемещая луч по основанию призмы, можно эмпирически найти место оптимального ввода. Точное исследование показывает, что если падающий пучок имеет однородное или гауссово распределение, то можно ввести не более 80% энергии.

Таким образом, метод связанных мод дает соответствующую оценку угла падения луча на призму в соотношении (1.7) и коэффициента связи  $k$  в соотношении (1.9). Кроме того, пучок с однородным распределением амплитуды должен падать за центр прижатия призмы. Если луч упадет левее центра прижатия, то энергия поверхностной волны может опять перейти в излучательную моду призмы через воздушный зазор, который остался правее края пучка.

Призменный элемент ввода преобразует пучок света в поверхностную волну и поэтому известен как элемент ввода или возбуждения поверхностной волны. Благодаря принципу взаимности падающая справа поверхностная волна должна приводить к передаче световой энергии в призму и, таким образом, к излучению светового пучка в верхнюю левую область. Такое устройство связи должно преобразовывать поверхностную волну в пучок излучения и поэтому известно как элемент вывода или формирования пучка излучения.

Недостаток призмных элементов связи состоит в том, что материал, из которого изготовлена призма, должен иметь высокий показатель преломления  $n_p > n_f$ . Другой недостаток призмных элементов связи - критичность настройки воздушного зазора, толщина которого обычно меньше половины длины волны света в вакууме. Еще один недостаток состоит в том, что в этом зазоре могут скапливаться частицы пыли и приводить к потерям. Однако данные недостатки могут быть в значительной степени преодолены путем заполнения воздушного зазора соответствующим связующим материалом, что стабилизирует структуру, а также увеличивает ее реализуемую эффективность.

Как следует из уравнений (1.3) и (1.4), постоянные распространения волноводных мод могут принимать лишь дискретный ряд значений  $kn_f \sin(\theta)$ . Используя эти значения вместо  $\beta_f$  в формуле (1.7), приходим к выводу, что лишь дискретный набор углов  $\theta_p$ , а следовательно и углов падения  $\alpha$  луча на призму приводит к возбуждению волноводных мод. Чтобы найти эффективные показатели преломления, измеряется угол падения на призму, при котором возбуждается данная мода. Значение  $n_{eff}$  для данной моды, в соответствие с (1.4) и (1.7) равно

$$n_{eff} = n_p \sin\left\{A + \arcsin\left[\sin(a)/n_p\right]\right\} \quad (1.10)$$

Таким образом, чтобы определить  $n_{eff}$ , нужно знать кроме угла падения  $\alpha$  еще и угол  $A$  между основанием и входной гранью призмы, и показатель преломления призмы  $n_p$ . Для

измерения угла  $\alpha$  за начало отсчета обычно принимают нормаль к грани призмы. Угол падения  $\alpha$  считается положительным, когда падающий луч лежит между нормалью к грани и основанием призмы. Легко видеть, что погрешности в определении этих трех величин вносят почти равные вклады в погрешность для  $n_{eff}$ , точные значения этих вкладов зависят от конкретных условий. Таким образом, чтобы получить наименьшую ошибку, целесообразно знать величины  $A$  и  $n_p$  с точностью, намного лучшей, чем возможная точность измерения  $\alpha$ . Тогда  $n_{eff}$  будет известно с точностью, приблизительно равной  $\Delta\alpha$ -точности измерения угла падения. Другими словами, если нужно знать  $n_{eff}$  с точностью до  $10^{-4}$ , то угол падения должен быть измерен почти также точно, т.е. с ошибкой не более 20". Чтобы измерить  $n_{eff}$  для всех мод, нужно выбирать призмы с такими  $A$  и  $n_p$ , чтобы получить значения  $n_{eff}$  от  $n_s$  до  $n_f$ .

Вторая величина, которую необходимо знать в формуле (1.10), это угол  $A$  при основании измерительной призмы. Желательно измерить этот угол с точностью, большей чем необходимая точность  $n_{eff}$ . Это можно сделать раз и навсегда при изготовлении призмы. Для большей точности призма должна иметь грани, величина которых по крайней мере равна диаметру луча, используемого при измерении, т.е. больше 5 мм. Предпочтительно не пользоваться призмами с углами 30, 45, 60, 90°, т.к. это может вызвать нежелательные отражения или преломления в призме. Для возбуждения различных мод лучше всего поместить волновод вместе с призмами на вращающийся столик. Необходимо обеспечить перпендикулярность входной грани вводящей призмы (и самого волновода) падающему лучу. Поперечное движение держателя предусмотрено для помещения вводящей призмы таким образом, чтобы падающий луч попадал на край области связи. Должным образом усредняя значения, полученные как для нормалей к грани, так и для углов, при которых наблюдается максимум ввода, можно определить угол связи для различных мод с указанной выше точностью  $\sim 20''$  или лучше.

Для обработки данных, кроме различных значений  $n_{eff}$ , надо знать показатель преломления подложки. Эта величина может быть определена в процессе измерения  $n_{eff}$ . При повороте системы призма - пленка на угол, больший чем угол ввода высшей моды, свет уходит в подложку, и если дальше увеличивать угол, часто можно наблюдать луч, много раз отражающийся от обеих граней подложки. Для угла, при котором появляется такая связь, т.е. при котором виден свет, выходящий из торца подложки, величина  $n_{eff}$ , определенная из (1.10), и есть показатель преломления подложки.

Во многих приложениях, например для связи волноводов, важна сама величина  $n_{eff}$ , но, зная ее, из дисперсионного уравнения можно получить и значение показателя преломления волноводного слоя или его толщину. В одномодовом волноводе нужно знать одну из этих величин для вычисления другой, т.е. толщину можно определить из значений  $n_{eff}$  и  $n_f$ , и наоборот, коэффициент преломления - из величины  $n_{eff}$  и толщины. Если в волноводе могут распространяться две моды, то показатель преломления и толщину можно вычислить из двух значений  $n_{eff}$ . Если в волноводе могут распространяться больше двух мод, то способ становится самопроверяющимся и методом наименьших квадратов можно достичь большей точности. Таким образом, точное измерение  $n_{eff}$  чрезвычайно полезно.

## 1.2 Контрольные вопросы

1. Как получить формулу (1.10)?
2. Какие факторы влияют на эффективность призмленного ввода излучения в волновод?
3. За счет какого эффекта свет посредством призмы проникает в волновод?



4. Для чего используется подстройка величины воздушного зазора под призмой?
5. Из каких условий выбирается материал, из которого изготавливается призма, и угол основания призмы?
6. Показать, что измеренный в пункте 1 задания на основании методических указаний угол действительно является углом основания призмы
7. Почему важно, чтобы луч лазера попадал на конец области связи?

## **2 Экспериментальная часть**

### **2.1 Задание**

1. Измерить угол основания призмы.
2. Измерить углы ввода всех волноводных мод планарного волновода.
3. Используя экспериментальные данные и известный показатель преломления рутиловой призмы  $n_p=2,863$  для ТЕ-мод и  $n_p=2,583$  для ТМ-мод, рассчитать эффективные показатели преломления волноводных мод.
4. Приблизительно определить толщину волноводного слоя и приращение показателя преломления в волноводном слое.

### **2.2 Методические указания по выполнению работы**

1. Установить волновод с закрепленными на нем призмами связи на теодолит.
2. Регулировочным винтом 8 сместить волновод несколько назад относительно оси вращения теодолита, так чтобы при вращении теодолита луч попадал как на призму, так и на участок волновода рядом с ней. Направить луч от лазера на поверхность волновода, добившись нормального падения. Свести отраженный от волновода луч в одну горизонтальную плоскость с падающим. Повернув теодолит добиться нормального падения луча лазера на рабочую грань вводной призмы и также свести отраженный от призмы луч в ту же плоскость падения. Убедившись, что отраженный от волновода луч не сместился из указанной плоскости, приступить к измерениям углов нормального падения на призму и волновод. Разность между двумя углами даст угол основания призмы.
3. Сместить регулировочным винтом волновод так, чтобы вводная призма оказалась на оси вращения теодолита. Направить луч лазера перпендикулярно на вводную призму и свести отраженный луч в одну плоскость с падающим. Положив в (1.10) эффективный показатель преломления приблизительно равным показателю преломления подложки из  $\text{LiNbO}_3$ ,  $n_s=2,20$  для ТЕ-мод и  $n_s=2,29$  для ТМ-мод, оценить требуемый угол падения луча на призму. Повернуть теодолит на этот угол а относительно перпендикуляра к призме. Регулировочным винтом 9 сместить столик так, чтобы луч падал на окончание пятна прижатия на основании призмы. Поворачивая теодолит на небольшие углы обнаружить на выходном торце подложки полосу света. Перемещая регулировочным винтом зеркала 7 луч по вертикали, выбрать положение, соответствующее наиболее ярко светящейся полоске света на торце. Затем, перемещая регулировочным винтом 9 систему пленка-призма в горизонтальной плоскости, также выбрать положение, соответствующее наиболее яркой полоске на торце. Поворачивая теодолит так, чтобы полоска света приближалась к пленке, наблюдать возбуждение волноводных мод. При этом на экране б будут появляться, сменяя друг друга, полоски света с ярким пятном в центре, выходящие из выводной призмы. Проведя регулировочными винтами зеркала и столика точную настройку на наиболее эффективное возбуждение волноводных мод, провести измерения углов ввода для каждой из них. Поставив на пути луча лазера полуволновую пластинку, провести измерения углов ввода мод другой поляризации.

### **2.3 Содержание отчета**

- 1 Титульный лист.
- 2 Цель работы.

3 Схема эксперимента по измерению угла у основания призмы (ОК2, ПК10).

4 Результаты экспериментов по измерению угла у основания призмы, обработку результатов и их анализ (ОК4, ПК10, ПК19).

5 Схема эксперимента по измерению углов падения света на призму для различных мод (ОК2, ПК10).

6 Результаты экспериментов по измерению углов падения света на призму для различных мод (ОК4, ПК10, ПК19).

7 Расчет эффективных показателей преломления различных мод с использованием экспериментальных результатов.

8 Ответы на контрольные вопросы.

9 Выводы по проделанной работе.

## **Лабораторная работа 2. Исследование дисперсионных характеристик полосковых волноводов**

### **1 Введение**

**Цель работы:** Рассчитать эффективные показатели преломления гребенчатого полоскового волновода.

### **2. Теоретическая часть**

#### **2.1 Основные понятия**

Основные типы трехмерных волноводных структур представлены на рис. 2.1. В интегральных оптических схемах полосковые волноводы используются в основном как линии связи.

Наиболее перспективными для интегральной оптики являются различные виды полосковых и погруженных канальных волноводов. Основные их достоинства связаны с широкими технологическими и конструктивными возможностями создания эффективных волноводных структур на их основе. К достоинствам полосковых волноводов следует отнести слабую чувствительность к нарушениям границ диэлектрической полоски и увеличение допуска на ее формат в одномодовом режиме. В интегральных оптических схемах ширина может достигать десяти и более микрон, что в значительной степени упрощает операцию стыковки волноводов.

Получение точных аналитических решений уравнений Максвелла для большинства полосковых структур невозможно. Поэтому для расчета дисперсионных характеристик и анализа распространения волноводных мод широко применяют различные приближенные методы. В данной работе дисперсионные характеристики гребенчатого волновода, относящегося к типу, изображенному на рис. 2.1, а), рассчитываются методом эффективного показателя преломления.

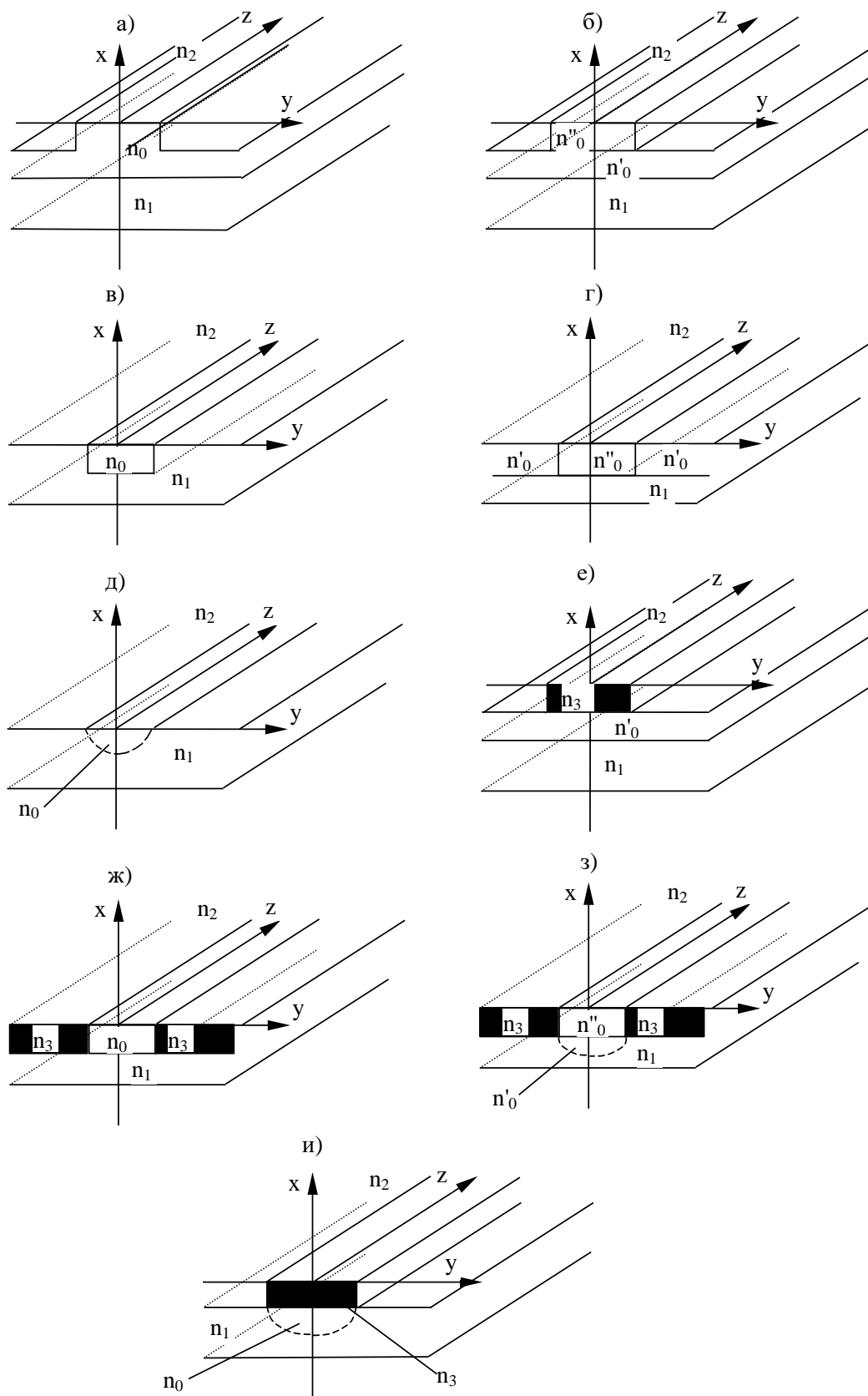


Рисунок 2.1 - Основные типы трехмерных волноводов: а)-д) – каналные; е)-и) – полосковые;  
 $n_3 = n'_3 + in''_3$ .

## 2.2 Основные расчетные формулы

Рассмотрим полосковую структуру, изображенную на рис. 2.1.а). Как правило, размеры областей с показателем преломления  $n_0$  слева и справа от полоски вдоль оси  $Y$  значительно превышают длину волны светового поля  $\lambda_0$ , распространяющегося вдоль оси  $Z$ . Поэтому эти области можно считать пленочными планарными волноводами толщиной  $h'$  (рис. 2.2) со спектром эффективных показателей преломления  $n_p^*$ , где  $p = 0, 1, 2, 3, \dots$  - определяет номер моды. Спектр эффективных показателей преломления находится при решении дисперсионного уравнения:

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} h' = \frac{1}{\sqrt{n_0^2 - n'^{*2}}} \left\{ p\pi + \arctg \left[ \left( \frac{n_0}{n_1} \right)^\chi \sqrt{\frac{n'^{*2} - n_1^2}{n_0^2 - n'^{*2}}} \right] + \arctg \left[ \left( \frac{n_0}{n_2} \right)^\chi \sqrt{\frac{n'^{*2} - n_2^2}{n_0^2 - n'^{*2}}} \right] \right\}, \quad (2.1)$$

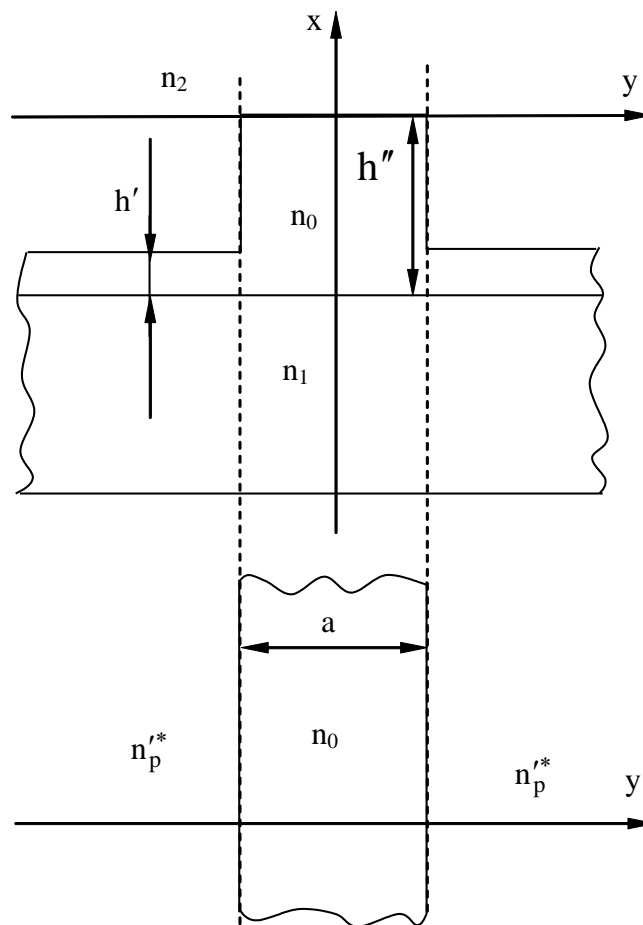


Рисунок 2.2 - Схема метода эффективного показателя преломления:  $n_0$ ,  $n_1$  и  $n_2$  - показатели преломления волноводного слоя, подложки и покровной среды, соответственно,  $\chi = 0$  для ТЕ-мод и  $\chi = 2$  для ТМ-мод

Толщина пленки в области гребня  $h''$  значительно больше чем  $h'$ . Спектр эффективных показателей преломления для области гребня вначале также находим, решая уравнение (2.1), заменяя в нем  $h'$  на  $h''$ . Тогда для планарного волновода толщиной  $h''$  при прочих

неизменных параметрах значения эффективных показателей преломления  $n_p^{**}$  будут больше значений  $n_p^{i*}$  с тем же номером  $p$ , поэтому распространение света в основном ограничено областью гребня. Это дает нам право считать область гребня симметричным планарным волноводом толщиной  $a$  с поперечной координатой вдоль оси  $Y$  (рис. 2.2). Покровной средой и подложкой для этого волновода служат области с показателем преломления  $n_p^{i*}$ , показатель преломления пленки имеет значение  $n_p^{**}$ . Таким образом, этот планарный волновод является симметричным. Показатели преломления волноводных мод такого волновода можно рассчитать, используя дисперсионное уравнение (2.1), если в нем вместо величин  $n_1$  и  $n_2$  подставить заранее рассчитанные значения  $n_p^{i*}$ , вместо  $h'$  -  $a$ , вместо номера  $p$  другой текущий номер  $s=0, 1, 2, 3, \dots$

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} a = \frac{1}{\sqrt{n_0^2 - n^{**2}}} \left\{ s\pi + 2 \arctg \left[ \left( \frac{n_0}{n_p^{i*}} \right)^2 \sqrt{\frac{n^{**2} - n_p^{i*2}}{n_0^2 - n^{**2}}} \right] \right\}, \quad (2)$$

Численные значения решений последнего уравнения принимают за значения эффективных показателей преломления волноводных мод гребенчатого полоскового волновода  $n_{p,s}^*$ . Эти значения отвечают двум независимым индексам  $p$  и  $s$ . Эти индексы указывают число нулей в распределении амплитуд волноводных мод  $\vec{E}(x, y)$  по осям  $OX$  и  $OY$ , соответственно. Расчет  $\vec{E}(x, y)$  показывает, что в полосковых волноводах существует два набора мод. Один из них обозначается через  $E_{p,s}^x$  (индекс  $\chi = 0$ ), и поле такой моды имеет две *сильные* компоненты -  $E_x$  и  $H_y$ . Составляющие  $E_y, E_z$  и  $H_x, H_z$  малы по величине. Второй набор имеет обозначения  $E_{p,s}^y$  (индекс  $\chi = 2$ ), *сильные* компоненты здесь  $E_y$  и  $H_x$ , а слабые  $E_x, E_z$  и  $H_y, H_z$ .

### 2.3 Контрольные вопросы

1. Поясните суть метода эффективного показателя преломления для расчета дисперсионных характеристик полоскового волновода.
2. Каковы основные ограничения, накладываемые на использование метода эффективного показателя преломления?
3. Проанализируйте условия отсечки для волноводов данного типа. Чем они отличаются от условий отсечки в планарных пленочных волноводах?
4. Какова структура волноводных мод в полосковых волноводах? Чем эти моды отличаются от мод планарного волновода?
5. Нарисовать приблизительный вид распределения светового поля на торце волновода для  $E_{0,1}^x, E_{1,0}^x$  и  $E_{1,1}^x$  мод. Сделать то же самое для  $E_{p,s}^y$  мод.

## 3. Экспериментальная часть

### 3.1 Задание

1. Согласовать с преподавателем основные параметры, необходимые для расчета показателей преломления волноводных мод гребенчатого полоскового волновода.
2. Рассчитать дисперсионные зависимости  $n_{p,s}^*(h', a)$ .

3. Определить размеры волновода, соответствующие одномодовому и двухмодовому режиму работы.

### 3.2 Методические указания

Для расчета дисперсионных зависимостей можно использовать свободно распространяемые пакеты компьютерной математики, например, *Scilab*. Решение дисперсионных уравнений может быть осуществлено при помощи встроенных функций для решения нелинейных уравнений. В некоторых случаях необходимо задавать начальное приближение эффективного показателя преломления, которое следует выбирать исходя из возможных значений эффективного показателя преломления. В случае, если численное решение не найдено, то необходимо изменить начальное приближение или упростить дисперсионное уравнение так, чтобы в процессе вычислений не появлялись операции с очень большими числами. В последних версиях вычислительных пакетов реализована возможность программирования того или иного численного метода.

Результат расчета представить в виде семейства зависимостей  $n_{p,s}^*(a/\lambda_0)$  построенных для различных значений  $h'$  и в виде поверхностного графика  $n_{p,s}^*(h'/\lambda_0, a/\lambda_0)$ .

### 3.3 Содержание отчета

- 1 Титульный лист.
- 2 Цель работы.
- 3 Схемы основных типов полосковых волноводов (ОК2, ПК9).
- 4 Схема, поясняющая метод эффективного показателя преломления (ПК10).
- 5 Дисперсионные зависимости заданных волноводов, их анализ (ОК4).
- 6 Ответы на контрольные вопросы.
- 7 Выводы.

### Лабораторная работа 3. Исследование фокусировки волноводных мод в планарных волноводах при помощи геодезической линзы

#### 1 Введение

**Цель работы:** Определение фокусного расстояния геодезической линзы для соответствующей световой моды планарного волновода. Расчет радиуса кривизны сферической линзы и глубины ее залегания в подложке.

#### 2 Теоретическая часть

##### 2.1 Общие понятия

При создании интегрально-оптических устройств, например, спектроанализаторов и корреляторов, возникает необходимость изготовления пассивных интегральных оптических элементов, в частности фокусирующих элементов. С их помощью в интегрально-оптических устройствах осуществляется формирование заданных фазовых фронтов оптических пучков, Фурье-преобразований и т.д. В настоящее время эти элементы относятся к базовым компонентам интегральной оптики, выполненным так же, как и волноводы, по интегральной технологии.

К наиболее распространенным и изученным относятся три типа линз. Линзы Люнеберга (рис. 2.1), линзы типа дифракционной решетки (дифракционные линзы, рис. 2.2) и геодезические линзы (рис. 2.3)

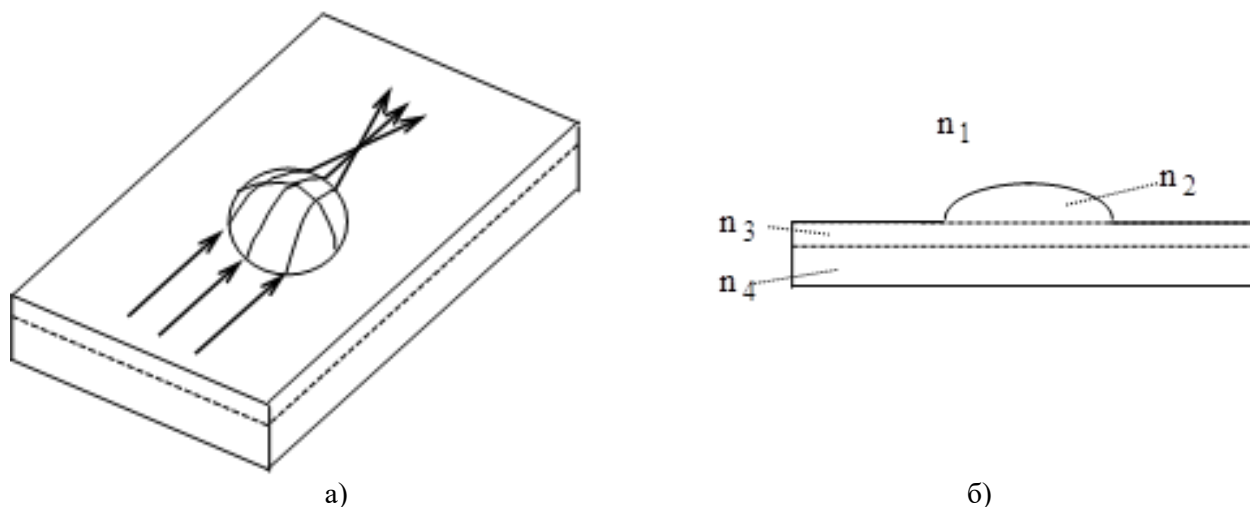


Рисунок 2.1 - Волноводная структура линзы Люнеберга. (а) - общий вид прохождения лучей. (б) - продольное сечение по осевому лучу

Линза Люнеберга создается путем нанесения на волноводный слой планарного волновода с показателем преломления  $n_3$  дополнительного волноводного слоя с показателем преломления  $n_2$ , имеющего сферическую или эллипсоидальную форму. Так как верхний волноводный слой  $n_2$  имеет переменный по толщине профиль, то эффективный показатель преломления волноводной моды  $n_p^*$  будет так же зависеть от координат в волноводном слое, что приведет к искажению фазового фронта волноводной моды. В силу сферической симметрии градиент эффективного показателя преломления будет направлен в направлении осевого луча. В соответствии с принципом Ферма, это приведет к отклонению симметрично



расположенных боковых лучей в сторону осевого, которые пересекутся с ним в одной точке называемой фокусом линзы. Расстояние от центра линзы до фокуса, также как и в объемной оптике, называется фокусным расстоянием.

Дифракционные линзы представляют собой одно из перспективных направлений в создании высококачественных фокусирующих устройств интегральной оптики. Они технологически проще линз Лüneберга и геодезических линз. Их технология может быть отнесена к базовой технологии элементов интегральной оптики. Основу этой технологии составляют коротковолновая фотолитография и электронная литография. К наиболее перспективным планарным дифракционным линзам относятся линзы Френеля (см. рис. 2.2), брэгговские линзы, линзы выполненные в виде дифракционной решетки с переменным шагом.

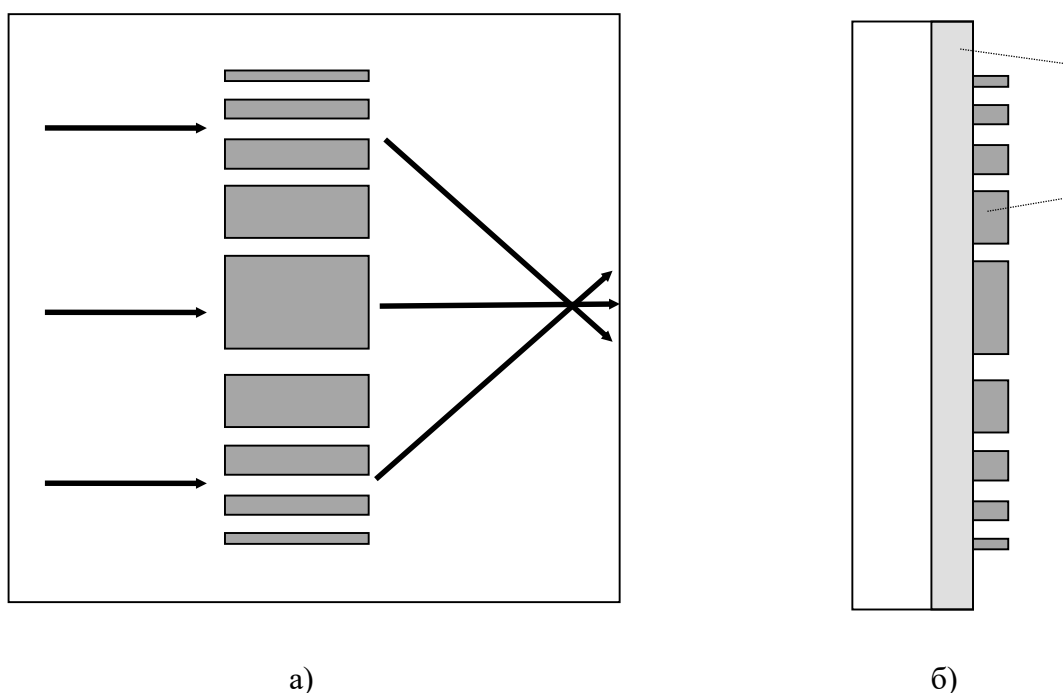


Рисунок 2.2 - Линза Френеля - линза типа дифракционной решетки. (а) - вид сверху, стрелками показан ход лучей, (б) - вид сбоку.

В классической линзе Френеля фокусировка обусловлена двумя эффектами: дифракцией Френеля; введением в плоскость дифракции соответствующего фазового сдвига или поглощения для усиления интерференции в фокальной точке. В волноводной линзе необходимый фазовый сдвиг получают за счет изменения эффективного показателя преломления, меняя параметры волноводного слоя ( $h_{эфф}$  или  $n^*$ ), или нанесением на волновод металлического или диэлектрического покрытия. Усиление дифракции в фокусе может быть получено также за счет усиления поглощения той части излучения, которая разрушает интерференцию в фокальной плоскости точки. Однако с увеличением поглощения одновременно снижается эффективность линзы, что делает метод фазового сдвига более предпочтительным.

Геодезическая линза представляет собой углубление (рис.2.3) или возвышение сферической или асферической формы в подложке, образованное оптическим шлифованием и полированием. Волновод в подложке создается в ней после изготовления в ней требуемого рельефа. Волноводный слой формируется с помощью диффузионных и ионно-обменных процессов в подложке или нанесением на поверхность подложки соответствующих волноводных пленок. Как правило, геометрические размеры линзы значительно больше длины

волны света распространяющейся волноводной моды. В этом случае эффективный показатель преломления для данной волноводной моды можно считать одинаковым по всему волноводному слою (включая углубление). Тогда для объяснения механизма фокусировки геодезической линзы можно использовать принцип Ферма.

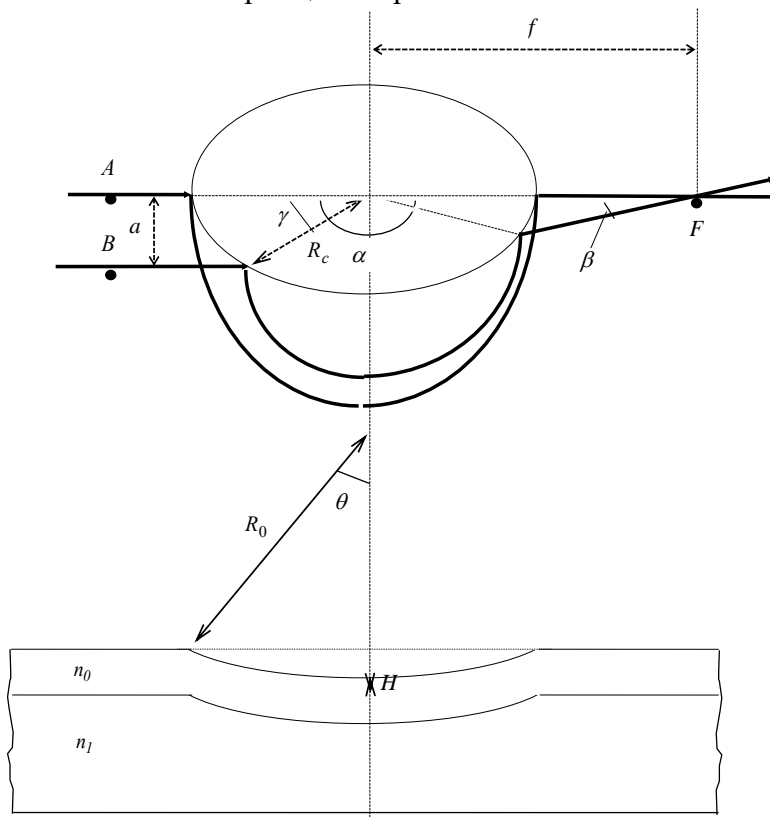


Рисунок 2.3 - Геодезическая линза. Геометрия и ход лучей

В соответствии с этим принципом длина оптического пути от точек  $A$  и  $B$ , (находящихся на одинаковом расстоянии от центра линзы, см. рис. 2.3) для различных световых лучей до фокальной точки  $F$  должна быть одинаковой и минимальной из всех возможных. Это возможно только, если лучи падающие на линзу на некотором расстоянии  $a$  от линии  $AF$  будут отклоняться в сторону осевого луча, пересекаясь с ним в фокальной точке  $F$ . При этом требование минимальности приводит к тому, что луч вошедший в линзу распространялся по геодезической линии (отсюда и название линз) изогнутой поверхности, образующей линзу.

Недостатком геодезической линзы являются энергетические потери для данной волноводной моды, которые возникают при переходе моды из планарного волновода в сферическое углубление и при распространении моды по этому сферическому углублению, которое является "изогнутым" волноводом. Для уменьшения этих потерь острые края на стыке сферического углубления и планарного волновода обычно скругляют.

## 2.2 Основные расчетные формулы для сферических геодезических линз

Из рис. 2.3 следует, что фокусное расстояние  $f$  линзы, образованной сферическим углублением радиуса  $R_0$  можно рассчитать по формуле

$$f = R_c \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\beta)} = R_c \left[ \frac{\sin(\alpha)}{\operatorname{tg}(\beta)} - \cos(\alpha) \right], \quad (2.1)$$

где  $R_c$  - радиус углубления в плоскости волновода, угол  $\alpha$  - определяет траекторию прохождения луча по сферической поверхности, падающего на эту поверхность на расстоянии  $a$  от ее оси, угол  $\beta$  - угол отклонения луча, прошедшего геодезическую линзу.

Применение принципа Ферма позволяет следующим образом выразить углы  $\alpha$  и  $\beta$  через угол  $\gamma = \arcsin(a/R_0)$  и угол  $\theta$  (см. рис. 3)

$$\beta = 2\left(\gamma - \arctg\left[\cos(\theta) \operatorname{tg}(\gamma)\right]\right), \quad (2.2)$$

$$\alpha = \gamma + 2 \operatorname{arccctg}\left[\cos(\theta) \operatorname{tg}(\gamma)\right], \quad (2.3)$$

В параксиальном приближении, когда  $\gamma \approx a/R_c \ll 1$  фокусное расстояние можно рассчитать по выражению

$$f_0 = \frac{R_c}{2(1 - \cos(\theta))}, \quad (2.4)$$

Как следует из приведенных выражений, фокусное расстояние  $f$  является функцией угла  $\gamma = \arcsin(a/R_0)$ , или, точнее, функцией отношения  $a/R_0$ , которое можно рассматривать как отношение апертуры  $a$  падающего на линзу пучка к радиусу линзы в плоскости волновода. Этот эффект, как известно, носит название абберации.

На рис. 2.4 показаны зависимости фокусного расстояния нормированного на свое параксиальное значение  $f/f_0$  от отношения  $a/R_c$  для различных величин отношения радиуса линзы в плоскости волновода  $R_0$  к радиусу сферического углубления  $R_c$  (см. рис. 2.3).

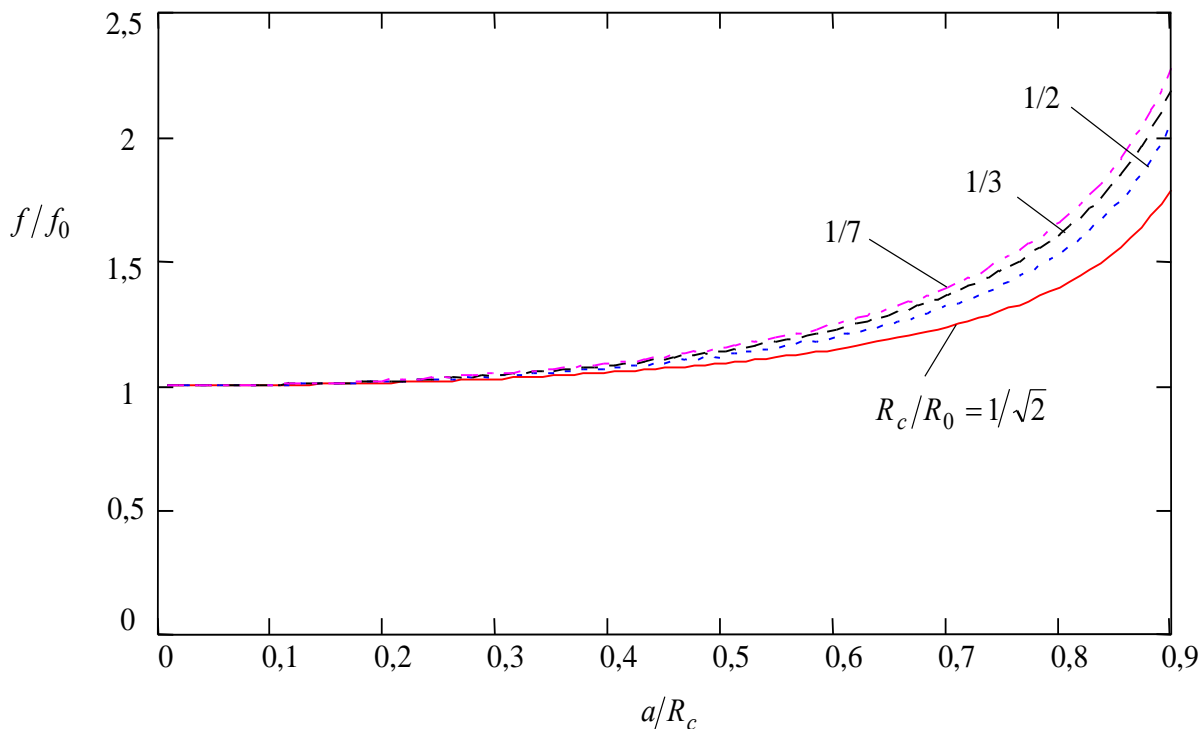


Рисунок 2.4 - Зависимость фокусного расстояния нормированного на свое параксиальное значение  $f/f_0$  от отношения  $a/R_c$  для различных величин отношения радиуса линзы в плоскости волновода  $R_0$  к радиусу сферического углубления  $R_c$

Как видно из рисунка при уменьшении  $R_c$  и при неизменном  $R_0$  абберационные искажения уменьшаются. Однако при этом уменьшается и фокусное расстояние. Ясно, что фокусное расстояние не может быть меньше чем  $R_0$ , когда приведенные расчетные формулы теряют силу. При величине  $R_0 > 5R_c$  кривые зависимости  $f/f_0$  практически сливаются. Из рисунка следует, что для уменьшения абберационных искажений необходимо, чтобы апертура падающего на линзу пучка была небольшой ( $a/R_c < 0,2$ ).

В заключении заметим, что значительного уменьшения абберационных искажений можно добиться, используя более сложную асферическую форму геодезической линзы или применяя коррекцию эффективного показателя преломления в области линзы. В последнем случае изменяют либо толщину напыления, либо используют для напыления другой материал.

### 2.3 Контрольные вопросы

1. В чем принципиальное различие между линзами Люнеберга, геодезическими линзами и линзами типа дифракционной решетки? Объясните принцип фокусировки этих типов интегральных планарных линз.

2. Какие ограничения накладываются на анализ фокусировки этих типов линз на основе принципа Ферма?

3. Зависит ли фокусное расстояние планарной линзы от типа и номера моды, возбуждаемой в планарном волноводе?

4. В чем суть абберационных искажений в планарных геодезических линзах?

5. Зависят ли абберационные искажения для геодезической линзы сферической формы от типа и номера моды, возбуждаемой в планарном волноводе?

6. Как для геодезической линзы сферической формы меняется величина абберационных искажений с увеличением глубины залегания линзы в подложке?

7. Можно ли для уменьшения абберационных искажений использовать линзы с большим отношением  $R_c/R_0$ ? Если можно, то до каких пределов?

## 3 Экспериментальная часть

### 3.1 Экспериментальная установка и методика измерений

Экспериментальная установка собрана на голографическом столе. Схема экспериментальной установки показана на рис. 3.1.

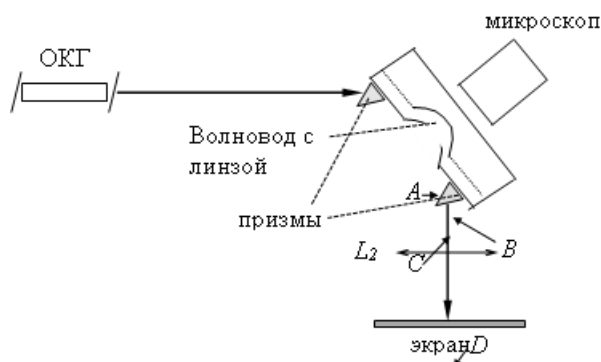


Рисунок 3.1 - Схема экспериментальной установки

Плоскость рисунка совпадает с плоскостью голографического стола. В состав установки входит лазер (ОКГ) с длиной волны излучения 633 нм, волновод со сферической линзой изготовленный на подложке из ниобата лития ( $LiNbO_3$ ), вводная и выводная призмы

изготовленные из рутила, линза  $L_2$ , микроскоп, экран. Кристаллофизическая ось  $OZ$  материала подложки перпендикулярна плоскости рисунка, а ось  $OX$  (или  $OY$ ) лежит на пересечении плоскости рисунка и плоскости волноводного слоя.

Линза  $L_2$  предназначена для измерения фокусного расстояния волноводной линзы. Для понимания методики этого измерения рассмотрим, распространение света в ломаной поверхности  $ABCD$  (см. рис. 3.1), перпендикулярной плоскости рисунка. Для удобства мысленно развернем эту ломаную поверхность в одну плоскость (рис. 3.2), что можно сделать в силу того, что свет не испытывает преломления в этом направлении. Отметим, что фокус волноводной линзы может находиться как в области волновода, так и за его пределами (либо в области выводной призмы, либо вообще в покровной среде, которой в данном случае является воздух).

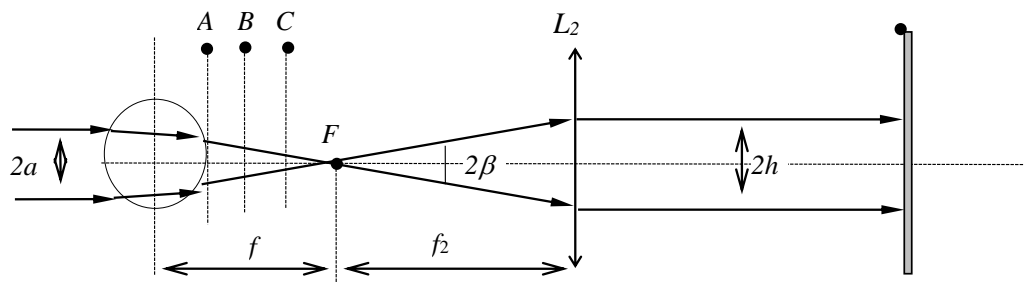


Рисунок 3.2 - Схема измерения угловой расходимости светового поля, прошедшего волноводную линзу

Если фокус волноводной линзы совпадает с фокусом линзы  $L_2$ , то угловая расходимость светового поля, прошедшего через линзу, не будет меняться в направлении нормали к плоскости рисунка. Это можно зафиксировать, изменяя расстояние между экраном и линзой  $L_2$ . Зная фокусное расстояние этой линзы  $f_2$ , можно определить угол  $\beta$ , определяющий угловую расходимость в плоскости волновода прошедшего волноводную линзу светового поля.

Измеряя при помощи координатной сетки микроскопа радиус  $R_c$  (см. рис. 2.3) и расстояние  $a$  между направлением падения тонкого (узкоапертурного) пучка на волноводную линзу и осевой линией (см. рис. 3.2 и рис. 2.3) можно на основании соотношений приведенных в предыдущем пункте определить фокусное расстояние призмы и глубину ее залегания в подложке  $H$  (см. рис. 2.3).

Отметим, что при работе с широкоапертурным пучком под  $2a$  следует понимать величину его апертуры и добиваться его симметричного прохождения через линзу (см. рис. 3.2)

### 3.2 Задание

1. Установить поляризацию падающего пучка так, чтобы она соответствовала эффективному возбуждению ТЕ-мод.

2. Изменяя угол падения лазерного луча на вводную призму добиться эффективного возбуждения волноводной ТЕ-моды.

3. Наблюдая в микроскоп трек волноводной моды добиться симметричного ее падения на волноводную линзу. Этого можно достичь, меняя высоту расположения лазера относительно голографического стола, на котором расположена экспериментальная установка. В это же время измерить радиус линзы  $R_c$  в плоскости волновода.

4. Изменяя расстояние между линзой  $L_2$  и волноводом, добиться отсутствия угловой расходимости в направлении, соответствующем нормали к плоскости рис. 5 у светового поля, прошедшего линзу.

5. Измерить геометрические размеры светового поля, прошедшего линзу  $L_2$  в указанном в п. 3 направлении.

6. Измерить фокусное расстояние линзы  $L_2$  и рассчитать угловую расходимость прошедшего волноводную линзу светового поля  $\beta$ .

7. Используя приведенные в п. 3 соотношения, рассчитать фокусное расстояние  $f$ , радиус сферического углубления  $R_0$  и глубину залегания призмы в подложке  $H$ .

8. Прodelать п.п. 1-7 для ТМ-мод.

### **3.3 Содержание отчета**

1 Титульный лист.

2 Цель работы.

3 Схемы различных типов линз (ОК2, ПК10).

4 Схема эксперимента для измерения фокусного расстояния геодезической линзы (ОК2, ПК10).

5 Результаты эксперимента и их анализ (ОК4, ПК9, ПК19).

6 Ответы на контрольные вопросы.

7 Выводы.

8 Список использованных источников

## Лабораторная работа 4. Исследование планарного акустооптического модулятора

### 1 Введение

Цель работы – исследование принципа работы акустооптического модулятора света в составе анализатора спектра радиосигналов.

### 2 Теоретическая часть

#### 2.1 Конструкция планарного акустооптического модулятора

В настоящее время широкое распространение получили планарные акустооптические модуляторы (ПАОМ), принцип действия которых основан на явлении дифракции света на ультразвуковых колебаниях. ПАОМ работает следующим образом (рис.2.1). Входной сигнал  $S(t)$  с помощью пьезоэлектрического преобразователя 2 возбуждает в прозрачном для света образце 3 упругие колебания, распространяющиеся в нем со скоростью  $v$ .

В силу конечности скорости колебания, возникшие у поверхности, на которой расположен преобразователь ( $x=0$ ) в момент времени  $t$  достигнут точки с координатой  $x$  внутри образца с некоторым запаздыванием равным  $t_0 = \frac{x}{v}$ . Поэтому величина колебаний в различных точках образца для фиксированного момента времени будет пропорциональна  $S(t - \frac{x}{v})$ . Таким образом, зависимость величины колебаний от координаты  $x$ , будет повторять временную зависимость входного сигнала  $S(t)$ .

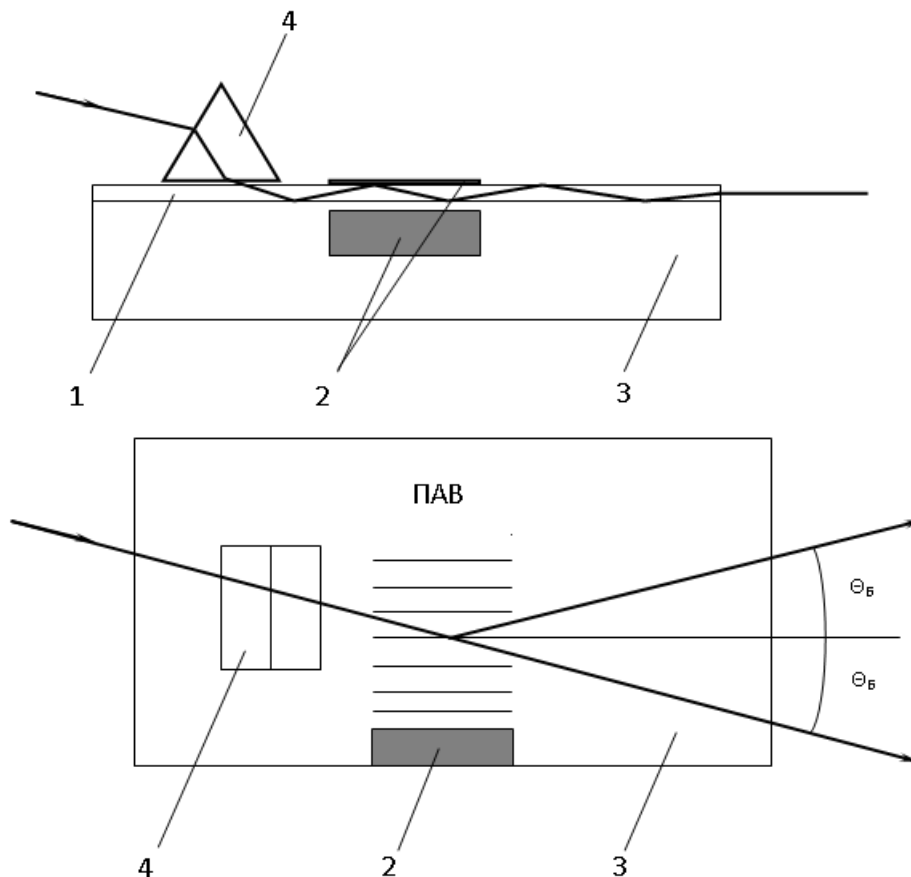


Рисунок 2.1 - Планарный АОМ: 1- планарный волновод, 2- торцевой пьезопреобразователь, 3- кристалл  $\text{LiNbO}_3$ , 4- призма для ввода излучения

Возникновение упругих колебаний в образце приводит к изменению его показателя преломления  $n$ . Для изотропной среды

$$n = n_0 + \Delta n = n_0 + \frac{n_0^3 p U}{2}, \quad (2.1)$$

где  $p$  – эффективный фотоупругий коэффициент;  $U$  – величина деформации среды.

Так как величина деформации изменяется от точки к точке, то показатель преломления образца также будет промодулирован по закону изменения входного сигнала.

Поскольку скорость звуковой волны много меньше скорости света в среде, то можно считать, что в каждый момент времени свет будет взаимодействовать с неподвижной средой, у которой коэффициент преломления меняется от точки к точке. Оптические лучи, проходящие через различные участки модулятора, испытывают различные фазовые сдвиги

$$\Psi(x) = \frac{2\pi}{\lambda} n(x)d, \quad (2.2)$$

Таким образом, световая волна, выходящая из модулятора, представляет собой пространственно-модулированную по фазе волну, отображающую форму входного сигнала, а ПАОМ – тонкий фазовый транспарант с функцией пропускания вида:

$$T_E(x) = P_D(x) \exp(i\Psi(x)), \quad (2.3)$$

где  $P_D(x)$  – апертурная функция модулятора.

Если через такой транспарант пропустить плоскую световую волну, то она будет испытывать дифракции на фазовых неоднородностях, создаваемых ультразвуковой волной. Такой режим дифракции света на ультразвуке принято называть дифракцией Рамана – Ната. Рассмотрим особенности этого режима для случая монохроматического радиосигнала, поступающего на вход ПАОМ.

## 2.2 Дифракция Рамана-Ната

При возбуждении ПАОМ монохроматическим сигналом его функция пропускания  $T_E(x)$  при сделанных выше допущениях описывается формулой (2.3). Если такой ПАОМ расположить в передней вертикальной плоскости  $P_1$  линзы  $L$  и пропустить через него плоскую световую волну

$$E(z, t) = E_0 \exp(i(\omega_0 t - kz)), \quad (2.4)$$

то поле  $E_2$  в задней фокальной плоскости  $P_2$  можно найти как:

$$E_2(x_2, t) = B \int_{-\infty}^{\infty} T_E(x_1, t) E(z, t) \exp(-i\omega_{x_2} x_1) dx_1, \quad (2.5)$$

Выполняя интегрирование, после несложных преобразований можно получить поле  $E_2(x_2, t)$  в виде

$$E_2(x_2, t) = B E_0 e^{-ikd n_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{i[(\omega_0 - m\Omega)t + m\phi - m\frac{\pi}{2}]} J_m(\Psi_m) \frac{\sin[(\frac{2\pi}{\Lambda} m - \omega_{x_2}) \frac{D}{2}]}{(\frac{2\pi}{\Lambda} m - \omega_{x_2}) \frac{D}{2}}, \quad (2.6)$$

где  $J_m$  – функция Бесселя  $m$  – го порядка.

Как следует из (2.6), световое поле в плоскости  $P_2$  при дифракции Рамана-Ната представляет собой набор дифракционных максимумов, причем положение центра  $m$ -го максимума определяется формулой

$$\omega_{x_2} = \frac{2\pi}{\Lambda} m = \frac{2\pi}{v} f m, \quad (2.7)$$

или



$$x_2 = \frac{\lambda F}{\Lambda} m = \frac{\lambda F}{v} fm, \quad (2.8)$$

где  $v$  – скорость упругой волны. Амплитуда световой волны определяется в  $m$ -ном дифракционном максимуме определяется функцией Бесселя  $m$ -го порядка от аргумента  $\psi_m$  пропорционального амплитуде деформаций упругой волны. Например, для  $m = \pm 1$ ;  $J_{\pm 1} \sim \psi_m/2$  (при  $\psi_m \ll 1$ ), что приводит к линейной зависимости амплитуды дифрагированного в  $\pm 1$  порядок света от амплитуды радиосигнала, поступающего на вход АОМ. Отметим также наличие сдвига частот света в  $m$ -ном дифракционном максимуме на величину  $m\Omega$  и фазового сдвига  $m\varphi$ , определяемого начальной фазой  $\varphi$  входного радиосигнала.

Зависимость положения дифракционных максимумов от частоты радиосигнала, связь амплитуды и фазы световых волн с его амплитудой и фазой позволяет использовать дифракцию Рамана-Ната для построения анализаторов спектра радиосигналов. Для этого можно, например, фиксировать распределение светового поля в  $+1$ -м или  $-1$ -м дифракционном максимуме с помощью позиционно-чувствительного фотоприемника. Другим возможным применением дифракции Рамана-Ната, как нетрудно заметить из (2.6), является частотная и амплитудная модуляция света.

Для увеличения амплитуд дифрагированных волн следует стремиться к увеличению по размеру  $d$  звукового пучка (см. рис. 2.1). Однако при больших  $d$  фазовый транспарант уже нельзя считать тонким. Кроме того, уменьшение периода решетки, т.е. увеличение частоты возбуждающего радиосигнала, приводит к тому, что реальный объемный характер решетки становится все заметнее для световой волны. Поэтому при больших  $d$  и на высоких частотах нужно учитывать не только фазовые сдвиги на выходе транспаранта, но и изменение амплитудного распределения  $E_1(x_1t)$  вследствие дифракции по мере прохождения света через «толстую» решетку. При этом реализуется режим дифракции света на упругих волнах, называемых дифракцией Брэгга, которая характеризуется количеством всего двух дифракционных максимумов – нулевого и  $+1$ -го порядков.

### 2.3 Дифракция Брэгга

Как отмечалось в предыдущем параграфе, дифракция Брэгга реализуется при прохождении световой волны через объемную фазовую дифракционную решетку, созданную упругой волной за счет фотоупругого эффекта. При этом в случае монохроматического сигнала на входе ПАОМ дифрагированное световое поле состоит из двух волн – прошедшей (нулевой порядок), совпадающей по направлению распространения, частоте и поляризации с падающей на ПАОМ, и дифрагированной ( $+1$ -й порядок). Дифрагированную волну в данном случае можно представить, как результат отражения части падающей волны от «плоскостей»  $\Delta n$ , создаваемых упругой волной. Естественно, что отраженные волна будут складываться в фазе лишь при определенном угле падения световой волны на плоскости  $\Delta n = \text{const}$ . Этот угол легко найти, воспользовавшись квантовомеханическим рассмотрением дифракции света на упругих волнах. Поскольку такой подход, хотя он и является качественным, позволяет получить многие важные результаты, рассмотрим его подробнее.

Пусть плоская электромагнитная волна с частотой  $\omega_n$  и волновым вектором  $\mathbf{k}_n$  (фотон с энергией  $\hbar\omega_n$  и квазиимпульсом  $\hbar\mathbf{k}_n$ , где  $\hbar$  – постоянная Планка) взаимодействует с плоской упругой волной (фононом с энергией  $\hbar\Omega$  и квазиимпульсом  $\hbar\mathbf{k}_r$ ). В результате взаимодействия рождается фотон с энергией  $\hbar\omega_d$  и квазиимпульсом  $\hbar\mathbf{k}_d$  при условии выполнения законов сохранения энергии и квазиимпульса, которые представим в виде

$$\omega_d = \omega_n \pm \Omega, \quad (2.9)$$

$$\mathbf{k}_d = \mathbf{k}_\Pi \pm \mathbf{k}_r \quad (2.10)$$

Учитывая, что

$$|\mathbf{k}_d| = \frac{\omega_d}{c} n_d, \quad |\mathbf{k}_\Pi| = \frac{\omega_\Pi}{c} n_\Pi,$$

а также условие (2.9) для оптически изотропной среды ( $n_\Pi = n_d = n$ ) получим

$$|\mathbf{k}_d| = |\mathbf{k}_\Pi| = k,$$

где  $k$  – длина волнового вектора света в среде. Последнее равенство означает, что при изображении векторной диаграммы, выражающей соотношение (2.10) концы векторов  $\mathbf{k}_\Pi$  и  $\mathbf{k}_d$  должны лежать на окружности с радиусом  $R=k$ , как это сделано на рис.2.2.

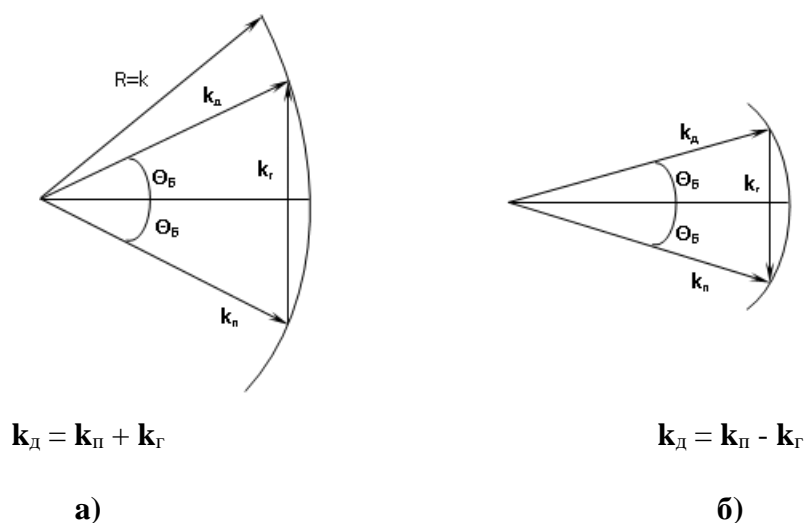


Рисунок 2.2

Вектор  $\mathbf{k}_r$  в соответствии с (2.10) должен соединять концы векторов  $\mathbf{k}_\Pi$  и  $\mathbf{k}_d$ , при этом возможны два варианта, изображенные на рис.2.2а и 2.2б. Угол между волновым фронтом упругой волны и направлением волнового вектора падающей световой волны называется углом Брэгга и может быть легко найден из рис.2.2.

$$\sin \Theta_B = \frac{|\mathbf{k}_r|}{2|\mathbf{k}_\Pi|} = \frac{\lambda}{2\Lambda_n} = \frac{\lambda}{2v_n} f, \quad (2.11)$$

На частотах до 1 ГГц угол  $\Theta_B$  мал, поэтому, заменяя  $\sin$  на  $\Theta_B$  найдем угол дифракции  $\varphi$  для этого частного случая в виде

$$\varphi = 2\Theta_B = \frac{\lambda}{2v_n} f, \quad (2.12)$$

Заметим, что в случае плоских волн, если направление вектора  $\mathbf{k}_r$  остается прежним, а его длина изменяется (например, за счет изменения частоты), то векторное соотношение (2.10) уже не будет выполняться и интенсивность дифрагированного пучка станет равной нулю. Это означает, что дифракция плоских волн является узкополосной. Однако дифракция Брэгга на расходящихся звуковых пучках будет иметь место в конечной полосе частот.

Из (2.9) следует, что, также как и при дифракции Рамана-Ната частота дифрагированного света сдвигается на частоту упругих волн. Этот сдвиг можно истолковать как доплеровский, возникающий из-за движения упругой волны относительно падающей световой.

## 2.4 Контрольные вопросы

1. Как измеряется эффективность дифракции ПАОМ

2. В чем различия между режимами дифракции Рамана-Ната и Брэгга?
3. Что такое дифрагированная волна?
4. Как измеряется эффективность работы АОМ?

### 3 Экспериментальная часть

#### 3.1 Задание

1. Разработайте схему для измерения эффективности дифракции ПАОМ
2. Соберите стенд для проведения измерений согласно схеме (рис.3.1), для этого необходимо:
  - собрать оптическую систему согласно рис. 3.1, предварительно измерив фокусное расстояние линзы Л1;
  - выход генератора высокой частоты (ГВЧ) соединить со входом « $\omega$ » акустооптического модулятора кабелем К1;
  - выход фотоприемника соединить со входом милливольтметра кабелем К2;
  - подстраивая ПАОМ, добиться максимального показания милливольтметра;
3. Измерьте эффективность работы АОМ.
4. Определите частоту сигнала, поступающего на вход АОМ, используя схему, представленную на рис. 3.2.

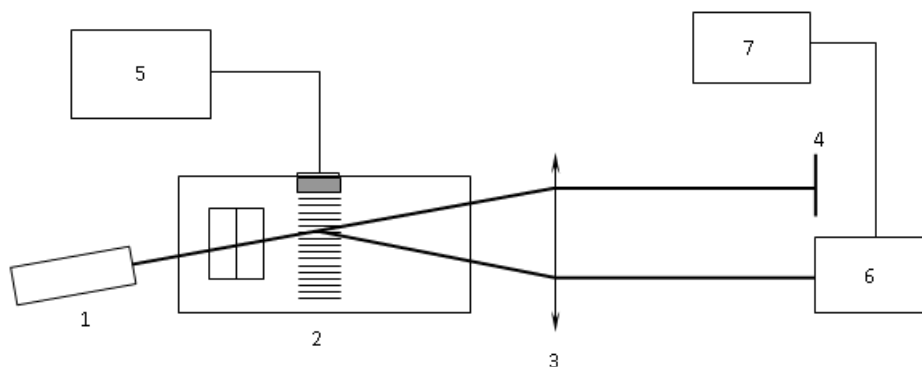


Рисунок 3.1 - Схема эксперимента: 1 – лазер, 2 – ПАОМ, 3 – линза, 4 – экран, 5 – генератор сигналов, 6 – фотоприемник, 7 - милливольтметр

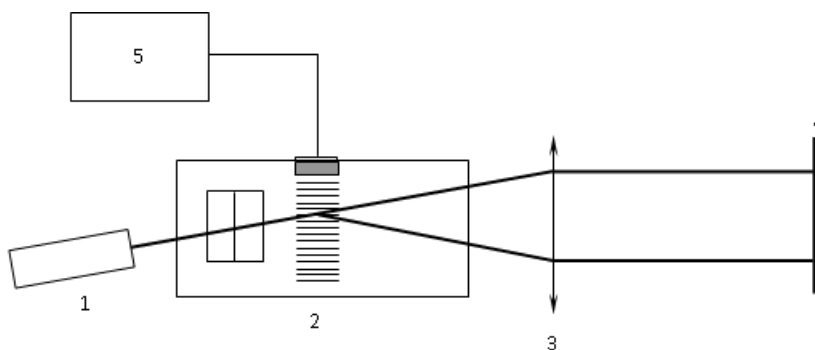


Рисунок 3.2 - Схема эксперимента: 1 – лазер, 2 – ПАОМ, 3 – линза, 4 – экран, 5 – генератор сигналов

### **3.2 Порядок выполнения работы**

3.2.1. **Знакомство** с теоретической частью и комплектом деталей и узлов экспериментальной установки. Обратите особое внимание на работу с оптическими элементами, требующими повышенной аккуратности.

3.2.2. **Выполнение** теоретической части работы, обсуждение с преподавателем результатов разработки схем экспериментов и ответы на теоретические вопросы.

3.2.3. **Выполнение** экспериментальной части, обсуждение с преподавателем результатов эксперимента.

3.2.4. **Оформление** отчета и его защита.

### **3.3 Содержание отчета**

1 Титульный лист.

2 Цель работы.

3 Схема экспериментальной установки для измерения эффективности дифракции ПАОМ (ОК2, ПК10).

4 Результаты экспериментов по измерению эффективности дифракции ПАОМ и их анализ (ОК4, ПК9, ПК19).

5 Ответы на контрольные вопросы.

6 Выводы.

7 Список использованных источников

## Список рекомендуемой литературы

1. Тамира, Т. Волноводная оптоэлектроника / Т. Тамира – Москва: Мир, 1991. – 575 с.
2. Тамира, Т. Интегральная оптика/ Т. Тамира; под ред. Шмаонова Т. А. – Москва: Мир, 1978. – 344 с.
3. Информационная оптика / Н.Н.Евтихеев, О.А.Евтихеева, И.Н.Компанец, [и др.]. – Москва: МЭИ, 2000. – 112 с.
4. Волноводная фотоника: Учебное пособие/ Никоноров Н.В., Шандаров С.М. – Санкт-Петербург: СПбГУ ИТМО, 2008. - 142 с. URL: <http://window.edu.ru/resource/410/73410/files/nikonorov1.pdf> (дата обращения: 19.10.2022). — Режим доступа: свободный.
5. Шандаров В.М. Волоконно-оптические устройства технологического назначения: учебное пособие / Научно - образовательный портал ТУСУРа URL: <http://edu.tusur.ru> (дата обращения: 19.10.2022). — Режим доступа: свободный.
6. Информационная оптика: учебное пособие для вузов / Н.Н.Евтихеев, О.А.Евтихеева, И.Н.Компанец, [и др.]. – Москва: Издательство МЭИ, 2000. – 612 с.
7. Семенов А.С. Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации / А.С. Семенов, В.Л. Смирнов, А.В. Шмалько – Москва: Радио и связь, 1990.– 225 с.
8. Шангина Л.И. Квантовая и оптическая электроника: Учебное методическое пособие по практическим занятиям / Л.И. Шангина – Томск: ТУСУР, 2012.-228 с.
9. Шандаров В.М. Волоконно-оптические устройства технологического назначения: Учебно-методическое пособие по практическим занятиям / В.М. Шандаров– Томск: ТУСУР, 2012. – 31 с.