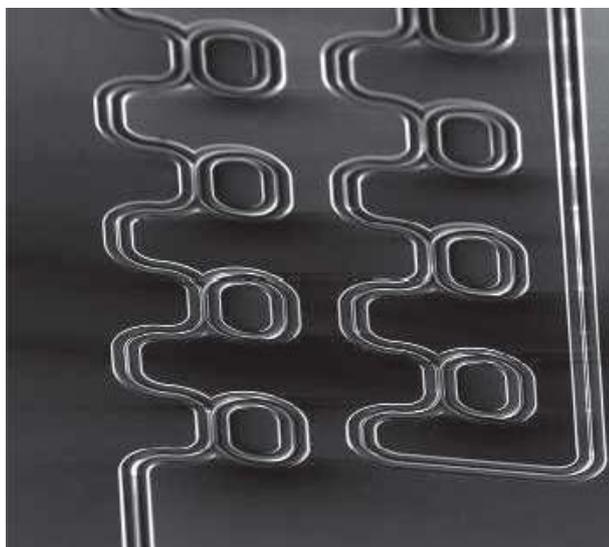


Л.В. Григорьев
КРЕМНИЕВАЯ ФОТОНИКА

**Учебно-методическое пособие по
практическим работам**



Санкт-Петербург
2015

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Л.В. Григорьев
КРЕМНИЕВАЯ ФОТОНИКА

**Учебно-методическое пособие по
практическим работам**

 **УНИВЕРСИТЕТ ИТМО**

Санкт-Петербург
2015

УДК 535.016

Л.В. Григорьев Кремниевая фотоника. Учебно-методическое пособие по практическим работам. – СПб: Университет ИТМО, 2015. – 69 с.

Изложены основы оптики и физические принципы работы элементов кремниевой фотоники: интегрально-оптических волноводов, элементов связи между волноводами, планарных, геодезических, дифракционных линз, электрооптических и акустооптических модуляторов и др. Описаны физические основы, принципы методов ввода/вывода излучения и управления излучением в интегрально-оптических устройствах фотоники.

Рекомендовано в качестве учебно-методического пособия для магистров высших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки 12.04.03 «Фотоника и оптоинформатика».



Университет ИТМО – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 в 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

© Университет ИТМО, 2015

© Л. В. Григорьев, 2015

ВВЕДЕНИЕ

Настоящее пособие открывает цикл практических работ по курсу «Кремниевая фотоника». Пособие содержит описание практических работ по курсу «Кремниевая фотоника». Практические работы посвящены исследованию оптических свойств планарных кремниевых структур и структур, содержащих тонкие пленки полупроводников и диэлектриков на поверхности кремния.

Целью настоящего практикума является:

- привить студентам навыки научно-исследовательской работы и продемонстрировать широкие возможности использования техники волноводной фотоники в различных научных экспериментах;

- обучить студентов принципам и приемам самостоятельных расчетов по оптике планарных волноводов и интегрально-оптическим структурам, методам оценивания характеристик планарных волноводов, методам расчета планарных волноводных структур, методам расчета основных интегрально-оптических структур.

Каждая практическая работа содержит краткий обзор необходимых теоретических сведений, порядок и условия проведения работы, контрольные вопросы для самопроверки.

Практическая работа № 1

Моделирование оптических процессов в планарных волноводах, расчет планарных волноводов

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Построение математических моделей физических процессов, происходящих в основных типах планарных волноводах. Научиться рассчитывать геометрические характеристики планарного волновода созданного по кремниевой технологии.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Планарные волноводные структуры совместимые с кремниевой технологией.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ

1. Ознакомление с основными характеристиками планарных волноводов и методами их возбуждения;
2. Экспериментальное определение эффективного показателя преломления планарного волновода для ТЕ и ТМ типов поляризации;
3. Построение профиля показателя преломления планарного волновода.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Основные характеристики планарных волноводов

Ограничимся кратким рассмотрением физических явлений в планарных и градиентных волноводах с целью определения их основных характеристик, необходимых для интерпретации экспериментальных результатов.

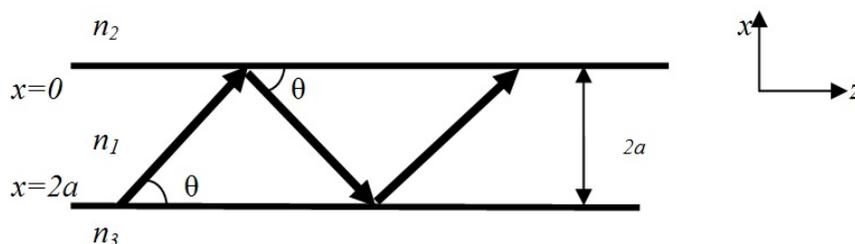


Рис. 1 Плоский пленочный волновод.

Пленочный волновод изображен на рис. 1, где $2a = d$ - толщина пленки, θ_m - угол распространения для мод различных порядков (в данном случае $\theta_m = 0$ - угол распространения TE_0 моды, $\theta_m = 1$ - угол распространения TE_1 моды, $\theta_m = 2$ - угол распространения TE_2 моды), n_1, n_2, n_3 - соот-

ветственно показали преломления пленки, подложки и среды, находящейся над волноводом (обычно $n_2 = 1$). Соотношение

$$n_1 > n_2, n_3$$

является необходимым условием волноводного режима, т.е. существования поверхностных световых волн в волноводе. Каждая из таких волн представляет собой плоскую монохроматическую волну, распространяющуюся по пленке в процессе многократных полных отражений от ее стенок. Согласно этой модели волноводная мода представляется суперпозицией плоских волн, распространяющихся по зигзагообразному пути в пленке. Амплитуда поля вдоль координаты Z описывается выражением вида $\exp(-j\beta Z)$ с константой распространения β_m , связанной с углом падения и отражения φ_m

$$\beta = kn \sin\varphi_m,$$

$$\text{где } k = 2\pi/\lambda = \omega/c$$

λ - длина волны излучения в вакууме; $m = 0, 1, 2 \dots$ - порядковый номер волноводной моды.

Рассмотрим трехслойный диэлектрический волновод, в котором распространяется ТЕ-электромагнитная волна в однородном изотропном слое с показателем преломления n_1 и толщиной $2a = d$. Сверху и снизу от слоя с показателем преломления n_1 расположены два полубесконечных диэлектрических слоя, имеющих более низкий показатель преломления n_2 и n_3 . Для определенности предположим, что $n_1 > n_2 \geq n_3$.

При $n_2 \neq n_3$ мы имеем асимметричную волноводную структуру, а при $n_2 = n_3$ имеем симметричную волноводную структуру. Так как у рассматриваемой волноводной структуры имеется две границы раздела, то луч света распространяется в волноводном слое, претерпевая полное внутреннее отражение на каждой границе раздела. Продольная постоянная распространения β связана с углом φ следующим образом:

$$\beta = n_1 k \cos(\varphi).$$

Следовательно, значения постоянной распространения заключены в интервале:

$$n_1 k \geq \beta \geq n_2 k \geq n_3 k$$

Минимально возможное значение постоянной β , при котором еще имеет место волноводное распространение, можно выразить следующим образом:

$$\beta = n_2 k$$

Это условие отсечки волноводной моды.

Тем не менее, изменение величин β и φ между соответствующими пределами происходит не непрерывно, а дискретно. На основании условия поперечного фазового резонанса (полное изменение фазы за один зигзаг траектории луча должно быть кратно 2π) выведем уравнение, связывающее β и k . Поскольку длина оптического пути за один зигзаг траектории луча составляет $4a \sin(\varphi)$, учитывая набег фазы, происходящий при отражении луча от границ раздела, запишем условие фазового резонанса в виде:

$$4 a k n \sin(\varphi) - \delta_{12} - \delta_{13} = 2N\pi, \quad (N = 0, 1, 2, \dots, 0), \quad (1)$$

где δ_{12} , δ_{13} – сдвиги фазы, происходящие на границе 1 – 2 и 1 – 3 соответственно. Для луча, электрическое поле которого перпендикулярно плоскости падения (ТЕ-мода),

$$\delta_{12} = 2 \operatorname{arctg} \left[\frac{\left(\cos^2 \phi - (n_2 / n_1)^2 \right)^{1/2}}{\sin \phi} \right] = 2 \operatorname{arctg} \left[\left(\frac{\beta^2 - n_2^2 k^2}{n_1^2 k^2 - \beta^2} \right)^{1/2} \right] \quad (2)$$

$$\delta_{13} = 2 \operatorname{arctg} \left[\frac{\left(\cos^2 \phi - (n_3 / n_1)^2 \right)^{1/2}}{\sin \phi} \right] = 2 \operatorname{arctg} \left[\left(\frac{\beta^2 - n_3^2 k^2}{n_1^2 k^2 - \beta^2} \right)^{1/2} \right] \quad (3)$$

Для удобства дальнейшего описания введем следующие обозначения:

$$p^2 = \beta^2 - n_2^2 k^2 \quad (4)$$

$$q^2 = n_1^2 k^2 - \beta^2 \quad (5)$$

$$r^2 = \beta^2 - n_3^2 k^2 \quad (6)$$

Тогда уравнения (1), (2), (3) с учетом выражений (4), (5), (6) принимают вид:

$$4aq - 2 \operatorname{arctg} (p/q) - 2 \operatorname{arctg} (r/q) = 2N\pi \quad (N = 0, 1, 2, \dots, 0) \quad (7)$$

$$\operatorname{tg} (2aq - N\pi) = \frac{(p+r)q}{q^2 - pr} \quad (N = 0, 1, 2, \dots, 0), \quad (8)$$

Эти уравнения называются характеристическим уравнением для ТЕ-лучей в плоском трехслойном диэлектрическом волноводе. Область допустимых значений для β , соответствующих волновым модам, ограничена прямыми $\beta_{\max} = kn_1$, $\beta_{\min} = kn_2$. Различным значениям номера моды (величины N) в характеристическом уравнении соответствуют различные зависимости β от k .

Для обозначения моды в распределении поля, в котором имеется N узлов, будем использовать обозначение TE_N . Для нахождения величины N рассмотрим уравнение 8 с учетом условия отсечки. Условие отсечки с точки зрения лучевой модели распространения соответствует нарушению полного внутреннего отражения. С точки зрения электромагнитной модели описания, условие отсечки означает нарушение локализации поля излучения в области 1 и расплывании этого поля в область 2.

Для ТЕ-мод, подставив в уравнение (8) значения, описанные формулами (4), (5), (6) с учетом условия отсечки, получим выражение, определяющее частоту отсечки.

$$\operatorname{tg} \left[2ak_c (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} - N\pi \right] = \left(\frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

где k_c – значение волнового числа, соответствующего условию отсечки.

Для удобства расчетов введем нормированную частоту u .

$$v = ak(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$$

Будем считать, что первая мода распространяющегося в волноводе излучения имеет индекс $N = 0$, тогда для нормированной частоты v общее число распространяющихся мод M волновода находится следующим образом

$$M = \text{int} \left[\frac{1}{\pi} \left(2v - \text{arctg} \left[\left(\frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2} \right)^{1/2} \right] \right) \right] \quad (10)$$

где операция «int» указывает на то, что следует брать минимальное целое число, превышающее выражение в скобках.

Часто стоит задача по предварительной оценке числа мод на основе геометрических размеров волновода или оценке разности показателей преломления волноводной структуры для поддержания известного числа мод. Число поддерживаемых волноводных мод зависит от толщины волноводного слоя, длины волны излучения и показателей преломления слоев n_1 , n_2 , n_3 . Для данных значений существует частота отсечки, соответствующая максимальной длине волны, способной распространяться в волноводе. Определим выражение для изменения показателя преломления, которое необходимо для определения количества мод, способных распространяться в волноводе. В этом случае необходимо отдельно рассмотреть симметричный волновод и асимметричный волновод.

Частный случай трехслойной волноводной структуры называется симметричным волноводом, когда $n_2 = n_3$. Такие симметричные волноводы часто используются в оптических интегральных схемах, когда направляющий слой (слой волновода) с показателем преломления n_1 ограничивается на обеих поверхностях одинаковыми слоями с несколько меньшими показателями преломления n_1 . Подставляя условие отсечки в выражения (4), (5), (6), находим, что

$$p = r = 0 \text{ и } q = k(n_1^2 - n_3^2)^{1/2} = k(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (11)$$

Подставляя полученные выражения с учетом того, что: $q \cdot 2a = \pi N$, где $N = 0, 1, 2, 3, \dots$, получаем:

$$\Delta n = n_1 - n_2 > \frac{N^2 \lambda^2}{4a^2(n_1 + n_2)} \quad (12)$$

Если n_1 приблизительно равно n_2 , то условие отсечки принимает следующий вид:

$$\Delta n = n_1 - n_2 > \frac{N^2 \lambda^2}{8a^2 n_2} \quad (13)$$

В том случае, если n_1 много больше n_2 , то условие отсечки описывается следующим выражением:

$$\Delta n = n_1 - n_2 > \frac{N^2 \lambda^2}{4a^2 n_1} \quad (14)$$

Другим важным частным случаем волноводной структуры является асимметричный волновод, в котором n_3 много больше n_2 . В этом случае, чтобы

имело место каналирование оптической энергии, необходимо, чтобы n_1 было больше n_3 .

Волноводы такого типа часто используют в оптических интегральных схемах, в которых тонкий световод формируется на материале подложки с меньшим показателем преломления, а верхняя поверхность световода либо остается открытой на воздухе (сухом азоте), либо для обеспечения электрического контакта покрывается слоем металла. Проводя выкладки, аналогичные приведенных нами выше для симметричного волновода, получим следующее выражение для условия отсечки:

$$\Delta n = n_1 - n_3 > \frac{(2N+1)^2 \lambda^2}{16a^2(n_1 + n_3)} \quad (15)$$

Если n_1 приблизительно равен n_3 , то выражение будет иметь вид:

$$\Delta n = n_1 - n_3 > \frac{(2N+1)^2 \lambda^2}{32a^2 n_1} \quad (16)$$

ПРИМЕРЫ РАСЧЕТА

Задача 1.

Мы хотим изготовить трехслойный планарный волновод для световой волны длиной 1,5 мкм, который будет работать на первой моде. Толщина волноводного слоя 3 мкм. Величина $n_3 = 1,4$ и много больше n_2 .

Какой диапазон значений может иметь разность $(n_1 - n_3)$, если $n_1 = 1,6$.

Решение:

$$\Delta n = n_1 - n_3 > \frac{(2N+1)^2 \lambda^2}{16a^2(n_1 + n_3)}$$

Так как расчет производится для первой моды, $N = 0$

$$\Delta n = n_1 - n_3 > \frac{1.5^2}{16 \times (3 \text{ мкм})^2 (1,6 + 1,4)} = \frac{2,25}{288} = 0,09868$$

Задача 2.

Имеется симметричный планарный волновод у которого $n_1 = 3.5$ (Si), $n_2 = n_3 = 1.5$ (SiO₂). Длина волны в волноводе равна 1.3 мкм.

Вычислите количество мод и величину угла соответствующего первой моде.

Решение:

Дисперсионное уравнение для симметричного волновода может быть описано с помощью (1),(2),(3), либо в виде (4),(5),(6),(8).

С помощью несложных преобразований приведем его в виду:

$$\operatorname{tg} \left[\frac{k_0 n_1 d \cos \phi - m\pi}{2} \right] = \left[\frac{\sqrt{\sin^2 \phi - \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2}}{\cos \phi} \right]$$

Минимальное значение угла ϕ соответствует значению угла отсечки:

$\sin \phi_c = (n_2/n_1)$, таким образом,

$$\operatorname{tg} \left[\frac{k_0 n_1 d \cos \phi_c - m_{\max} \pi}{2} \right] = 0$$

Решая полученное уравнение относительно m , получим значение максимального количества мод в волноводе:

$$m_{\max} = \frac{k_0 n_1 d \cos \phi_c}{\pi}$$

Задача 3.

Имеется несимметричный (ассиметричный) планарный волновод, у которого $n_1=3.5$ (Si), $n_2=1.0$ (воздух), а $n_3=1.5$ (SiO₂). Длина волны λ_0 , распространяющаяся в волноводе равна 1.3 мкм.

Найти величину угла соответствующего наименьшей моде (угол отсечки), распространяющейся в волноводе.

Решение:

Запишем дисперсионное уравнение для ассиметричного волновода с помощью трансцендентного уравнения:

$$\operatorname{tg} [k_0 n_1 d \cos \phi_i - m\pi] = \operatorname{ctg} \left[\frac{\sqrt{\sin^2 \phi_i - \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2}}{\cos \phi_i} \right] + \operatorname{ctg} \left[\frac{\sqrt{\sin^2 \phi_i - \left(\frac{n_3}{n_1} \right)^2}}{\cos \phi_i} \right]$$

Из теории известно, что наименьшая (низшая) мода в ассиметричном волноводе соответствует числу $m=1$. Производя рассуждения, аналогичные описанным нами ранее, запишем уравнение связывающее искомое значение угла с номером моды:

$$\operatorname{tg} \left[\frac{k_0 n_1 d \cos \phi_c - \pi}{2} \right] = 0$$

Решив уравнение относительно искомого угла, получим:

$$\cos(\phi_c) = \frac{\pi}{k_0 n_1 d} = \frac{\lambda_0}{2k n_1 d}$$

ПРАКТИЧЕСКОЕ ЗАДАНИЕ

1. Мы хотим изготовить трехслойный планарный волновод для световой волны длиной 1,3 мкм, который будет работать на одной (основной) моде. Толщина волноводного слоя 2 мкм. $(n_2 - n_1)$ много больше $(n_2 - n_3)$. Какой диапазон значений может иметь разность $n_2 - n_3$, если $n_2 = 1,45$.

2. Решите задачу, если длина волны равна 1,06 мкм или 1,55 мкм. Все остальные параметры остаются неизменными.

3. В планарном волноводе, аналогичном рассмотренному в задаче 1. $n_1 = 1,0$, $n_2 = 1,6$, $n_3 = 1,5$. Определите частоту или длину волны отсечки на основании решения характеристического уравнения (8) и (9).

4. В планарном волноводе, аналогичном рассмотренному в задаче 1. $n_1 = 1,3$, $n_2 = 1,6$, $n_3 = 1,5$. Определите число мод, способных распространяться в волноводе.

5. В планарном волноводе, аналогичном рассмотренному в задаче 1. $n_1 = 1$, $n_2 = 1,6$, $n_3 = 1,5$. Напишите программу для решения характеристического уравнения (8). Начертите график зависимости β от k для нулевой, первой и третьей моды.

6. Мода распространяется в планарном волноводе с $\beta_n = 0,8 kn_2$. Сколько отражений претерпевает луч от поверхности раздела n_1 / n_2 при прохождении расстояния в направлении оси z , равном 100 мк или 350 мкм?

ИСПОЛЬЗУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. М. Барноски «Введение в интегральную оптику», М. Мир, - 1977.
2. Р. Хаспенджер «Интегральная оптика; теория и технологии», М. Мир, - 1985.
3. М. Тамир «Волноводная оптоэлектроника» М. Мир, - 1991.
4. М.Адамс «Введение в теорию оптических волноводов», М. Мир, - 1984.

Практическая работа № 2

Поперечные элементы для ввода/вывода из волноводов

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Научиться описывать физические процессы, происходящие в интегрально-оптических элементах ввода и вывода излучения из волновода. Научиться рассчитывать основные интегрально-оптические элементы связи: поперечные элементы ввода/вывода.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Интегрально-оптические элементы связи: элементы связи планарный волновод - оптическое волокно или микролазер.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ

1. Ознакомление с основными характеристиками
2. Расчет типовых элементов ввода/вывода
3. Самостоятельное проектирование элемента ввода/вывода.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Методы возбуждения оптических планарных волноводов

Изучение свойств оптических волноводов, а так же их практическое использование возможно лишь в том случае, если разработаны достаточно эффективные способы их возбуждения, преобразующие объемные волны в поверхностную волну.

К настоящему времени существуют несколько способов возбуждения планарных волноводов: через торец волновода, через скошенный край несущего слоя волновода, с помощью дифракционной решетки, с помощью призмы.

Подробнее рассмотрим Поперечные элементы связи, осуществляющие ввод/вывод оптического излучения через, например, торец волновода.

Поперечные элементы связи представляют собой такие интегрально-оптические элементы, в которых пучок света фокусируется непосредственно из волоконно-оптического световода в поперечное сечение планарного волновода. Также два планарных волновода можно сопрячь, соединяя встык отполированные или сколотые торцы волноводов.

Самым простым методом поперечного сопряжения светового пучка с планарным волноводом является прямое фокусирование. Передача оптической энергии осуществляется за счет сопряжения полей пучка и полей, составляющих волноводную моду в планарном волноводе. Дадим определение эффективности сопряжения в виде следующего соотношения:

$$\eta_{cm} = \frac{E_{\text{введенное}}}{E_{\text{полное}}} \quad (17)$$

где $E_{\text{введенное}}$ – энергия, введенная в моду m -го порядка, $E_{\text{полное}}$ – энергия оптического пучка до сопряжения.

Эффективность сопряжения при прямом фокусировании можно рассчитать из интеграла перекрытия полей падающего пучка и волноводной моды с помощью следующего выражения:

$$\eta_{cm} = \frac{\left[\int A(x)B_m \cdot(x)dx \right]^2}{\int A(x)A \cdot(x)dx \int B_m(x)B_m \cdot(x)dx} \quad (18)$$

где $A(x)$ – амплитудное распределение входного пучка, а $B(x)$ – амплитудное распределение моды m -го порядка

Метод прямого фокусирования (рис. 2) находит свое применение для сопряжения световых пучков от газовых и полупроводниковых лазеров и основной моды в волноводе. Это связано с тем, что профиль лазерного пучка и форма моды в волноводе могут быть описаны с помощью Гауссова распределения.

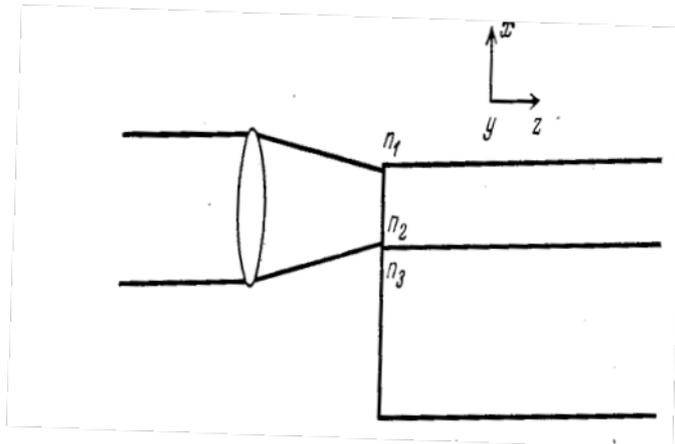


Рис. 2 Прямое фокусирование с помощью линзового сопряжения.

Эффективность сопряжения не превышает 60%. Это может быть объяснено тем, что толщина планарного волновода лежит в диапазоне 1-5 мкм, вследствие чего юстировка вводимого излучения весьма критична и применима только в лабораторных условиях.

Поперечные элементы связи в виде торцевого сопряжения встык могут быть использованы, когда планарный волновод сопрягается с излучающей лазерной структурой или с другим волноводом.

В случае торцевого сопряжения встык можно достичь очень высокой эффективности сопряжения, достигающей 98%. Это происходит из-за того, что размеры сопрягаемого волновода можно оптимизировать (подогнать) под размеры излучающей площадки или слоя лазерной структуры. Кроме того, вид распределения поля в основной моде микролазера хорошо согласуется с полем TE_0 -моды волновода. Этот метод особенно полезен для сочленения полупроводниковых лазерных диодов с любыми плоскими вол-

новодами, так как достичь эффективной передачи энергии из лазера в тонкопленочный волновод. При использовании призмных или решеточных элементов, или сужающегося края пленки не удается эффективно передать лазерное излучение в волновод. Причина этого в том, что инжекционные лазерные структуры дают пучки с угловой полушириной расходимости, лежащей в пределах 10-20°. Кроме того, призмные и решеточные элементы связи, а также элементы связи на сужающемся крае волновода весьма чувствительны к углу падения пучка излучения и требуют для осуществления эффективного сопряжения коллимации пучков менее 1°.

Для случая сочленения излучающего лазерного диода, работающего на основной моде TE₀ и плоского волновода (рис. 3) эффективность сопряжения описывается следующим соотношением:

$$\eta_{cm} = N_1 R_1 P_1 T_1 \quad (19)$$

где $N_1 = \frac{64}{(m+1)^2 \pi^2}$ - нормировочный член.

$R_1 = \frac{n_l n_g}{(n_l + n_g)^2}$ - член обусловлен отражением, имеющим место на межфазной границе микролазер-волновод.

межфазной границе микролазер-волновод.

$P_1 = \cos^2 \left(\frac{\pi t_g}{2t_l} \right) \left[\frac{1}{1 - \frac{t_g}{(m+1)t_l}} \right]$ - член, обуславливающий перекрытие.

$T_1 = \frac{t_g}{t_l} \cos^2 \left(\frac{m\pi}{2} \right)$ - член, отвечающий за рассогласование.

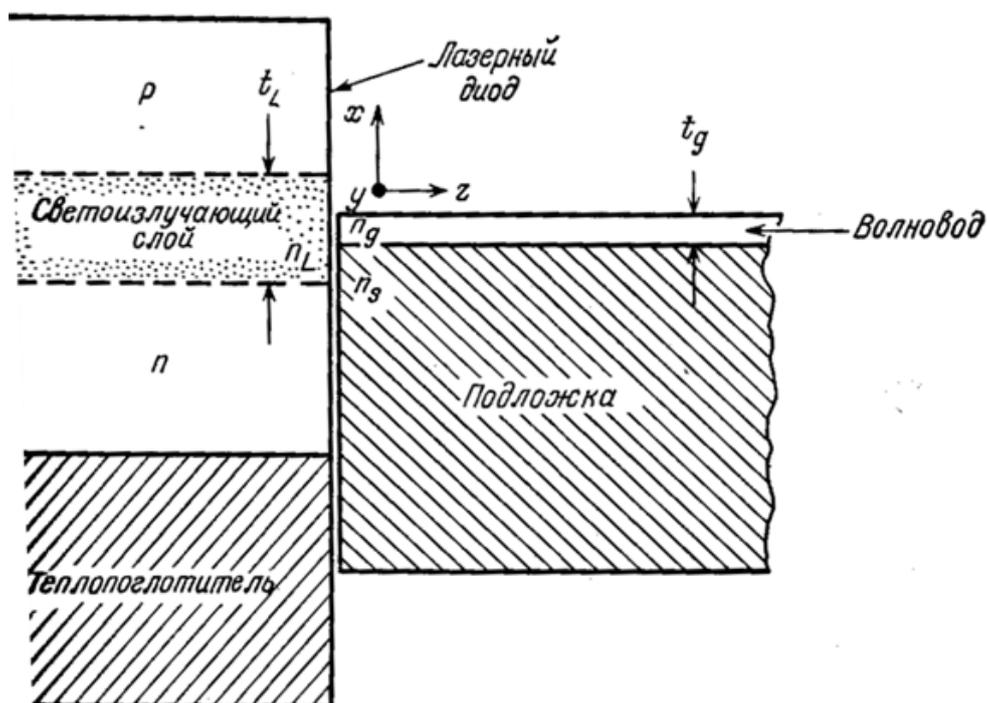


Рис.3 Торцевое сопряжение встык для интегрально-оптической структуры.

Эффективность передачи энергии при торцевом сопряжении встык весьма критична к поперечным рассогласованиям в направлении толщины световода.

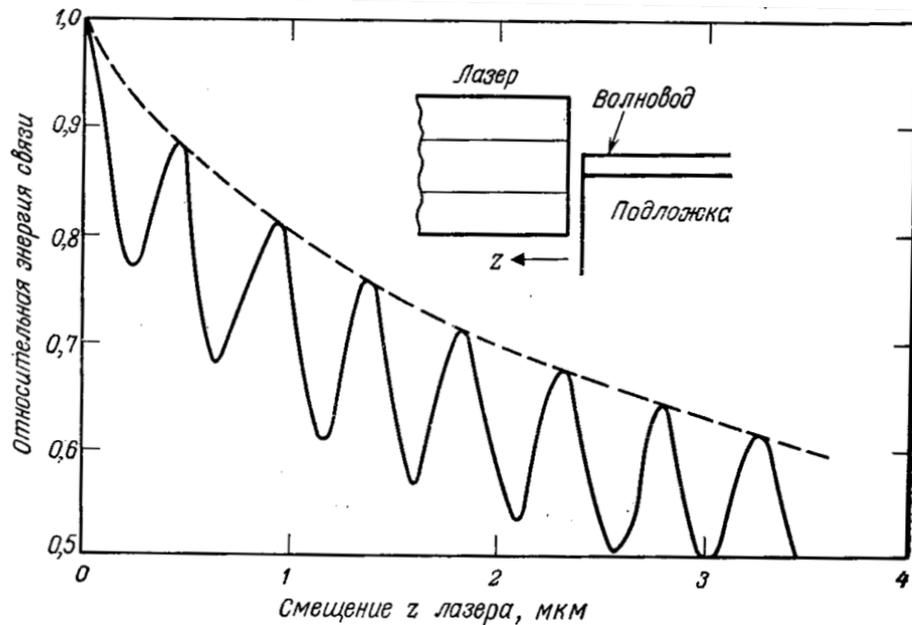


Рис.4 Зависимость эффективности связи от величины зазора.

Кроме того, величина зазора между микролазером и тонкопленочным волноводом не должна превышать 2 мкм, так как образуется паразитный резонатор типа Фабри - Перо, уменьшающий до 50% передачу энергии. Избавиться от возникающего паразитного резонатора Фабри-Перо, образованного параллельными плоскостями границ раздела микролазер-волновод, можно с помощью введения в зазор иммерсионной жидкости, имеющей показатель преломления, промежуточной между микролазером и волноводом.

ПРИМЕР РАСЧЕТА

Задание 1.

Показатель преломления излучающего слоя $n_1=2.0$, показатель преломления волноводного слоя $n_g=1.5$. Номер моды $=3$. Толщина волноводного слоя составляет 2.0 мкм, толщина излучающего слоя составляет 3 мкм.

Вычислите величину эффективности сопряжения.

Решение:

Эффективность сопряжения равна: $\eta_{cm} = N_1 R_1 P T_1$. Нормировочный член

$$N_1 = \frac{64}{(m+1)^2 \pi^2} = \frac{64}{16\pi^2}$$

Величина члена, отвечающего за отражение на межфазной границе излучатель-волновод,

$$R_1 = \frac{n_l n_g}{(n_l + n_g)^2} = \frac{2.0 \cdot 1.5}{3.5^2}$$

Величина компоненты, ответственной за перекрытие будет равна:

$$P_1 = \cos^2 \left(\frac{\pi \cdot 1.0}{2 \cdot 3.0} \right) \left[\frac{1}{1 - \frac{1.5}{4 \cdot 3.0}} \right]$$

Вычислим последнюю компоненту, отвечающую за рассогласование:

$$T_1 = \frac{t_g}{t_l} \cos^2 \left(\frac{m\pi}{2} \right) = \frac{1.5}{3.0} \cos^2 \left(\frac{3\pi}{2} \right)$$

ПРАКТИЧЕСКОЕ ЗАДАНИЕ

1. Показатель преломления излучающего слоя $n_l=4.5$ показатель преломления волноводного слоя $n_g=3.5$. Номер моды =1. Толщина волноводного слоя составляет 2.0 мкм, толщина излучающего слоя составляет 4.0 мкм. Вычислите величину эффективности сопряжения.

2. Показатель преломления излучающего слоя $n_l=2.7$, показатель преломления волноводного слоя $n_g=1.5$. Номер моды =1. Толщина волноводного слоя составляет 2.0 мкм, толщина излучающего слоя составляет 5.5 мкм. Вычислите величину эффективности сопряжения.

3. Показатель преломления излучающего слоя $n_l=2.0$, показатель преломления волноводного слоя $n_g=1.5$. Номер моды=3. Толщина волноводного слоя составляет 2.0 мкм, толщина излучающего слоя составляет 3 мкм. Вычислите величину эффективности сопряжения.

ИСПОЛЬЗУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. М. Барноски «Введение в интегральную оптику», М. Мир, - 1977.
2. Р. Хаспенджер «Интегральная оптика; теория и технологии», М. Мир, - 1985.
3. М. Тамир «Волноводная оптоэлектроника» М. Мир, - 1991.
4. Н.В. Никоноров «Волноводная фотоника», Изд-во ИТМО, - 2008.

Практическая работа № 3 Призмённые элементы ввода/вывода излучения

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Научиться описывать физические процессы, происходящие в интегрально-оптических элементах ввода и вывода излучения из волновода. Научиться рассчитывать основные интегрально-оптические элементы связи: призмённые элементы ввода/вывода,

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Интегрально-оптические элементы связи: призмённые элементы ввода/вывода, планарный волновод.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ

1. Ознакомление с основными характеристиками
2. Расчет типовых элементов ввода/вывода
3. Самостоятельное проектирование элемента ввода/вывода.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Методы возбуждения оптических планарных волноводов

Изучение свойств оптических волноводов, а так же их практическое использование возможно лишь в том случае, если разработаны достаточно эффективные способы их возбуждения, преобразующие объёмные волны в поверхностную волну.

На практике, как правило, стоит задача введения излучения в планарный волновод, являющийся частью интегрально-оптической структуры, причем для ввода излучения доступна лишь одна поверхность. В этом случае необходимо соблюсти равенство фазовых скоростей волн в направлении оси z как для волновода, так и для вводимого светового пучка. Иными словами нам необходимо соблюсти условие согласования фаз, выражающееся следующей формулой:

$$\beta_m = kn_1 \sin \theta_m = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \right) n_1 \sin \theta_m \quad (20)$$

Так как $\beta_m > kn_1$, то выполнение этого условия невозможно.

Выходом их сложившейся ситуации по проблеме согласования фаз является использование призмённого элемента связи для ввода/вывода излучения из планарного волновода. Схема призмённого элемента ввода/вывода приведена на рис. 5.

Пучок излучения шириной W направляется на основание призмы, показатель преломления материала которой n_p больше показателя преломления среды, окружающей волновод n_1 : $n_p > n_1$.

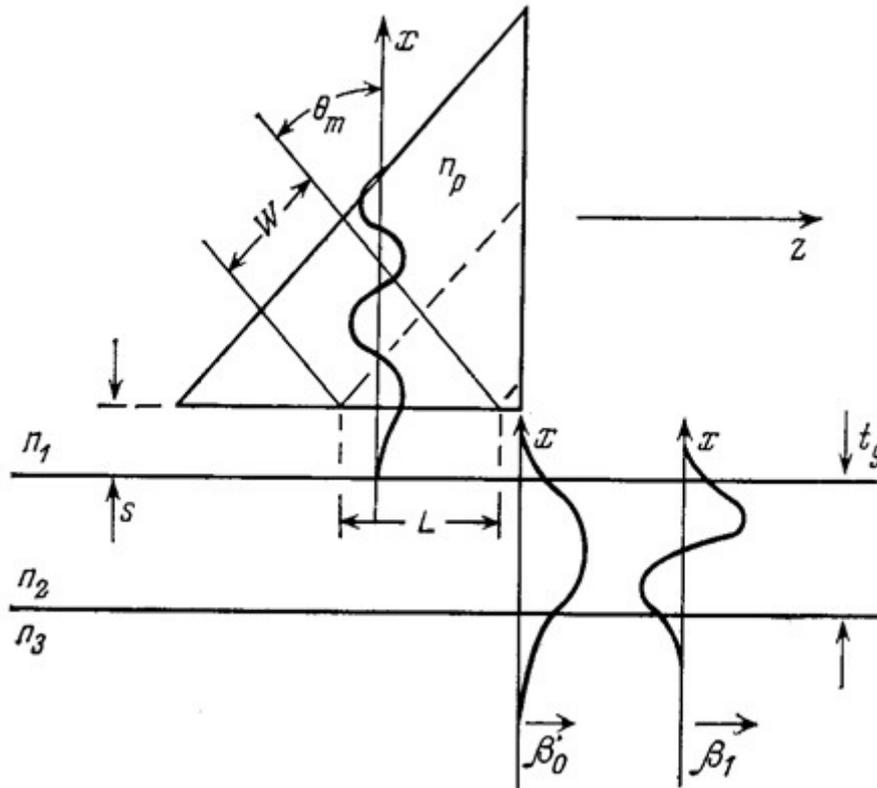


Рис. 5 Призменный элемент ввода излучения в тонкопленочный волновод.

Поэтому световой пучок испытывает полное внутреннее отражение на границе раздела $n_p - n_1$, что приводит к установлению моды стоячей волны в самой призме. В направлении оси x эта мода стационарна, а в направлении оси z движется с фазовой постоянной, равной β_p . В волноводе может существовать несколько мод, движущихся в направлении z с фазовой постоянной, равной β_p . Эти все моды имеют экспоненциальные «хвосты» распределения энергии, немного заходящие за поверхность раздела $n_p - n_1$. Если величина зазора s между призмой и поверхностью планарного волновода настолько мала, что «хвосты» волноводных мод перекрываются «хвостом» моды призмы, и в выборе угла Θ_m имеет место равенство $\beta_p = \beta_m$, то наступает возможность когерентной перекачки энергии моды призмы в волноводную моду m -го порядка. Условие для согласования величины параметра β определяется следующим соотношением:

$$\beta_m = \left(\frac{2\pi n_p}{\lambda_0} \right) \sin \theta_m \quad (21)$$

Кроме того, должно выполняться условие:

$$\theta_m > \theta_c = \arcsin \left(\frac{n_1}{n_2} \right) \quad (22)$$

Так как можно изменять диапазон угла падения оптического пучка на призму, то возможно с помощью призмы осуществлять возбуждение в волноводе нескольких мод излучения (согласованных с величиной угла Θ_m).

Процесс перекачки оптической энергии через перекрывающиеся «хвосты» мод также называют оптическим туннелированием. Нужно отметить, что моды, распространяющиеся в волноводе, очень слабо связаны с возбуждающей модой призмы. В этой связи имеет место небольшая деформация форм мод.

Длина взаимодействия L , на которой происходит перекачка энергии из призмы в волновод определяется геометрическими размерами призмы. Полная передача энергии из призмы в волновод будет иметь место, если длина взаимодействия в направлении оси z удовлетворяет соотношению:

$$\chi L = \frac{\pi}{2} \quad (23)$$

где χ – коэффициент связи, зависящий от n_p , n_1 , n_2 и величины зазора между призмой и волноводом s .

Длина призмы L необходимая для полной передачи оптической энергии в волновод и значение коэффициента связи (в случае равномерного распределения энергии по всей ширине пучка W) могут быть представлены в следующем виде:

$$L = \frac{W}{\cos \theta_m} = \frac{\pi}{2\chi} \quad (24)$$

$$\chi = \frac{\pi \cos \theta_m}{2W} \quad (25)$$

На практике имеет место гауссово распределение энергии в пучке, что приводит к максимальной энергии связи в 80% от расчетной.

Так как призмённые элементы связи могут работать с несколькими типами мод, то это позволяет строить на их основе анализаторы мод, распространяющихся в планарном волноводе.

Несмотря на свою универсальность призмённые элементы связи имеют ряд недостатков. Одним из существенных недостатков является то, что величина n_p должна быть больше не только n_1 , но и величины n_2 :

$$\beta_m \approx kn_2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \right) n_2, \quad \sin \theta_m \leq 1 \Rightarrow n_p > n_2 \quad (26)$$

В случае стеклянных волноводов с показателем преломления около 1.5, материал для призмы легко подбирается. При использовании полупроводниковых волноводов, у которых показатель преломления около 3 или 4, то значительно труднее подобрать подходящий материал для призмы (табл. 1).

Следующим недостатком призмённых элементов ввода/вывода является, то, что для осуществления эффективной передачи энергии от призмы к волноводу, падающий на призму пучок должен быть хорошо коллимирован. Это обстоятельство исключает использование призмённых элементов связи для ввода излучения от полупроводниковых микролазеров в тонкопленочные волноводы.

Таблица 1 Оптические материалы, наиболее часто применяемые для создания микропризм.

Материал	Величина показателя преломления	Диапазон длин волн
Титанат стронция	2.3	Видимая – ближняя ИК
Рутил	2.5	Видимая – ближняя ИК
Германий	4.0	ИК область

Кроме того, необходимость постоянного механического давления для удержания призмы на месте, чувствительность к вибрациям и влиянию температуры на величину зазора между призмой волноводом, а также относительно большие габариты, все это не позволяет их использовать в практических интегрально-оптических устройствах. Однако в лабораторных исследованиях они очень привлекательны для применения.

ПРИМЕР РАСЧЕТА

Задание 1.

Призма из рутила с показателем преломления, равным 2.5 используется в качестве элемента связи для вывода излучения из волновода на основе Ta_2O_5 . Показатель преломления слоя Ta_2O_5 равен 2,09. В волноводе распространяется три моды с углами $36,5^\circ$, $30,2^\circ$ и $26,4^\circ$ относительно поверхности волновода. Выходная поверхность призмы составляет угол с поверхностью волновода, равный 60° . Длина волны излучения, распространяющегося в волноводе, равна 900 нм.

Чему равны значения β для этих трех мод?

Решение:

$$\beta_m \approx kn_2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \right) n_2, \quad \sin\theta_m \leq 1 \Rightarrow n_p > n_2$$

$$\beta_m = \left(\frac{2\pi n_p}{\lambda_0} \right) \sin\theta_m$$

Задание 2

Призма из рутила с показателем преломления, равным 2.5 используется в качестве элемента связи для вывода излучения из волновода на основе Ta_2O_5 . Показатель преломления слоя Ta_2O_5 равен 2,09. В волноводе распространяется три моды с углами $36,5^\circ$, $30,2^\circ$ и $26,4^\circ$ относительно поверхности волновода. Выходная поверхность призмы составляет угол с поверхностью волновода, равный 60° .

Под каким углом к поверхности планарного волновода должен падать пучок света для формирования в волноводе этих трех мод?

Решение:

Из приведенного выше теоретического раздела следует, что

$$\beta_{\text{призмы}} = \beta_{\text{волновода}}$$

Таким образом:

$$k n_{\text{призмы}} \sin(\theta_{\text{призмы}}) = k n_{\text{волновода}} \sin(\theta_m),$$

где: $\theta_{\text{призмы}}$ - угол падения вводимого луча света на преломляющую грань призмы; θ_m – углы распространения мод в планарном волноводе.

Откуда несложно определить искомую величину угла падения на грань призмы:

$$\Theta_{\text{пр}} = \arcsin \left[\frac{n_{\text{волновода}} \sin(\theta_m)}{n_{\text{призмы}}} \right]$$

ПРАКТИЧЕСКОЕ ЗАДАНИЕ

1. Призма из титаната стронция с показателем преломления, равным 2,32 используется в качестве элемента связи для вывода излучения из волновода на основе Ta_2O_5 . Показатель преломления слоя Ta_2O_5 равен 2,09. Наблюдаются три линии под углами $36,5^\circ$, $30,2^\circ$ и $26,4^\circ$ относительно поверхности волновода. Выходная поверхность призмы составляет угол с поверхностью волновода, равный 60° . Длина волны излучения, распространяющегося в волноводе, равна 0,9 мк. Чему равны значения β для этих трех мод?

2. В качестве входного элемента связи для волновода из Ta_2O_5 используется призма из рутила с показателем преломления, равным 2,5. Чему должен равняться угол падения пучка излучения относительно поверхности планарного волновода для создания эффективной связи на основе моды наименьшего порядка?

ИСПОЛЬЗУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. М. Барноски «Введение в интегральную оптику», М. Мир, - 1977.
2. М. Тамир «Волноводная оптоэлектроника» М. Мир, - 1991.
3. М. Тамир «Интегральная оптика» М. Мир, - 1980.

Практическая работа № 4

Решеточные элементы для ввода и вывода излучения из волноводов

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Научиться описывать физические процессы, происходящие интегрально-оптических элементах ввода и вывода излучения из волновода. Научиться рассчитывать основные интегрально-оптические элементы связи: решеточные элементы ввода/вывода.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Интегрально-оптические элементы связи: решеточные элементы ввода/вывода, планарные волноводы.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ

1. Ознакомление с основными характеристиками
2. Расчет типового решеточного элемента ввода/вывода
3. Самостоятельное проектирование элемента ввода/вывода.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Для сохранения важного преимущества интегральных элементов связи: селективности мод излучения, и в тоже время, чтобы получить возможность интегрального исполнения элемента связи, применяют решеточные элементы связи (ввода / вывода излучения в интегральный волновод).

Такой элемент ввода / вывода излучения представляет собой «гофрированную» структуру (собственно планарную дифракционную решетку), нанесенную на поверхность волновода или созданную непосредственно в объеме планарного волновода (рис. 6). Изменение формы и структуры волновода приводит к статической пространственной модуляции показателя преломления волновода. Эти возмущения, подобно нарушению полного внутреннего отражения в призмном элементе, обеспечивают связь мод в зазоре или мод подложки с волноводными модами.

Вследствие своей периодической структуры решеточный элемент связи создает волноводные моды под решеткой, вызывая тем самым разложение каждой моды в ряд пространственных гармоник в направлении оси z с постоянными распространения β :

$$\beta_i = \beta_m + \frac{2\pi i}{\Lambda} = kn_2 \sin\phi + \frac{2\pi i}{\Lambda} \quad (27)$$

где: Λ – постоянная решетки, а $i = 0, 1, 2, \dots$

Условие согласования фаз будет иметь вид:

$$\beta_i = kn_2 \sin\theta_m \quad (28)$$

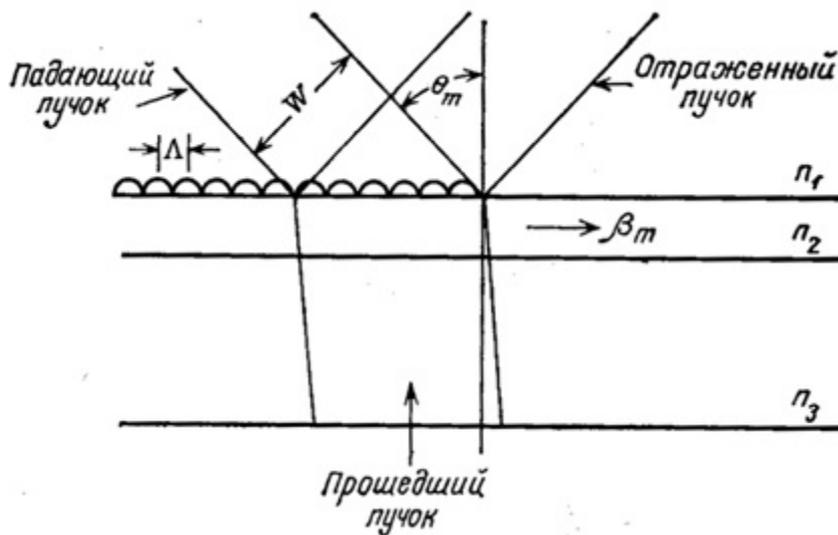


Рис. 6 Решеточный элемент ввода пучка света.

Так как все пространственные гармоники каждой моды согласованы для образования законченного поверхностного волнового поля в области решетки, энергия, введенная из пучка в любую пространственную гармонику, очевидно, переходит в основную ($i=0$) гармонику по мере ее распространения вправо и дальше за пределы области решетки. Эта основная гармоника очень близка к β_m -моды (и в конце концов становится ею) вне области решетки. Поэтому решеточный элемент связи можно использовать для избирательной передачи энергии от оптического пучка определенной моды волновода за счет соответствующего подбора угла падения пучка. Решеточный элемент связи можно использовать и для выведения энергии из волновода, так как в силу принципа взаимности энергия волноводной моды будет согласованно выводиться при определенных углах Θ_m , соответствующих конкретным модам.

В предыдущем разделе описывалась работа решеточного элемента связи в обычных и относительно простых терминах. Однако детали явления такого сопряжения достаточно сложны и очень сильно зависят от формы поперечного сечения штрихов решетки, а также расстояния между ними. Как и в случае призмных элементов связи, теоретически можно достичь оптимальной эффективности связи около 80%, когда с помощью решетки вводят пучок света с гауссовой формой распределения. Однако типичные решетки «без блеска» (с симметричными профилями) обычно имеют эффективность 10 - 30%. Основной причиной такого положения является то, что большая часть падающей оптической энергии, как правило, проходит через волновод и теряется в подложке, так как в отличие от призмных элементов связи решетка работает в условиях, далеких от условий полного внутреннего отражения. Кроме того, энергия может уходить в дифракционные пучки более высокого порядка, производимые решеткой, несмотря на то, что отношение периода решетки к длине волны в волноводе составляет приблизительно 1. Эффективность решеточного элемента связи можно значительно повысить, если придать асимметричный профиль его штри-

хам, чтобы иметь «блеск» решетки для получения оптимальных условий ввода света на рабочей длине волны. Например, теоретический максимум эффективности связи моды TE_0 или TM_0 с пучком, выходящим из воздуха, для решетки с симметричным профилем составляет приблизительно 50%, тогда как для решетки с асимметричными пилообразными профилями штрихов - более 95%. Такие теоретические предсказания подтверждаются экспериментальными результатами, полученными на решетках «с блеском», и дальнейшими теоретическими работами.

Основное преимущество решеточных элементов связи заключается в том, что после изготовления они являются составной частью волноводной структуры. Следовательно, их эффективность сопряжения остается постоянной и заметно не изменяется при воздействии вибраций или окружающих условий. Кроме того, решеточные элементы можно использовать на волноводах из полупроводников с высокими показателями преломления, к которым трудно подобрать подходящий материал для изготовления призматических элементов. Однако из-за сильной зависимости эффективности решеточных элементов от угла их нельзя успешно использовать с относительно расходящимися пучками полупроводниковых лазеров. Самый большой недостаток решеточных элементов состоит в том, что они очень трудны в изготовлении, требующем использования сложных методов микролитографии с высоким разрешением. Решеточную структуру можно сформировать либо маскированием с последующим травлением поверхности волновода, либо маскированием поверхности и нанесением на нее тонкопленочного рельефа решетки. Как при том, так и при другом методе самой трудной частью технологии является процесс получения четкой картины близко расположенных штрихов решетки. Расстояние между штрихами должно составлять порядка длины волны излучения в материале волновода. Поэтому для материалов с показателем преломления 1.4 – 4.0, используемых в видимой и ближней инфракрасной областях излучения, расстояния между штрихами решетки обычно находятся в пределах 100 - 300 нм.

ПРИМЕР РАСЧЕТА

Задание 1.

Решеточный элемент связи с периодом 1.0 мкм расположен на плоском планарном ассиметричном волноводе и используется для ведения излучения с длиной волны 1,5 мкм. Показатель преломления материала волновода $n_2 = 1.47$, волновод находится на кремниевой подложке с $n_3 = 3.5$, $n_1 = 1.0$. Связь осуществляется в первом порядке дифракции. Постоянная распространения для моды наименьшего порядка в волноводе $\beta = 3,6k$.

Вычислить, под каким углом Θ_m должен направляться на решетку пучок излучения лазера на поверхность волновода для осуществления связи на моде наименьшего порядка.

Решение:

Из курса волноводной фотоники и волновой оптики следует, что постоянная распространения дифрагированного луча должна равняться постоянной распространения β_2 в планарном волноводе. Из курса волновой оптики следует, что при падении плоской волны на дифракционную решетку с периодом Λ под углом Θ_m разность хода для двух лучей будет равна:

$$\Delta = m\lambda = d(\sin\varphi - \sin\Theta_m)$$

С другой стороны, $\beta_2 = kn_2 \sin\varphi$. Выразим отсюда $\sin(\varphi)$ и решим относительно искомого угла Θ_m предыдущее уравнение:

$$\Theta_m = \arcsin \left[\frac{\beta}{k} - \frac{\lambda}{\Lambda} \right]$$

ПРАКТИЧЕСКОЕ ЗАДАНИЕ

1. Решеточный элемент связи с периодом Λ , находится на плоском планарном волноводе. Постоянное распространение β равняется $1,582k$, а длина волны равна $0,63$ мкм. Найти наименьшее значение периода решетки, при котором будет вводиться излучение в волновод.

2. Решеточный элемент связи с периодом $0,5$ мкм расположен на плоском планарном волноводе и используется для ведения излучения с длиной волны $1,3$ мкм. Связь осуществляется в первом порядке. Постоянное распространение для моды наименьшего порядка в волноводе $\beta = 3,6k$. Вычислить, под каким углом должно падать излучение лазера на поверхность волновода для осуществления связи на моде наименьшего порядка.

ИСПОЛЬЗУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. М. Барноски «Введение в интегральную оптику», М. Мир, - 1977.
2. Р. Хаспенджер «Интегральная оптика; теория и технологии», М. Мир, - 1985.
3. Н.И.Калитиевский «Волновая оптика», М. Высшая школа, - 1978.

Практическая работа № 5 Фокусирующие элементы интегральной оптики

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Научиться описывать физические процессы, происходящие в интегрально-оптических элементах, осуществляющих фокусировку, коллимацию, интегрирование и Фурье-преобразование. Научиться рассчитывать основные типы интегрально-оптических фокусирующих элементов.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Интегрально-оптические волноводные линзы Люнеберга, геодезические линзы, дифракционные линзы.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ

1. Ознакомление с основными характеристиками интегрально-оптических фокусирующих элементов
2. Расчет типовых элементов
3. Самостоятельный расчет.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

В интегральной оптике фокусирующие элементы относятся к базовым компонентам, выполняемым по планарной интегральной технологии. Волноводные линзы Люнеберга получили свое название по аналогии с известными линзовыми антеннами СВЧ Люнеберга. Такая антенна представляет собой сферу с таким законом изменения показателя преломления в СВЧ-диапазоне, который обеспечивает фокусировку падающего пучка излучения на противоположной стороне линзы.

Модовые линзы

Известно, что эффективный показатель преломления волновода увеличивается с увеличением толщины. Изменение эффективного показателя преломления с изменением толщины волновода зависит от порядка моды m .

Линзы, работа которых основана на изменении величины показателя преломления среды n_e с изменением толщины волновода, обладают абберациями, если в волноводе распространяется более одной моды. В дальнейшем мы будем рассматривать только одномодовые волноводы. Если разность показателей преломления подложки и волновода составляет 1%, толщина одномодового волокна должна быть порядка пяти длин волн. Если длина волны приблизительно равна 1 мкм, изменение эффективного показателя преломления составляет около 0,002 на микрометр изменения толщины. Допустим, мы хотим создать линзу в волноводе, увеличивая толщину

ну волновода, как показано на рисунке 7. Согласно уравнению линзы, необходимый радиус кривизны R равен:

$$R = f(\Delta n/n), \quad (29)$$

где: f – фокусное расстояние.

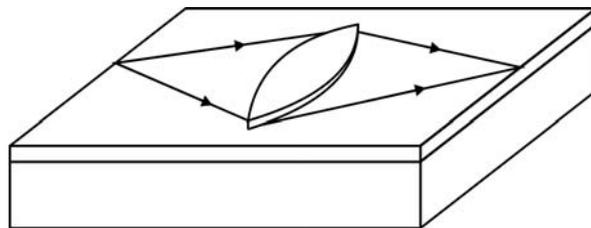


Рис.7 Внешний вид модовой линзы.

Для излучения с длиной волны 1.0 мкм радиус приблизительно равен $(f \cdot \Delta d/1000)$, где Δd измеряется в микрометрах. Это выражение показывает возможность получить линзу с фокусом несколько миллиметров, создавая изменение толщины волновода порядка нескольких микрометров. Линзы, изготовленные путем размещения одного и более слоев с различным показателем преломления на выпуклое основание, называются **модовыми** линзами.

По-видимому, они являются простейшими для производства и анализа типом волноводных линз, но имеют два недостатка. Первый недостаток уже был отмечен - наличие aberrаций в многомодовых волноводах. К тому же на этих линзах происходят некоторые потери по той причине, что концы волноводов не являются идеально гладкими и, следовательно, имеют некоторые неровности на уровне микрометров. Эти неровности приводят к рассеянию и как следствие к ухудшению контрастности. Тем не менее, из-за простоты изготовления таких линз они нашли применение и в планарной оптике, и в оптических интегральных схемах.

При рассмотрении лазеров с обратной связью отмечалось, что часто предпочтительнее протравливать волновод, а не располагать его на поверхности в виде наружного слоя. Это объясняется высоким показателем преломления большинства материалов, из которых производятся волноводы. Травление волновода снижает показатель преломления. Поэтому положительная линза, изготовленная травлением, должна быть вогнутой, а не выпуклой. Такие линзы более практичны, чем выпуклые линзы, изготовленные нанесением наружного слоя, так как при травлении можно получить большее изменение показателя преломления, чем при нанесении наружного слоя.

Линзы Люнеберга

Наиболее распространенная структура интегрально-оптической линзы Люнеберга представляет собой подложку с показателем преломления n_p , на которую последовательно нанесены два волноводных слоя с разными

ми показателями преломления n_2 и n_3 . Верхний волноводный слой n_3 имеет переменный по толщине профиль, создающий градиент эффективного волноводного показателя преломления. Фокусирующие свойства такой многослойной системы обусловлены заданным градиентом ее эффективного показателя преломления. Для этого показатель преломления подложки задается минимальным, а волноводный слой выполняется из материала с возможно большим показателем преломления.

Круговая симметрия линз Лüneберга исключает такой тип аберрации, как кома – в виду полной симметрии для любого наклонного пучка. Для минимизации поперечных аберраций по краям линзы технологический диаметр линзы задается вдвое больше ее расчетной апертуры. Тем не менее, линза Лüneберга обладает несколькими недостатками: трудность подбора материала, если в качестве подложки используются полупроводники или диэлектрики с высокими показателями преломления, сложностью стыковки пленочной линзы с волноводом, который изготовлен из материала с большим показателем преломления. В планарных волноводах можно изготавливать и градиентные линзы. На рисунке 8 приведен простой пример такой линзы. Выпуклая полоска размещается на поверхности волновода. Показатель преломления полоски должен быть больше или равен показателю преломления волновода, поэтому полного внутреннего отражения на границе волновод - полоска нет. Следовательно, верхняя поверхность полоски становится верхней поверхностью волновода. Как уже отмечалось, эффективный показатель преломления волновода увеличивается при увеличении оптической толщины. Поэтому в центре волновода эффективный показатель преломления имеет самое большое значение и постепенно уменьшается при удалении от центра. Следовательно, полоска фокусирует свет точно так же, как и градиентные волноводы. Участок плоского волновода с нанесенной на поверхность полоской, профиль показателя преломления которой точно рассчитан, становится градиентной линзой (Рис.8). Рассмотренное устройство является разновидностью модовых линз. Они могут быть изготовлены напылением полоски на подложку с использованием масок для контроля пространственного распределения количества напыляемого вещества. Используемые в интегральной оптике линзы могут обладать радиальной симметрией. Такие линзы называются линзами Лüneберга. Принцип их действия похож на принцип действия одномерных линз. Для расчета точного распределения профиля показателя преломления таких линз используется принцип Ферма. Из-за математической сложности сами расчеты не приводятся, однако необходимо сделать одно важное замечание относительно таких линз.

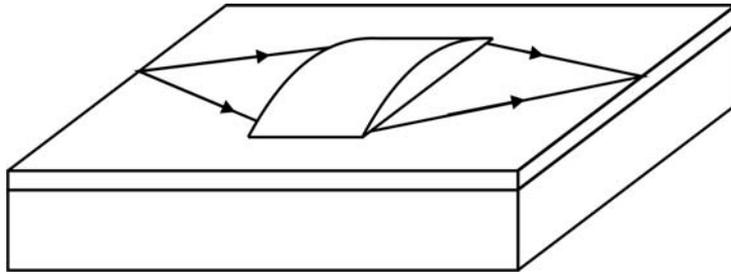


Рис. 8 Градиентная линза.

На рисунке 9 показан вид сверху на линзу Люнеберга. Допустим, линза без искажений формирует изображение некоторой точки A в другой точке B . Линза имеет радиальную симметрию, следовательно, нет выделенных оптических осей.

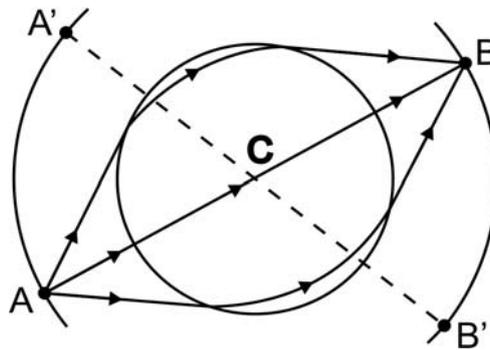


Рис.9 Линза Люнеберга (вид сверху).

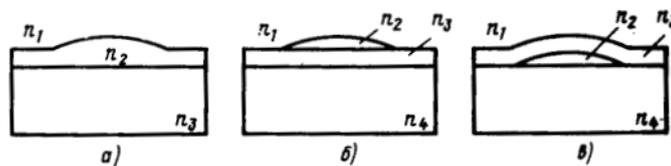


Рис.10 Варианты реализации линз Люнеберга в планарном исполнении.

Любая другая точка A' , лежащая на окружности, проходящей через A и с центром в точке C , эквивалентна точке A . Ее изображение B' не содержит искажений и эквивалентно B . Поскольку A и A' лежат на одной окружности, то B и B' также находятся на одной окружности. Линза Люнеберга является примером совершенной оптической системы. За исключением того, что объект и его изображение лежат на окружности, правильно сконструированная линза не вносит искажений. Варианты конструкций подобных линз приведены на рисунке 10. Точный расчет линзы Люнеберга сопряжен с большими аналитическими вычислениями и в общем случае требует применения численных методов. Пример синтеза линзы Люнеберга приведен в работе [4].

Дифракционные линзы

Дифракционные линзы для устройств различного назначения создаются травлением поверхности пленарного волновода или нанесением на

нее непрозрачных слоев материала. Дифракционная линза эквивалентна одномерной зонной пластинке Френеля, нанесенной на поверхность волновода или вытравленной внутри него. В отличие от зонных пластинок, состоящих из чередующихся прозрачных и непрозрачных или поглощающих участков, соседние полупериодные зоны дифракционной линзы вносят сдвиг фазы падающей волны, отличающийся на π . Это изменение фазы точно компенсирует разность хода лучей от различных зон, поэтому все зоны вносят вклад в общую интенсивность изображения. В обычных зонных пластинках вклад вносит только половина зон. В результате интенсивность изображения, формируемого фазовыми пластинками, в четыре раза больше, чем интенсивность изображения, формируемого обычными полупериодными пластинками.

На рисунке 11 схематично показан вид сверху на тонкую дифракционную линзу. Зоны могут быть получены, например, созданием в волноводе слоев с меньшим эффективным показателем преломления в каждой зоне путем травления.

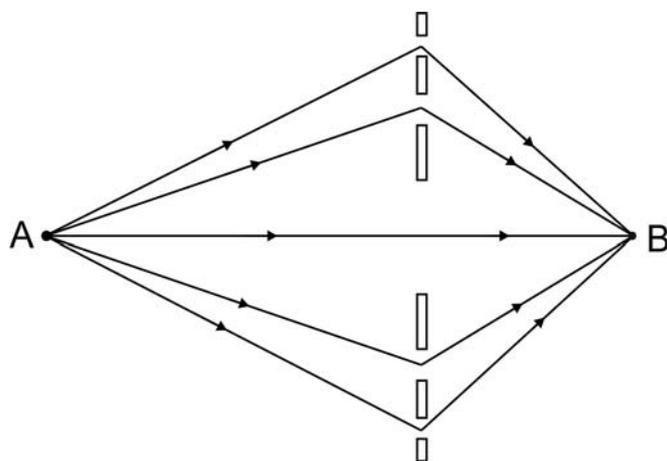


Рис. 11 Волноводная дифракционная решетка (вид сверху).

Длина волны в волноводе равна длине волны в вакууме, деленной на эффективный показатель преломления, поэтому для расчета точных значений параметров линзы необходимо знание эффективного показателя преломления волновода. Для повышения эффективности дифракционные линзы можно выполнять не только дискретными, но и аналоговыми (рисунок 12).

Рассмотрим схему волноводной решетки, приведенную на рис. 12. Решетка может быть получена травлением или напылением на поверхность волновода, либо решетка может быть объемной, полученной периодическим легированием материала волноводной пленки. Сначала рассмотрим моду подложки, или волну, дифрагировавшую в подложку:

$$m\lambda = n_s d \sin(i_s) - n_g d \sin(i_g), \quad (30)$$

где: индекс «s» относится к подложке, «g» - к волноводному слою;

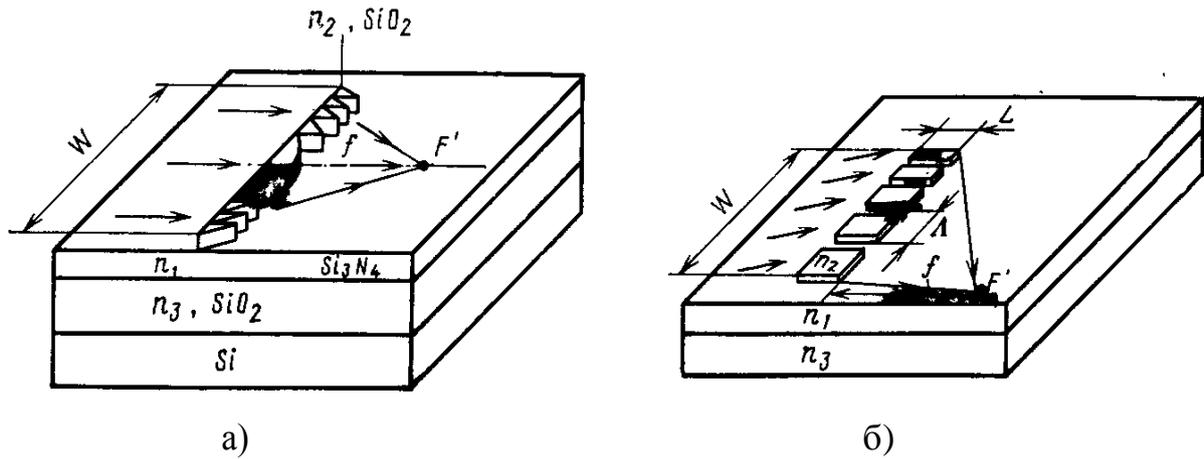


Рис. 12 Тонкопленочная аналоговая линза Френеля (а) и аперiodическая дискретная линза Френеля (б).

Символ « m » здесь означает порядок дифракции.

Предположим, что волновод поддерживает распространение только одной моды. Тогда будет справедливо следующее соотношение:

$$m\lambda = n_s d \sin(i_s) - n_e d. \quad (31)$$

Из сравнения (30) и (31) следует, что волна в волноводе может быть описана одним из двух эквивалентных способов: либо как волна, распространяющаяся под углом i_g к плоскости волновода в материале с показателем преломления n_g , либо как волна, распространяющаяся параллельно поверхности волновода, но в материале с показателем преломления, равным эффективному показателю преломления n_e .

Так как n_e в (31) всегда меньше n_s , величина m должна быть меньше нуля.

Это означает, что могут существовать только отрицательные порядки дифракции. Следовательно, для наименьшего порядка дифракции ($m = -1$):

$$n_s \sin(i_s) = n_e - \lambda / d. \quad (32)$$

Аналогично для воздуха:

$$\sin(i_a) = n_e - \lambda / d, \quad (33)$$

где: индекс « a » относится к воздуху и $n_a = 1$.

Определив n_e из (32) и подставив в (33), получим:

$$\sin(i_s) = \sin(i_a) / n_s. \quad (35)$$

Так как n_s всегда больше 1, $\sin(i_s)$ меньше 1 тогда, когда $\sin(i_a)$ меньше 1, хотя обратное не всегда верно. Следовательно, если существует волна, дифрагированная в воздух, также существует волна, дифрагированная в подложку. Для увеличения эффективности дифракции следует ограничить дифракционную картину только одним порядком дифракции. Можно, например, подавить волну, дифрагированную в воздух, или, иными словами, избавиться от воздушной моды. Для этого следует сделать так, чтобы $\sin(i_a)$ в (32) был меньше -1. Тогда, согласно уравнению (33), $i_s < 0$, и дифрагированная волна распространяется в обратном направлении. В зависимости от угла дифракции эта волна либо может оказаться локализованной в подлож-

ке из-за полного внутреннего отражения, либо может выйти из подложки и распространяться практически параллельно поверхности. Это наиболее часто наблюдается в материалах с высоким показателем преломления. Поэтому может возникнуть необходимость в использовании призмы, контактирующей с нижней поверхностью подложки, для вывода света.

Дифракционная линза работает на эффекте дифракции Френеля. Как правило, в классической линзе Френеля фокусировка – это суперпозиция двух эффектов: дифракции Френеля, введение в плоскость дифракции соответствующего фазового сдвига для усиления эффекта интерференции в фокальной точке. В волноводной линзе к этому добавляется и волноводный эффект. Необходимый фазовый сдвиг получают за счет направленного изменения эффективного показателя преломления волновода. Это осуществляется за счет изменения параметров волноводного слоя.

Необходимо, еще раз отметить, что для получения фокусирующих свойств аналоговой дифракционной линзы необходимо соблюдать определенный фазовый сдвиг между точкой фокуса и любой точкой в плоскости линзы, величина которого Φ определяется следующей формулой:

$$\Phi = (x^2 + F^2)^{1/2} - F, \quad (36)$$

где x – расстояние от оси линзы до точки плоскости линзы.

Если плоскость линзы разбита на такие прямоугольные зоны, для которых фазовый множитель на расстояние x всегда равен $\Phi = m \cdot \lambda / 2$ для $m = 1, 2, 3, \dots$, то амплитудная линза Френеля получается в случае поглощения оптической мощности во всех нечетных зонах. Соответственно, фазовая линза получается при сдвиге фаз, равном π , в нечетных зонах. Поглощение в нечетных зонах осуществляется за счет нанесения или вытравливания соответствующих областей волновода.

Недостаток волноводных фазовых линз Френеля – это их относительно низкая дифракционная эффективность, не превышающая 35%. Низкую дифракционную эффективность, из-за ступенчатого характера изменения показателя преломления в линзе, можно частично устранить, если параметр волноводного слоя в зоне Френеля изменять по монотонному закону. Например, градиентная линза из аморфного сульфида мышьяка на волноводном слое из нитрида кремния позволяет достичь дифракционной эффективности в 90%.

Использование тонких слоев активных диэлектриков (сегнетоэлектриков) позволяет создавать планарные оптические решеточные линзы. В отличие от пассивных решеточных линз, где градиент эффективного показателя преломления или толщины волноводного слоя раз и навсегда задается в процессе формирования линзы, в «активной» структуре с сегнетоэлектриком нужное изменение показателя преломления создается за счет электрооптического эффекта при подаче напряжения на систему электродов, нанесенных на поверхность электрооптического материала. Дифракционная активность таких линз достигает 90%, а вносимые потери существенно меньше 1 дБ.

Геодезическая линза

Геодезические линзы (рис. 13) представляют собой углубления сферической или асферической формы, образованной оптической микроформообработкой: шлифование, полировка, ионное травление. Ось симметрии углубления линзы перпендикулярно плоскости волновода и его край образует круговой контур. Линза образована сферическим углублением в подложке. Волновод искривляется, повторяя форму углубления, сохраняя постоянную толщину. Луч света, распространяющийся по диаметру углубления, проходит больший путь, чем луч, распространяющийся касательно к линзе. Соответственно, длины путей лучей, пересекающих линзу по другим направлениям, принимают промежуточные значения. Т.к. фокусировка определяется равенством проходимых оптических путей, то геодезическая линзы принципиально могут фокусировать свет.

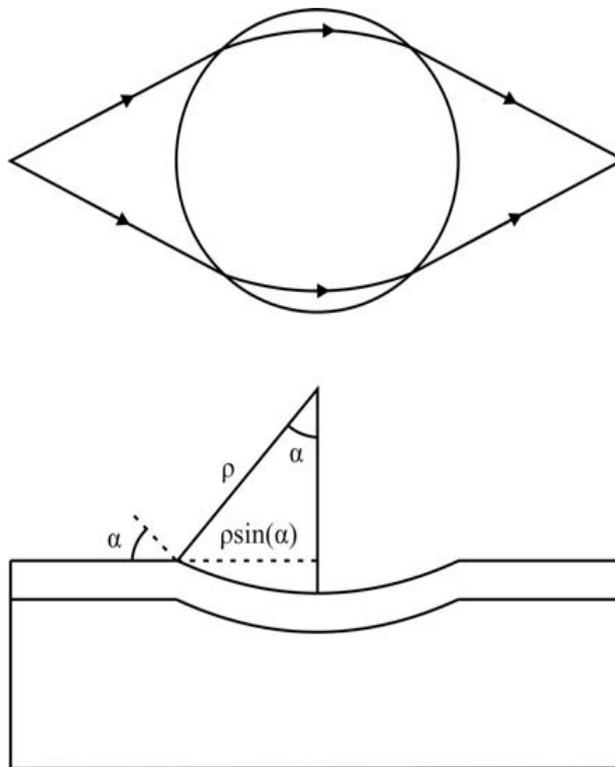


Рис. 13 Геодезическая линза.

Постоянство параметров волноводного слоя обуславливает отсутствие хроматической аберрации для геодезических линз. В этой связи представляется возможным их использование в многомодовых устройствах.

Фокусное расстояние сферической геодезической линзы в параксиальном приближении можно определить следующим образом. Обозначим радиус кривизны углубления ρ , тогда радиус углубления в плоскости волновода равен

$$R_1 = \rho \cdot \sin(\alpha). \quad (37)$$

где α - угол, показанный на рисунке 13.

Падающий на геодезическую линзу луч, проходя вдоль диаметра, распространяется под углом α к оптической оси. Таким образом, в параксиальном приближении геодезическая линза может рассматриваться как толстая двояковыпуклая линза с радиусом кривизны $\rho \cdot \sin(\alpha)$, поверхности которой разделены расстоянием, вдвое превышающим это значение, а относительный показатель преломления равен $n_e'/n_e=1/\cos(\alpha)$.

Фокусное расстояние такой линзы можно вычислить. В рассматриваемом случае оба радиуса кривизны равны R , а расстояние между поверхностями линзы равно $2R$.

Следовательно:

$$f = R / 2(1 - 1/n) \quad (38)$$

Полученный результат тот же, что и в случае сферической линзы с показателем преломления n . В случае геодезической линзы n следует заменить на $(1/\cos\alpha)$, $R = \rho \sin\alpha$.

Таким образом, фокусное расстояние сферической геодезической линзы будет равно:

$$f = \rho \sin(\alpha) / 2(1 - \cos(\alpha)) \quad (39)$$

На практике линзы с большими апертурами обладают сферической абберацией. К тому же при больших α на краях линзы имеют место значительные потери. Реальные геодезические линзы должны иметь клиновидную форму для уменьшения потерь на краях, и, следовательно, отличный от сферического профиль углубления.

Геодезические линзы могут быть изготовлены путем формирования углубления на поверхности подложки и создания поверх этого углубления волновода. Оптический путь вдоль диаметра углубления больше, чем вдоль касательной, и само углубление играет роль фокусирующей линзы. Более легко контролируемый способ производства геодезической линзы заключается в автоматизированном изготовлении углубления при помощи токарного станка с алмазным резцом, управляемого компьютером. Иногда этот процесс называют алмазным профилированием, и он может быть использован для прецизионного изготовления углублений любой формы.

Еще одно преимущество геодезической линзы состоит в том, что ее фокус не зависит от порядка моды, так как от порядка моды не зависит от-

ношение $(\frac{n_e''}{n_e})$. Следовательно, такая линза может использоваться в много-

модовых волноводах, не внося искажений, связанных с распространением мод с разными индексами

Хроматические абберации у геодезических линз практически отсутствуют, зато сферические абберации приводят к интенсивности изменения интенсивности света вдоль оси, что приводит к образованию нескольких фокальных пятен.

ПРИМЕР РАСЧЕТА

Задача 1.

Необходимо оценить геометрические размеры и топологию аналоговой линзы Френеля, интегрированной в планарный волновод из кремния. Толщина волновода 5 мкм. Волновод нанесен на слой SiO₂. Длина волны 1.3 мкм. Ширина волновода 30 мкм.

Рассчитайте геометрические размеры линзы Френеля, интегрированной в планарный волновод.

Решение:

Аналоговая дифракционная линза Френеля, изготовленная как зонная пластина Френеля может быть синтезирована на основе одного оптического материала с показателем преломления n_2 . Такая ступенчатая зонная пластина изменяет фазу колебаний в соседних зонах на π . Для соблюдения этого условия необходимо сделать так, чтобы высота ступеньки h была равна:

$$h = \frac{\lambda}{2(n_2 - 1)}$$

Радиус i -й зоны Френеля можно определить из следующего соотношения:

$$r_i = \sqrt{\left[n_2 \frac{a_1 a_2}{a_1 + a_2} \lambda \right]}$$

где: a_1 и a_2 – расстояния от источника до зонной пластины и от зонной пластины до изображения, соответственно.

Далее из поверхности планарного волновода формируется область, соответствующая топологии зонной пластины с толщиной равной толщине волновода.

ПРАКТИЧЕСКОЕ ЗАДАНИЕ

1. Тонкопленочная линза состоит из последовательно нанесенных по координате «Z» друг за другом 10 слоев, показатель преломления которых изменяется скачком от слоя к слою. Первый слой имеет $n_1=1,47$. Шаг изменения показателя преломления постоянный и равен 0.1. На вход тонкопленочной системы падает луч света под углом 10° к оси Z.

Напишите программу для моделирования прохождения светового луча через эту систему. Оцените расстояние от оси Z до положения луча на выходе из системы.

2. Длина излучения 1.3 мкм. Материалы Si и SiO₂. Оцените геометрические размеры (радиус) для геодезической и модовой линз имеющих одинаковое фокусное расстояние.

ИСПОЛЬЗУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. М. Барноски «Введение в интегральную оптику», М. Мир, - 1977.
2. Р. Хаспенджер «Интегральная оптика; теория и технологии», М. Мир, - 1985.
3. Ф.Б. Бронфин, В.Г. Ильин, Г.О. Карапетян «Фокусирующие оптические элементы с регулярным распределением показателя преломления» // ЖПС, - 1973. - Т. 18. - №3. - С. 523-549.
4. А.А. Егоров, Л.А. Севастьянов, А.Л. Севастьянов «Исследование электродинамических свойств планарной тонкополеночной линзы Люнеберга»// Журнал Радиоэлектроники. – 2008. - №6. - С. 52-65.
5. В.А. Сойфер «Методы компьютерной оптики», М. Физматлит, - 2003. - 688 с.

Практическая работа № 6 Планарные волноводные переходы

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Научиться описывать физические процессы, происходящие в планарных волноводных переходах и различных типах планарных соединителей и элементах связи. Научиться рассчитывать основные типы интегрально-оптические ответвителей, волноводных элементов связи, планарных волноводных переходов.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Интегрально-оптические двухканальные направленные ответвители.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ

1. Ознакомление с основными характеристиками
2. Расчет типовых элементов
3. Самостоятельный расчет.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Двухканальные направленные разветвители, являющиеся аналогами двухволновых микроволновых разветвителей (Рис. 14), состоят из параллельных канальных оптических волноводов, расположенных настолько близко друг от друга, что энергия излучения переходит из одного волновода в другой путем оптического туннелирования.

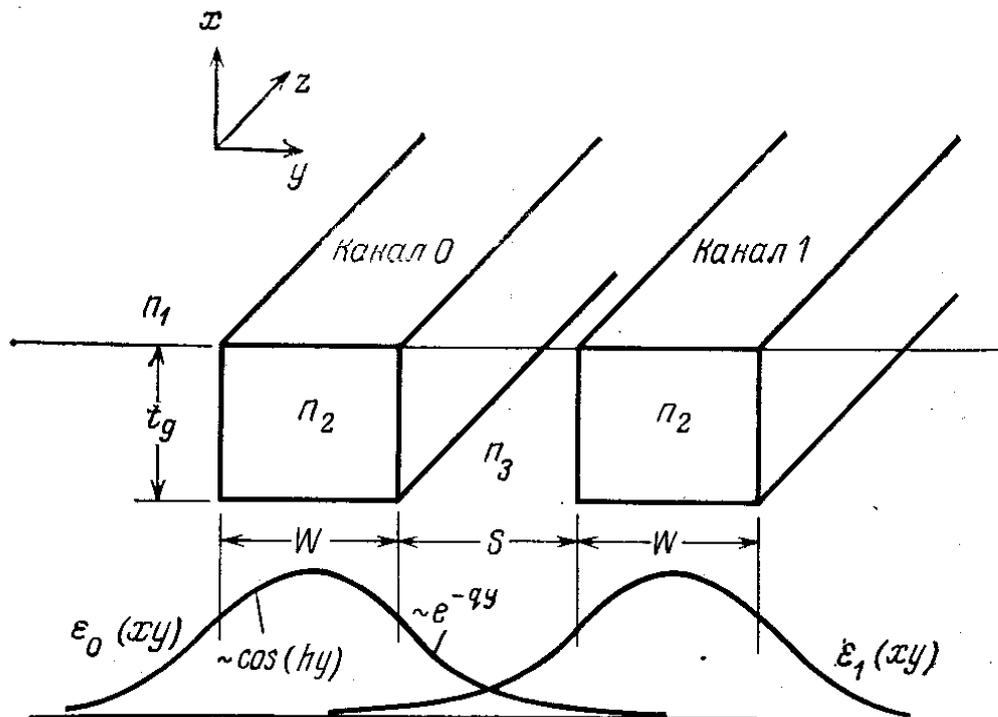


Рис. 14 Двухканальный направленный ответвитель.

Такой переход энергии обеспечивается за счет связи в условиях когерентности и синхронизма между перекрывающимися экспоненциальными «хвостами» мод, каналированных в каждом из волноводов. Фотоны моды, распространяющейся в одном из волноводов, например, в волноводе «0», переходят в моду, которая распространяется в волноводе «1», сохраняя фазовую когерентность во время такого перехода. Этот процесс происходит кумулятивно на значительной длине, таким образом, для достижения такой синхронной связи свет должен распространяться с одинаковой фазовой скоростью в каждом канале. Часть переданной энергии на расстоянии в единицу длины определяется перекрытием мод в отдельных каналах. Поэтому она зависит от расстояния между каналами S , длины взаимодействия L , а также от величины проникновения моды в пространство между каналами, характеризуемое коэффициентами ослабления p и q . В двухканальных ответвителях энергия излучения попеременно переходит из одного волновода в другой и обратно, если длина взаимодействия между волноводами является достаточно большой. Двухканальные ответвители позволяют осуществлять достаточно эффективный переход оптической энергии из одного волновода в другой даже на относительно небольшой длине взаимодействия между ними.

Для получения двухканальных ответвителей особую ценность представляют внедренные в подложку волноводы, которые находятся под ее поверхностью и имеют разницу в показателе преломления $\Delta n = 0,005$ относительно показателя преломления подложки. В этом случае экспоненциальные хвосты мод заходят на значительное расстояние в пространство между волноводами. Энергия оптических мод передается между двумя волноводами в зависимости от их длины.

Необходимо отметить, что существует разница между фазовыми зависимостями амплитуды поля в этих двух волноводах. Фаза в волноводе, в который поступает энергия, всегда отстает на 90° от фазы в волноводе, из которого берется энергия. Поэтому, в начале волновода (координата $Z=0$) фаза в волноводе «1» отстает на 90° от фазы в волноводе «0». Такое соотношение в отставании фазы продолжается при увеличении длины волновода Z так, что на расстоянии $z=L$, удовлетворяющем соотношению $(\gamma^*z) = \pi/2$, вся эта энергия будет передана в волновод «1». Затем, при $\pi/2 \leq (\gamma^*z) \leq \pi$ уже фаза в волноводе «0» будет отставать от фазы в волноводе «1», и т.д. В основе этого соотношения лежит поляризационный механизм передачи энергии от одного волновода к другому. Электромагнитное поле волновода, из которого передается энергия, вызывает поляризацию диэлектрического материала, которое находится в фазе и заходит в межволноводную область, что и определяется «хвостом» моды. Затем эта поляризация межмодового диэлектрического пространства приводит к генерации энергии в виде моды волновода, которому передается энергия. Поэтому генерация имеет место при опережении поляризации электрического поля в то время, как диссипация энергии (потери энергии) имеет место при от-

ставании поляризации от электрического поля. Именно поэтому происходит запаздывание электрического поля в волноводе, в который поступает энергия. Благодаря такому фазовому соотношению двухканальный элемент связи (ответвитель) является направленным. Нельзя передать энергию в обратную волну, распространяющуюся в таком волноводе в направлении $-Z$.

Приведем краткую теорию работы оптического двухканального ответвителя, основанную на теории связанных мод, предложенную и развитую Ярином [2,4,5]. Согласно этой теории, электрическое поле, распространяющейся по волноводу моды, дается выражением:

$$E(x, y, z) = A(z)E(x, y),$$

где: $A(z)$ - комплексная амплитуда включающая в себя фазовый множитель $\exp(i\beta z)$.

Множитель $E(x, y)$ является решением для распространения моды в одном волноводе, предполагая отсутствие другого волновода.

Циркулирующая в первом волноводе мощность может быть представлена в следующем виде:

$$P_1(z) = |A_1(z)|^2 = A_1(z)A_1^*(z)$$

Связь между модами задается следующими уравнениями для связанных мод:

$$\frac{dA_0(z)}{dz} = -i\beta_0 A_0(z) + \chi_{01} A_1(z)$$

$$\frac{dA_1(z)}{dz} = -i\beta_1 A_1(z) + \chi_{10} A_0(z)$$

Где: β_0 и β_1 – постоянные распространения мод в двух волноводах
 χ_{10} и χ_{01} - коэффициенты связи между модами.

Будем считать, что рассматриваемые нами волноводы совершенно идентичны и обладают экспоненциальным законом потерь:

$$\beta_0 = \beta_1 = \beta, \text{ а } \beta = \text{Re}(\beta) - i(\alpha/2)$$

$$\chi_{10} = \chi_{01} = -i\chi$$

Таким образом, уравнения связи можно переписать в следующем виде:

$$\frac{dA_0(z)}{dz} = -i\beta_0 A_0(z) + \chi A_1(z)$$

$$\frac{dA_1(z)}{dz} = -i\beta_1 A_1(z) + \chi A_0(z)$$

Введем граничные условия для нашей задачи:

$$A_0(0)=1, A_1(0)=0$$

То есть световой поток входит в волновод 0 в точке с координатой $Z=0$.

В этом случае решения уравнения будут описываться следующим формулами:

$$A_0(z) = \cos(\chi z) \exp(i\beta z)$$

$$A_1(z) = -i \sin(\chi z) \exp(i\beta z)$$

Таким образом, поток мощности переносимый в волноводах будет описан следующими уравнениями:

$$P_0(z) = A_0(z)A_0^*(z) = \cos^2(\chi z) \exp(-\alpha z)$$

$$P_1(z) = A_1(z)A_1^*(z) = \sin^2(\chi z) \exp(-\alpha z)$$

Анализируя полученные нами выше функции, можно заметить, что между волноводами энергия передается в прямой зависимости от длины волноводов.

Длина волновода L , необходимая для полной передачи энергии от донного канала в другой, дается соотношением:

$$L = (\pi/2\chi) + (m\pi/\chi), \text{ где: } m = 1, 2, 3, \dots \quad (40)$$

В реальном волноводе с потерями за счет процессов поглощения и рассеяния, происходящих в объеме планарного волновода величина β – комплексная величина. Следовательно, полная энергия, распространяющаяся в обоих волноводах, уменьшается по экспоненте, определяемой множителем

$$\exp(-\alpha * z) \quad (41)$$

Коэффициент связи χ сильно зависит от формы «хвостов» мод в волноводах. Для хорошо ограниченных мод, у которых область перекрытия «хвостов» вызывает малое возмущение основной формы мод, коэффициент связи χ может быть выражен следующим образом:

$$\chi = \frac{2h^2 q \exp(-qs)}{\left[\beta W (q^2 + h^2) \right]}, \quad (42)$$

где W – ширина канала,

s – расстояние между каналами

h и β – постоянные распространения волн в направлении y и z

q – коэффициент ослабления излучения в направлении y .

На практике достаточно трудно изготовить два абсолютно идентичных волновода. Если волноводы не имеют точно одинаковых толщины и ширины то фазовые скорости в них будут различны. Однако это не обязательно приведет к полному отсутствию связи между волноводами. Если разность $\Delta\beta$ фазовых постоянных невелика, то мощность распространяющаяся в двух волноводах может быть описана следующим образом:

$$P_0(z) = \cos^2(gz)e^{-az} + (\Delta\beta/2)^2(\sin^2(gz)e^{-az}/g^2) \quad (43)$$

и

$$P_1(z) = (x^2/g^2)\sin^2(gz)e^{-az}, \quad (44)$$

где:

$$g^2 = x^2 + (\Delta\beta/2)^2$$

Таким образом, видно, что при наличии $\Delta\beta$ фазовых постоянных, будет иметь место перекачка мощности между волноводами ответвителя, однако она будет лишь частичной, так как выражение (43) не превращается в 0 ни при каких значениях z .

ПРИМЕР РАСЧЕТА

Задача 1.

Модулятор на основе двухканального направленного ответвителя имеет следующие параметры: ширина канала $W = 5 \text{ мкм}$, расстояние между каналами $S = 0.5 \text{ мкм}$. Длина волны излучения 1.3 мкм . Материал волновода кремний, с $n = 3.5$.

Чему равен коэффициент связи между волноводами в ответвителе?

Решение:

Для решения поставленной задачи необходимо вычислить величину коэффициента χ по формуле (42). Значения параметров h и q , подставляемые в эту формулу вычисляются по следующим образом:

$$h = \sqrt{(n_2^2 k^2 - \beta^2)}$$
$$q = \sqrt{(\beta^2 - n_1^2 k^2)}$$

Задача 2.

Модулятор на основе двухканального направленного ответвителя имеет следующие параметры: ширина канала $W = 3 \text{ мкм}$, расстояние между каналами $S = 0.5 \text{ мкм}$. Длина волны излучения 1.3 мкм . Материал волновода кремний, с $n = 3.5$.

Найдите длину ответвителя L , необходимую для деления сигнала в два раза.

Решение:

Для решения поставленной задачи необходимо вычислить величину коэффициента χ по формуле (42). Значения параметров h и q , подставляемые в эту формулу вычисляются по следующим образом:

$$h = \sqrt{(n_2^2 k^2 - \beta^2)}$$
$$q = \sqrt{(\beta^2 - n_1^2 k^2)}$$

Далее используя вычисленное значение коэффициента связи χ рассчитываем длину ответвителя по формуле (40).

ПРАКТИЧЕСКОЕ ЗАДАНИЕ

1. Найдите изменение показателя преломления волновода, которое требуется для аннулирования полной перекачки энергии при использовании света с длиной волны $1,5 \text{ мкм}$ и длиной связи $L = 0,1 \text{ мм}$.

2. У двухканального направленного ответвителя $\chi = 4 \text{ (1/см)}$, $\alpha = 0,6 \text{ (1/см)}$, $\Delta\beta = 0$. Какую длину должен иметь ответвитель для получения деления мощность на 3 дб.

ИСПОЛЬЗУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. М. Барноски «Введение в интегральную оптику», М. Мир, - 1977.
2. Р. Хаспенджер «Интегральная оптика; теория и технологии», М. Мир, - 1985.
3. М. Тамир «Интегральная оптика» М. Мир, - 1980.
4. М.Адамс «Введение в теорию оптических волноводов», М. Мир, - 1984.
5. A.Yariv, H.Taylor (1974), Proc IEEE, 62, 1044.

Практическая работа № 7

Акустооптические элементы в интегральной оптике

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Научиться описывать физические процессы, происходящие в акустооптических элементах, созданных в интегрально-оптическом исполнении. Научиться рассчитывать акустооптические модуляторы и дефлекторы в интегрально-оптическом исполнении.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Планарные акустооптические ячейки в интегрально-оптическом исполнении и дискретные акустооптические ячейки.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ

1. Ознакомление с основными характеристиками .
2. Расчет основных типов модуляторов и дефлекторов.
3. Самостоятельный расчет акустооптической дискретной ячейки.
4. Самостоятельный расчет акустооптической планарной ячейки.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Дифракция света на поверхностных акустических волнах (ПАВ) схематически представлена на рисунке 15.

Тонкопленочные акустооптические ячейки имеют существенное преимущество перед объемными акустооптическими ячейками. Это обусловлено спецификой взаимодействия в интегрально-оптическом волноводе световых и акустических волн. Показатель преломления светозвукопровода планарной акустооптической ячейки больше показателя преломления материала подложки, поэтому свет в волноводе распространяется, испытывая полное внутреннее отражение на границах. Акустические поверхностные волны распространяются по поверхности подложки или в тонкой пленке светозвукопровода. Глубина проникновения акустических поверхностных волн по порядку величины соответствует длине акустических волн, распространяющихся в светозвукопроводе, что на частоте 100МГц составляет примерно 30 мкм (Рис. 16).

В этой связи вся энергия акустических поверхностных волн концентрируется в тонком слое толщиной, равной глубине проникновения, поэтому плотность акустической мощности оказывается очень высокой. Дисперсию акустических поверхностных волн можно варьировать, нанося между подложкой и светозвукопроводом или поверх светозвукопровода тонкие слои с различной скоростью звуковых волн. Высокая плотность акустической мощности и контролируемые дисперсии, как в случае аку-

стического, так и в случае оптического распространения обеспечивает эффективное взаимодействие световых и акустических волн.

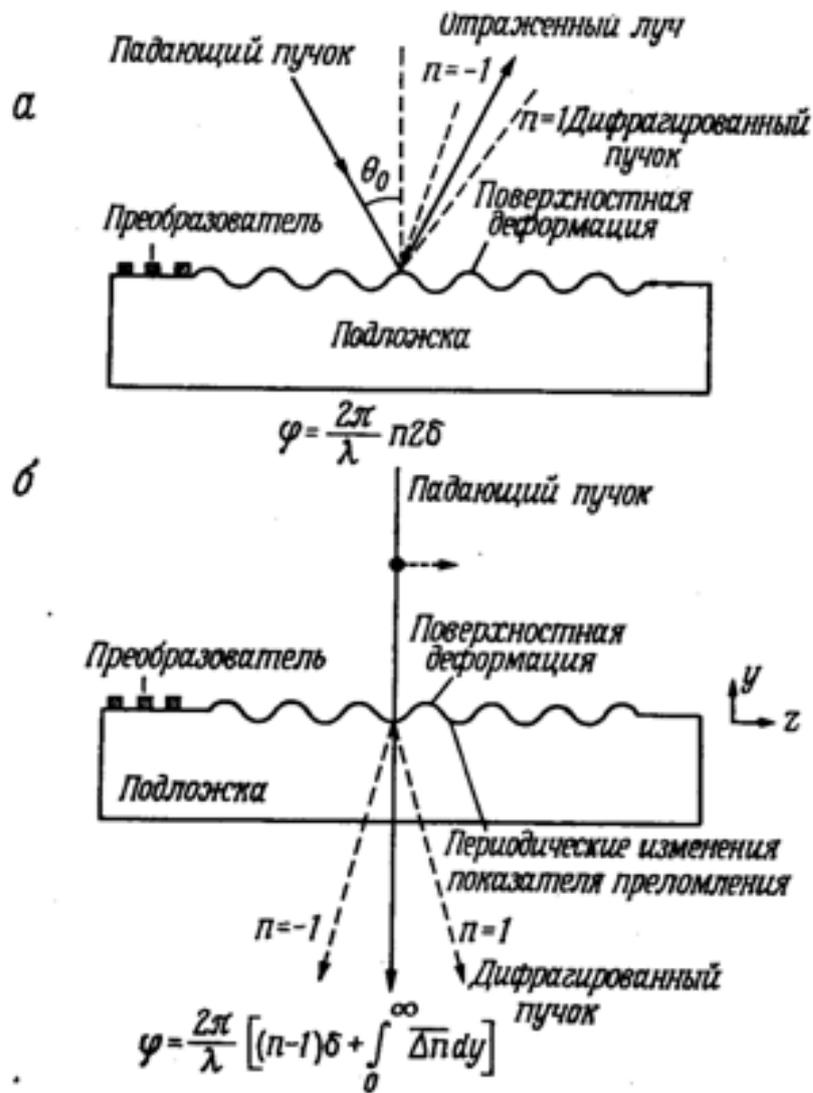


Рис. 15 Дифракция света на ПАВ: (а)- случай отраженного света, (б) – проходящий свет.

Дисперсионное уравнение для световых волн в светозвукопроводе можно записать в виде:

$$(\beta^2 - n_3 k_0^2) 2d + m\pi = \arctg \frac{\beta^2 - n_1 k_0^2}{n_2^2 k_0^2 - \beta^2} - \arctg \frac{\beta^2 - n_3 k_0^2}{n_2^2 k_0^2 - \beta^2} \quad (45)$$

Где: n_1, n_2, n_3 - показатели преломления областей над планарным волноводом, собственно планарного волновода и подложки, соответственно.

d – толщина планарного волновода.

$k_0 = (2\pi/\lambda_0)$ – волновой вектор в вакууме

Акустооптическое взаимодействие в тонких пленках, равно как и в объеме твердых тел, обусловлено, в основном, фотоупругим эффектом, который состоит в том, что акустические (упругие) волны вызывают изменение показателя преломления в той среде, где они распространяются. Такое очень малое изменение показателя преломления (не более 10^{-4}) может при-

водить к изменению фазы светового луча проходящего по деформированной среде. Рассмотрим далее подробнее фотоупругий эффект.

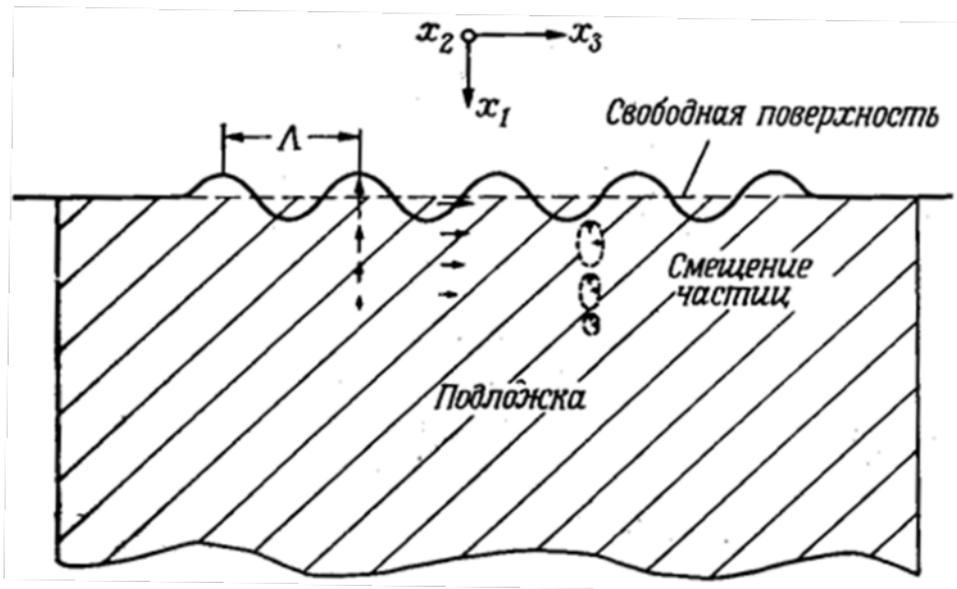


Рис 16 ПАВ (Рэлеевская волна) распространяющаяся по поверхности планарного волновода. Эллиптическая поляризация смещения частиц планарного волновода.

Фотоупругий эффект – это изменение оптических свойств твердых тел под действием упругой деформации. Оптические свойства твердого тела характеризуются индикатрисой. Индикатриса представляет собой эллипсоид волновых нормалей, коэффициенты которого равны компонентам тензора относительно диэлектрической проницаемости на оптических частотах. Пусть оси координат совпадают с главными диэлектрическими осями кристалла, тогда уравнение индикатрисы имеет вид:

$$B_{11}x_1^2 + B_{22}x_2^2 + B_{33}x_3^2 = 1, \quad (46)$$

где

$$B_{11} = (1/n_{ii})^2 = 1/\epsilon_{ii}; \quad i = 1, 2, 3, \dots$$

При упругой деформации величина изменения компоненты тензора диэлектрической проницаемости связана с тензором упругих деформаций следующим соотношением:

$$\Delta B_{ij} = P_{ijkl} \cdot S_{kl} \quad (47)$$

где P_{ijkl} - тензор фотоупругости, а

$$S_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_k}{\partial x_l} + \frac{\partial U_l}{\partial x_k} \right) \quad (48)$$

причем U_k - компонента смещения частиц. Изменение показателя преломления Δn_{ii} и диэлектрической проницаемости $\Delta \epsilon_{ii}$ может быть выражено следующим образом:

$$\Delta n_{ii} = -\frac{1}{2} n^3 P_{mn} S_n \quad (49)$$

$$\Delta \epsilon_m = -\epsilon^2 P_{mn} S_n \quad (50)$$

Индикатриса – это способ геометрического представления оптических свойств твердого тела. Фотоупругий эффект будем рассматривать как малое изменение формы, размера или ориентации индикатрисы.

Возможны два типа дифракции света на акустических волнах. Один тип дифракции – дифракция Рамана-Ната – это дифракция на фазовой акустической решетке.

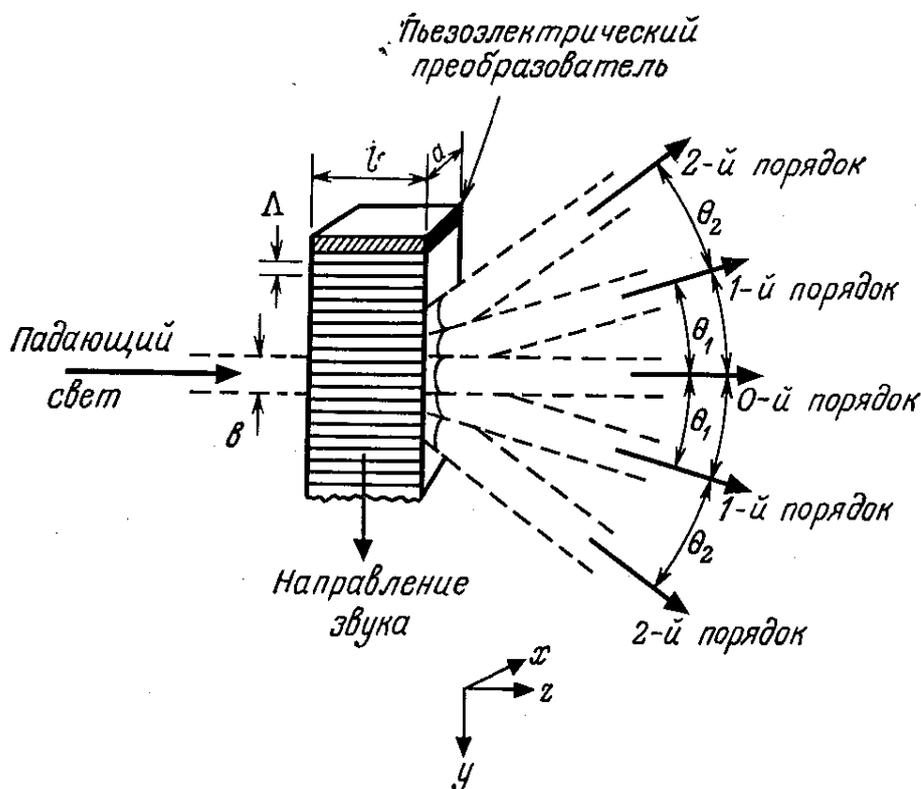


Рис. 17 Вид акустооптической дифракции Рамана-Ната.

Рассмотрим подробно механизм дифракции Рамана – Ната. В приложении к акустооптическим устройствам дифракция такого типа происходит при взаимодействии поверхностных акустических волн (ПАВ) со световыми волнами или, в случае объемных акустических волн, происходит взаимодействие со светом при условии ограничения объемных волн тонким слоем. Пучок акустических волн вызывает периодические изменения показателя преломления в тонкой пленке или в тонком слое в твердом теле. Когда падающая плоская световая волна проходит через светозвукопровод, то за счет периодического изменения показателя преломления среды волновой фронт на выходе оказывается промодулированным по фазе.

Гофрированный волновой фронт дает в результате взаимодействия со световыми волнами большое число интерференционных максимумов в дальней зоне поля, причем угол для максимума m -го порядка определяется выражением:

$$\sin \Theta_m = \sin \Theta_0 + m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (m = \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (51)$$

где Θ_0 – угол падения. Интенсивность интерференционного максимума n -го порядка дается соотношением:

$$\frac{I_m}{I_0} = J_m^2(v), \quad (52)$$

где $J_m(v)$ - функция Бесселя с аргументом $v = (2\pi\Delta W) / (\lambda_0 n_0)$. Такую дифракцию называют дифракцией Рамана-Ната.

Бегущая ПАВ (Релеевская акустическая волна) в случае дифракции Рамана-Ната вызывает поверхностную деформацию и периодическое изменение показателя преломления внутри поверхностного слоя толщиной порядка длины волны. То и другое обстоятельство эквивалентно фазовой решетке для падающего света, который разлагает падающий пучок на большое число боковых порядков.

Угол дифракции определяется уравнением:

$$\sin \Theta_m = \sin \Theta_0 + m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (m = \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (53)$$

В случае отражения дифракция света обусловлена только поверхностной деформацией светозвукопровода.

Интенсивность максимума определяется уравнением:

$$\frac{I_m}{I_0} = J_m^2(v), \text{ с } v = (4\pi\sigma_0/\lambda), \quad (54)$$

где σ_0 -удвоенная амплитуда поверхностного гофра.

В случае прохождения света через светозвукопровод (случай б на рисунке 15) дифракция обусловлена как поверхностной деформацией, так и периодическим изменением показателя преломления внутри поверхностного слоя. В этом случае аргумент функции Бесселя примет вид:

$$v = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left[(n-1)\delta_0 + \int_0^{\infty} \Delta n dx \right] \quad (55)$$

Другой тип дифракции – дифракция Брэгга.

Брэгговская дифракция света акустических волнах

Вид акустооптической Брэгговской дифракции представлен на рисунке 18. При увеличении ширины акустического пучка W или при повышении частоты звука над фазовой модуляцией дифрагированного света начинает преобладать амплитудная модуляция, которая обусловлена интерференцией света, отраженного от неоднородностей показателя преломления, создаваемых акустическими волнами. Условия Брэгговской дифракции света имеет вид неравенства:

$$Q = \frac{2\pi\lambda W}{\Lambda^2} > 1 \quad (56)$$

где: λ и Λ - длина оптической и акустической длины волны в светозвукопроводе;

W – ширина акустического пучка.

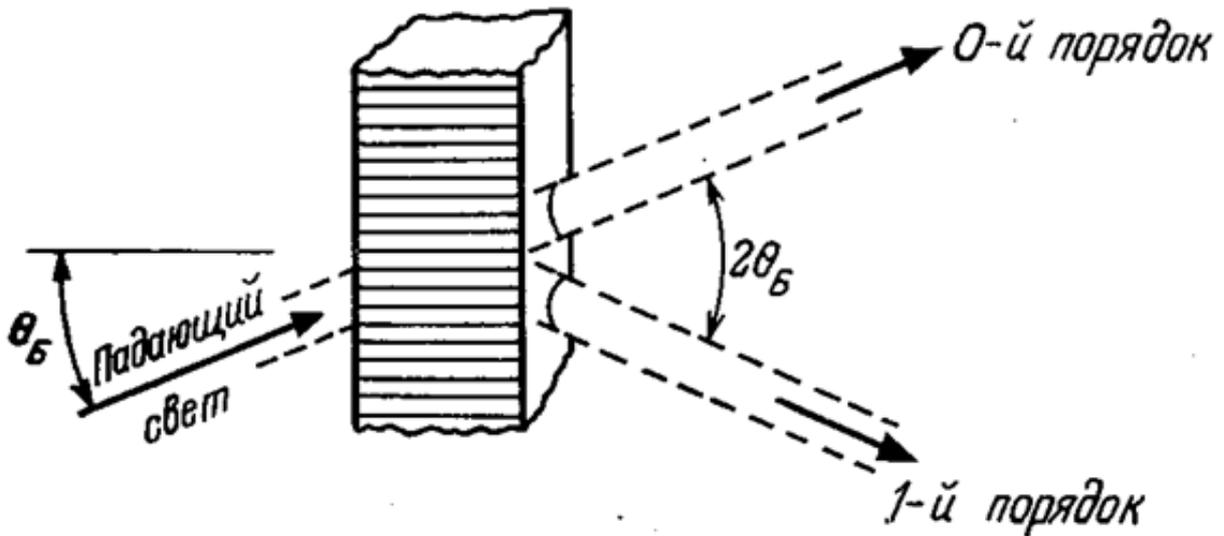


Рис. 18 Вид акустооптической Брэгговской дифракции.

Величину Q можно рассматривать как число акустических волновых фронтов в акустическом пучке шириной W , пересекаемых световым пучком, падающим под углом Θ . Угол Θ определяется равенством:

$$\sin \Theta = (\lambda/2\Lambda) \quad (57)$$

Для Брэгговской дифракции величина Q должна быть больше 1, так, чтобы к дифрагированному пучку мог добавляться свет, отраженный от каждого волнового фронта.

Дифракция Рамана-Ната, в которой существенна только фазовая модуляция падающего пучка соответствует величине Q много меньше 1.

Рассмотрим подробнее вопрос об величине эффективности дифракции на акустических волнах. Эффективность дифракции это величина, численно равная отношению интенсивности дифрагированного пучка света к интенсивности падающего света. В изотропной среде эффективность дифракции на ПАВ может быть представлена в виде:

$$\frac{I_d}{I_0} = \sin^2 \left[\frac{\pi \cos \theta}{\lambda_0} L \sqrt{\frac{M}{2}} P_{акус} F^2 \right] \quad (58)$$

где: $P_{акус} = \frac{\rho c^3 S^2}{2}$ - плотность акустической мощности от деформации S , плотности материала ρ и скорости звука c ;

$$M = \frac{n^6 p^2}{\rho v^2}$$

$$F = \frac{\int_0^{\infty} UVU^* dx}{\int_0^{\infty} |U|^2 dx} - \text{интеграл перекрытия, принимающий значения от 0 до 1,}$$

Для световой (ТЕ) волны с распределением поля:

$$E(x) = \frac{AU(x)}{2} \exp(j[\varpi_{св} t - kx]) \quad (59)$$

Для акустической волны с распределением поля:

$$S = \frac{BV(x)}{2} \exp(j(\varpi_{акус} t - k_{акус} x)) \quad (60)$$

Дифракция света на акустических поверхностных волнах представлена на рисунке 19.

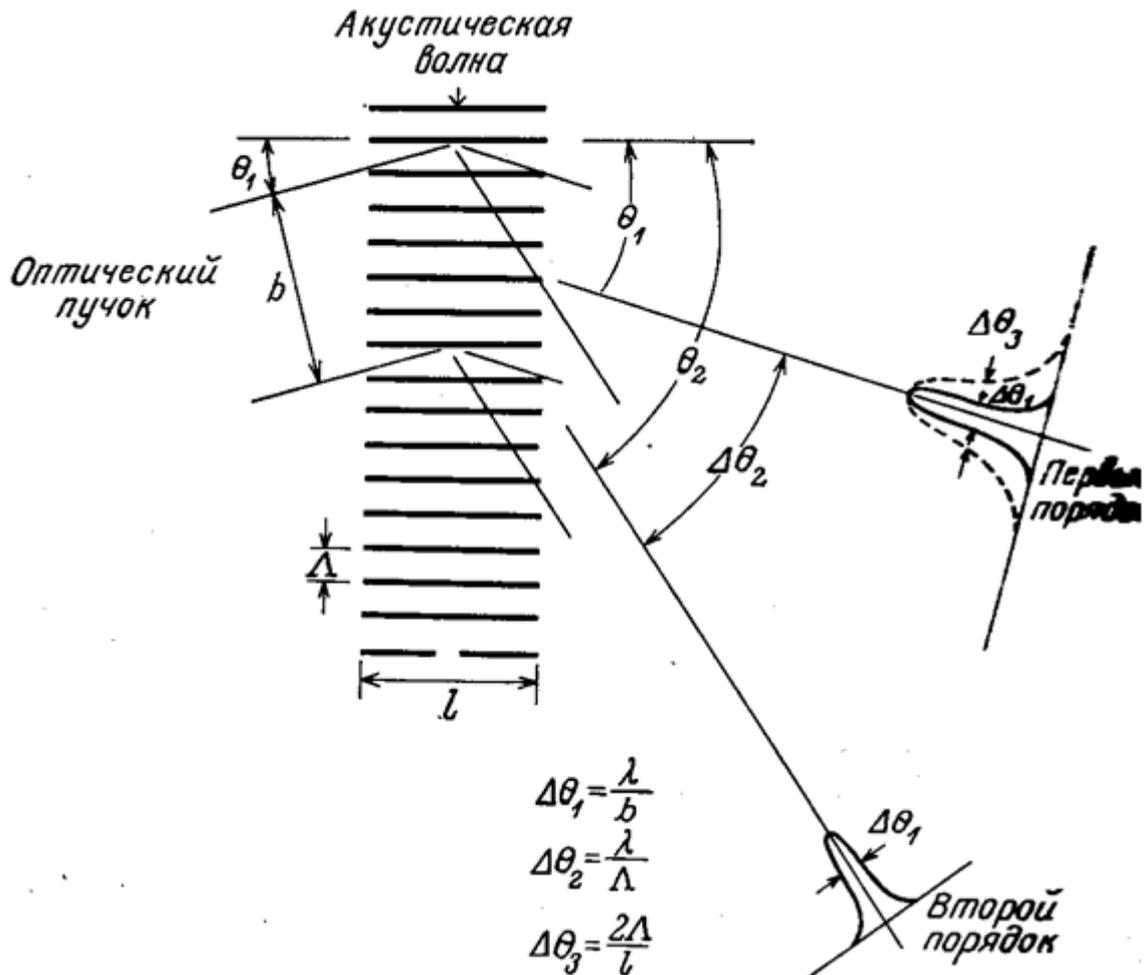


Рис. 19 Дифракционная картина оптического пучка на ПАВ.

Для расчетов акустооптических устройств в тонкопленочном исполнении, в случае коллинеарного взаимодействия светового и акустического пучков необходимо решать следующую систему уравнений. Пространственное распределение (ТЕ-моды) световой волны в ассиметричном волноводе задается в виде:

$$U_m(x_1) = \begin{cases} \sin(h_m d \exp(-p_m [x_1 - d])), & \text{при } x_1 \geq d \\ \sin(h_m x_1), & \text{при } 0 \leq x_1 \leq d \end{cases}, \quad m=1,3 \quad (61)$$

$$p_m d = -h_m d [\text{ctg}(h_m d)] \quad (62)$$

$$(p_m d)^2 + (h_m d)^2 = (n^2 - 1)[k_0 d]^2 \quad (63)$$

$$k_m^2 = k_0^2 + p_m^2 = n^2 k_0^2 - h_m^2 \quad (64)$$

Так как толщина пленки в планарном волноводе мала по сравнению с длиной акустической волны, то считаем, что амплитуда акустической волны постоянна по всей толщине планарного оптического волновода: $V_{\text{акус}}(x)=1$. Вне волновода акустической волны нет. Эффективность дифракции максимальна, когда угол падения светового пучка шириной W равен углу Брэгга:

$$\theta_{\text{БР}} = \arcsin\left(\frac{\lambda}{2\Lambda}\right), \quad (65)$$

где λ - длина волны волноводной моды

Эффективность дифракции имеет вид:

$$\frac{I_d}{I_0} = \sin^2 \sqrt{\left(\left[\frac{W\pi \cos \theta}{\lambda_0}\right]^2 \frac{M}{2} P_{\text{акус}} F^2\right)}, \quad (66)$$

где F - интеграл перекрытия

$$P_{\text{акус}} = \frac{P_0}{WH} \quad (67)$$

В общем случае, для случая тонкопленочного волновода с распространяющейся ПАВ необходимая акустическая мощность для достижения максимальной эффективности дифракции:

$$P_0 = \frac{\lambda_0^2}{2M} \frac{H}{W} \quad (68)$$

В случае рассмотрения светозвукопровода имеющего одну волноводную моду, ширина полосы может быть представлена в виде выражений:

$$\Delta\theta = \frac{2n\Lambda}{W} \quad (69)$$

Что соответствует перестройке акустической частоты в пределах:

$$\Delta f = \frac{2nv\Lambda}{\lambda_0 W} \quad (70)$$

Тогда число N разрешимых «пятен» на дифракционной картине равно:

$$N = \frac{2nD}{\lambda_0} \frac{\lambda}{W} = \frac{D}{v} \Delta f \quad (71)$$

ПРИМЕР РАСЧЕТОВ

Задача 1.

Рассчитаем акустооптическую ячейку, используемую в качестве модулятора, в дискретном исполнении. Схема Брэгговского дефлектора показана на рис. 18.

Решение:

Исходными параметрами являются размеры активной среды: $L=h=0,5$ мм. Применяется эллиптический световой пучок, имеющий в направлении распространения звуковой волны размер $b=D=2,5$ мм. Длина световой волны $1,15$ мкм. центральная частота акустических волн 200 МГц. Скорость звука $22,5$ м/с. Показатель преломления $m=2,89$. Плотность равна $46,4$ кг/м³. Коэффициент акустооптической эффективности $M_2=10,9 \times 10^{-15}$ сек³/кг. Определить: рабочую полосу частот, максимальную скорость переключения, время прохождения акустической волной светового пучка, число элементов разрешения, частоту сканирования, уровень потока звуковой энергии, необходимой для отклонения звукового потока.

1. Из условий обеспечения выполнения явления Брэгга определяем рабочую полосу частот:

$$\Delta f_{\text{ак}} = \frac{2v_{\text{ак}}^2 n_0}{f_{\text{ак0}} \lambda L}$$

2. Находим максимальную скорость переключения оптического луча:

$$f = \frac{v_{\text{ак}}}{D_{\text{ак}}}$$

3. Найдем время прохождения световой волной акустического пучка:

$$t_{\text{д}} = \frac{D_{\text{вх}}}{v_{\text{ак}}} = \frac{2,5 \cdot 10^{-2}}{2450} \approx 1 \cdot 10^{-6} \text{ с} = 1 \text{ мкс}$$

4. Определяем разрешающую способность дефлектора:

$$N = \Delta f_{\text{ак}} t_{\text{д}}$$

5. Находим величину потока звуковой энергии, при котором отклоняется весь световой поток:

$$P_{\text{ак}} = \frac{\Delta \Phi^2 \lambda^2}{2\pi^2 M_2}$$

6. Определим потери за счет ослабления потока звуковой энергии в светозвукопроводе, в средней точке апертуры светового пучка:

$$a'_{\text{ак}} = a_{\text{ак}} D/2$$

7. Рассчитаем требуемый поток звуковой энергии, необходимый для отклонения всего звукового пучка, находим из $\lg (P_{\text{ак}} \text{ треб} / P_{\text{ак}}) = 0,057\text{Б}$, откуда:

$$P_{\text{ак}} \text{ треб} = P_{\text{ак}} * 1,14 = 0,207 + 1,14 = 0,236 \text{ Вт.}$$

ПРАКТИЧЕСКОЕ ЗАДАНИЕ

1. Рассчитайте акустооптическую ячейку для Брэгговского дефлектора из α -кварца и из парателлурита. Сравните между собой полученные геометрические размеры ячеек и требуемую акустическую мощность.

2. Светозвукопровод изготовлен из α -кварца(y -срез) с показателем преломления $n=1.54$. Толщина светозвукопровода равна 1.6мкм. Частота ПАВ равна 191 МГц. Рассчитайте величину эффективности дифракции от акустической мощности.

ИСПОЛЬЗУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. М. Барноски «Введение в интегральную оптику», М.Мир, - 1977.
2. Р. Хаспенджер «Интегральная оптика; теория и технологии», М. Мир, - 1985.
3. М. Тамир «Интегральная оптика » М. Мир, - 1980.

Практическая работа № 8. Электрооптические элементы интегральной оптики

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Научиться описывать физические процессы, происходящие в электрооптических элементах, созданных в интегрально-оптическом исполнении. Научиться рассчитывать электрооптические модуляторы в интегрально-оптическом исполнении.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Планарные электрооптические ячейки в интегрально-оптическом исполнении и дискретные электрооптические ячейки.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ

1. Ознакомление с основными характеристиками электрооптических модуляторов .
2. Расчет основных типов электрооптических модуляторов.
3. Самостоятельный расчет электрооптической дискретной ячейки.
4. Самостоятельный расчет электрооптической планарной ячейки.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Теория функционирования

Как известно из курсов физики твердого тела и основ волноводной оптики два расположенных рядом волновода могут быть использованы как единый волноводный ответвитель, в котором оптическая энергия передается из одного волновода в другой. Подобный двухканальный ответвитель можно преобразовать в электрооптический модулятор, путем нанесения двух электродов и слоя электрооптического материала.

Внешний вид двухканального электрооптического модулятора приведен на рисунке 20.

Если к электродам двухканального модулятора приложить напряжение, то это приводит к небольшому изменению в значениях показателя преломления материала под электродами в волноводах, что обуславливает разницу в значениях постоянных распространения $\Delta\beta$. Основываясь на теории связанных мод и учитывая следующие граничные условия:

$$A_0(0)=1, A_1(0)=0$$

приведем уравнения связи:

$$\frac{dA_0(z)}{dz} = -i\beta_0 A_0(z) - i\chi A_1(z) \quad (72)$$

$$\frac{dA_1(z)}{dz} = -i\beta_1 A_1(z) - i\chi A_0(z) \quad (73)$$

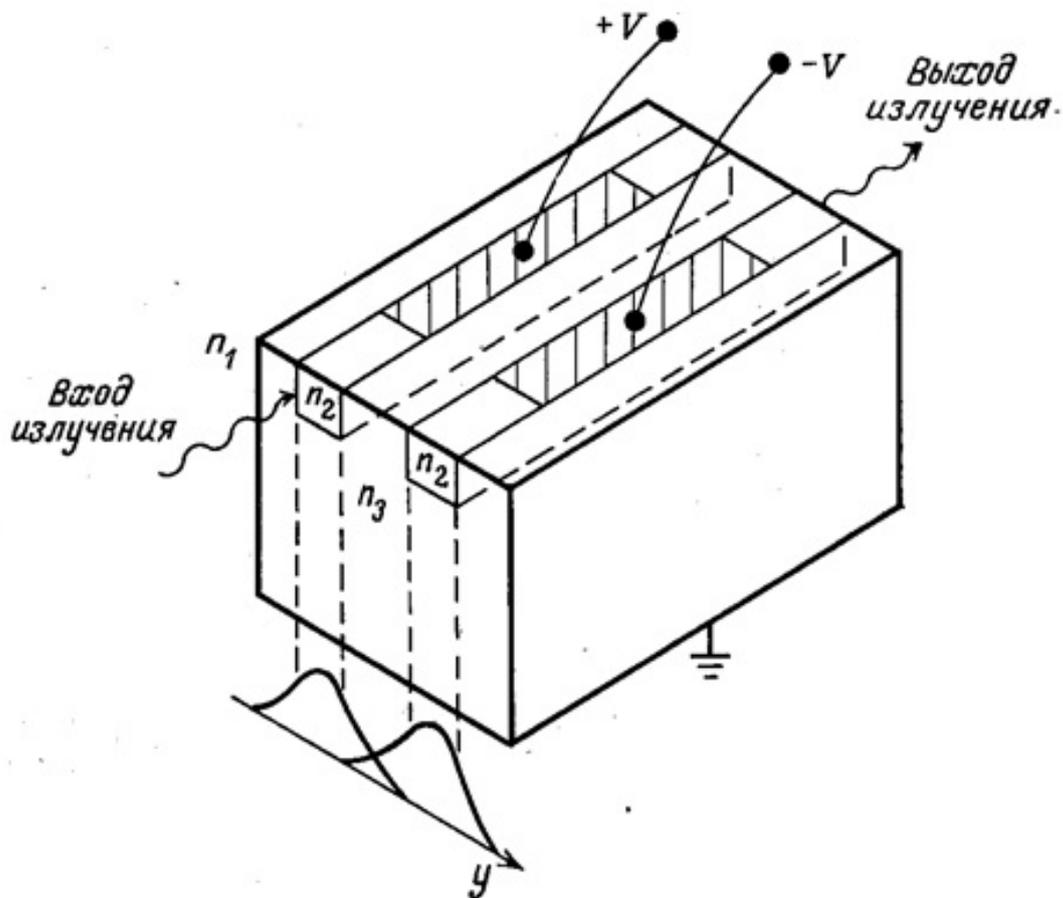


Рис. 20 Основная структура электрооптического модулятора.

Решение этой системы уравнений будет иметь следующий вид:

$$A_0(z) = \left[\cos(gz) - i \left(\frac{\Delta\beta}{2g} \right) \sin(gz) \right] \exp \left[-i \left(\beta_0 - \frac{\Delta\beta}{2} \right) z \right] \quad (74)$$

$$A_1(z) = \left[-i \left(\frac{\chi}{g} \right) \sin(gz) \right] \exp \left[-i \left(\beta_1 - \frac{\Delta\beta}{2} \right) z \right] \quad (75)$$

где: $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_0$,

$$g^2 = \chi^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2} \right)^2 \quad (76)$$

Таким образом, в волноводах, при наличии небольшого фазового рассогласования передаваемый поток мощности будет задаваться следующим выражением:

$$P_1(z) = \left(\frac{\chi^2}{g^2} \right) \sin^2(gz) \exp(-\alpha z) \quad (77)$$

где α - коэффициент оптических потерь в волноводе (т.е. коэф. поглощения)

В этой связи условие перекачки оптической мощности при приложении нулевого напряжения между электродами задается следующим выражением:

$$\chi L = \left(\frac{\pi}{2}\right) + m\pi, m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (78)$$

При подаче напряжения на электроды, в волноводах создается $\Delta\beta$, приводящая к исчезновению связи между волноводами: $P_1(L)=0$ и $P_0(L)=1$.

Условие аннулирования связи между волноводами выражается формулой:

$$gL = \pi + m\pi \quad (79)$$

где g определяется формулой (76).

Для 100% модуляции необходимо выполнение следующего условия:

$$\Delta\beta L = \sqrt{3}\pi \quad (80)$$

$$n_g = \frac{\beta}{k} \quad (81)$$

Таким образом для достижения 100% модуляции необходимо изменение эффективного показателя преломления в волноводе на следующее значение:

$$\Delta n_g = \sqrt{3} \frac{\pi}{kL} \quad (82)$$

Для электрооптических материалов изменение показателя преломления, вызванное приложением электрического поля (для ТЕ-волны, поляризованной в направлении оси y) будет выражаться следующим соотношением:

$$\Delta n_{y0} = \frac{n_2^3 r_{41} V}{2t_g} \quad (83)$$

Изменение фазы вызываемое приложением электрического поля можно определить из следующего соотношения:

$$\Delta\varphi = \left(\frac{\pi}{\lambda_0}\right) n_2^3 r_{41} \left[\frac{VL}{t_g} \right] \quad (84)$$

Рабочие характеристики двухканальных модуляторов

Быстродействие электрооптических модуляторов обусловлено значениями ограничивающих электронных емкостей. Двухканальный модулятор на основе волноводов с наложенными на них электродами позволяет достичь 95% переключение на длине волны 1,06 мкм с максимальным коэффициентом ослабления, равным 13 дБ (Рис. 21,22). В этом случае ширина волноводов составляла 6 мкм, а зазор между волноводами и электродами составлял 7 мкм. Величина переключающего напряжения была равна 35 В. Трудности, присущие двух- и трехэлектронным модуляторам, рассмотренным ранее, заключается в жестких требованиях к подбору длины взаимодействия L для достижения максимальной связи при отсутствии внешнего напряжения. Состояние «включено» в переключателях такого типа, к сожалению, нельзя настраивать.

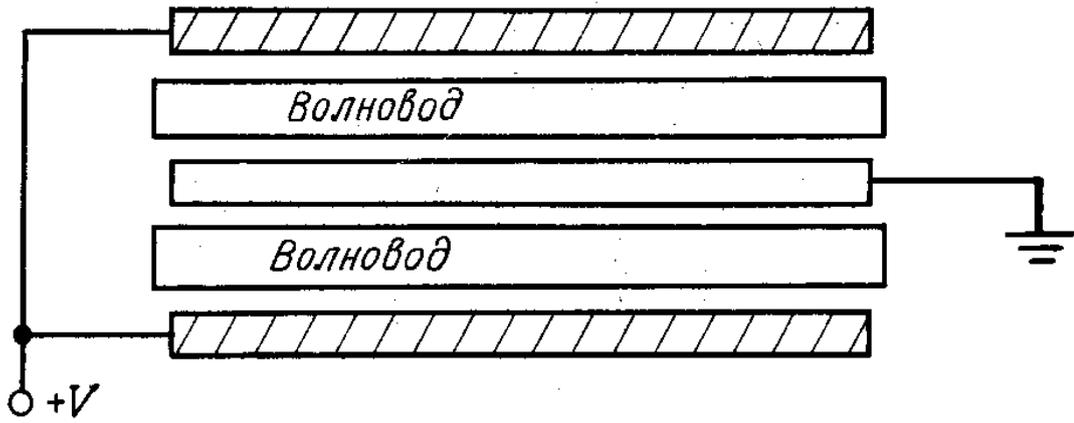


Рис. 21 Схема двухканального модулятора с тремя электродами.

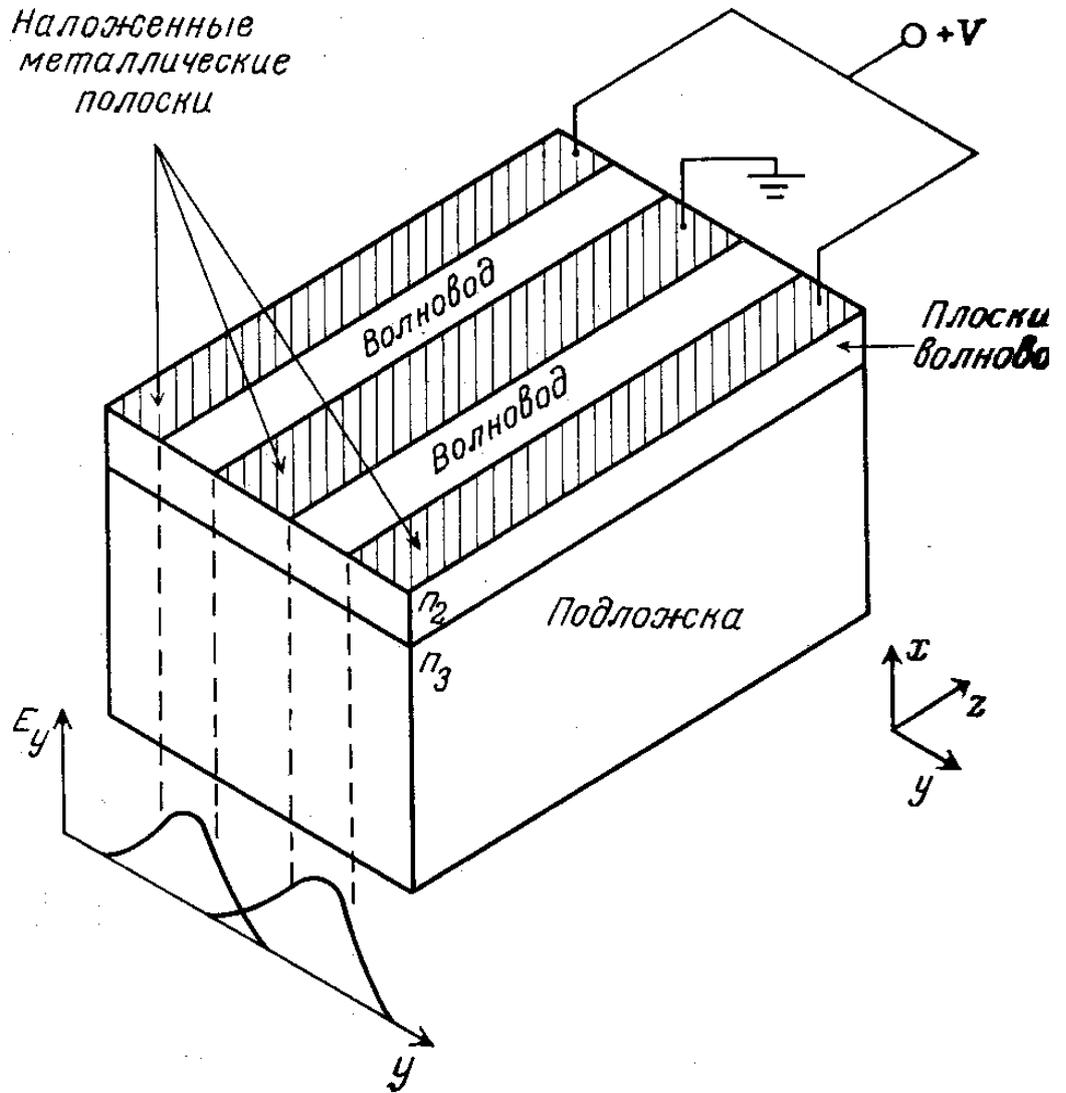


Рис. 22 Двухканальный модулятор (трехэлектродный) с наложенными электродами.

Схема двухканального модулятора с «разрезанными» (разнесенными) электродами позволяет осуществить электрическую настройку состояний «включено» и «выключено». Схема такого типа модулятора приведена на рисунке 23.

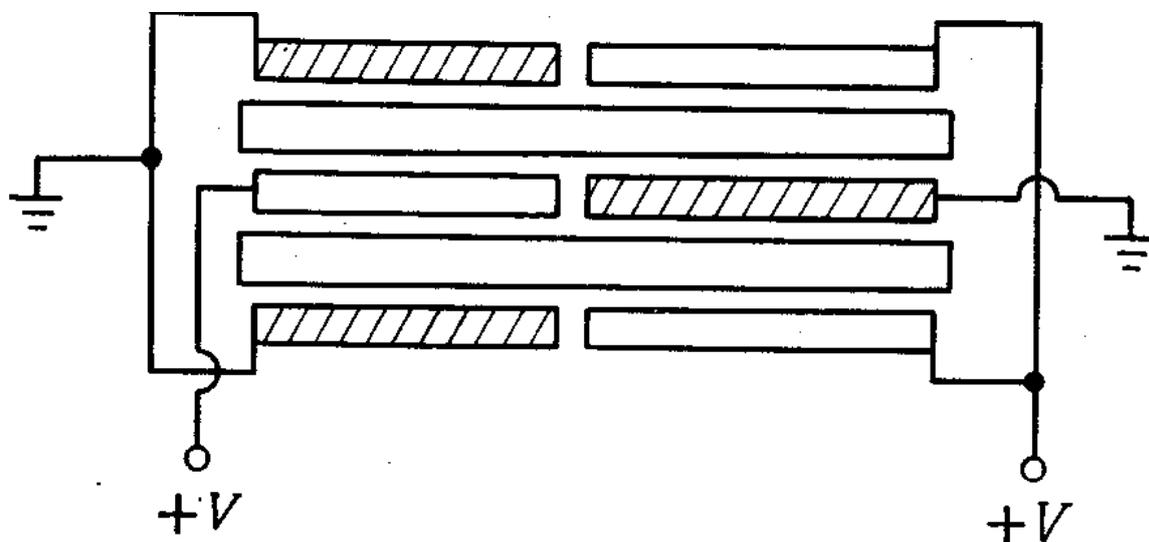


Рис. 23 Схема двухканального модулятора с «разрезанными» электродами.

Основная идея работы такого модулятора заключается в следующем: Прикладывая полярность напряжения к различным областям, создаются две области, у которых $\Delta\beta$ одинаковы по величине, но противоположны по знаку. Такой прием разделения модулятора на секции с чередующимися $\Delta\beta$ дает возможность осуществить полное переключение света из одного волновода в другой электрической настройкой включенного и выключенного состояния, пока выполняется соотношение:

$$\frac{L_{\text{мод}}}{L_{\text{эфф}}} > 1 \quad (85)$$

где $L_{\text{мод}}$ – полная длина модулятора, а $L_{\text{эфф}}$ – длина взаимодействия.

Так как по своей природе электрооптический тензор анизотропен, то электрооптические модуляторы чувствительны к виду поляризации световых волн. Поэтому при использовании электрооптических модуляторов в сочетании с волоконно-оптическими волноводами чувствительность к поляризации у модуляторов становится серьезной проблемой. Например, линейно-поляризованный свет, вводимый в круглое одномодовое волокно, преобразуется в эллиптически поляризованный свет, который возбуждает обе ТЕ и ТМ-моды в планарном волноводе оптической интегральной схемы.

Конфигурация электродов, приведенных на рисунке 24, позволяет создать шаговое реверсивное изменение $\Delta\beta$, что позволяет создать модулятор, не чувствительный к поляризации.

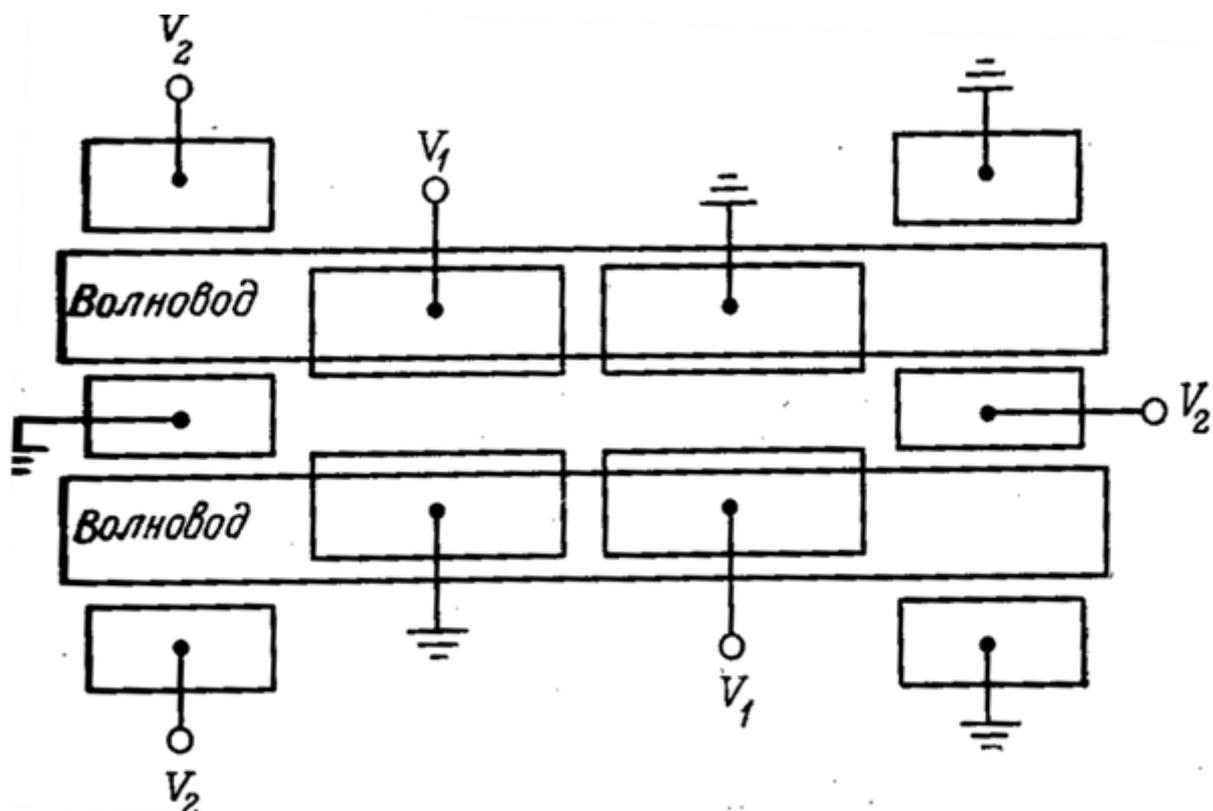


Рис. 24 Схема расположения электродов в модуляторе нечувствительном к поляризации излучения.

Электрооптические модуляторы на интерферометре Маха-Цендера

Если ранее в рассматриваемых нами двухканальных модуляторах использовался синхронизированный переход оптической энергии за счет перекрытия «хвостов» мод, то сейчас нами будет рассмотрен новый класс модуляторов, основанный на схеме интерферометра Маха-Цендера. В волноводном варианте интерферометра Маха-Цендера интерференция происходит между фазово-когерентными световыми потоками, проходящими разными оптическими путями (Рис. 25).

В модулятор поток света входит через одномодовый волновод, Y – разделитель пучка света делит свет, который распространяется по волноводам A и B соответственно. При подаче напряжения на направляющие электроды изменяются эффективные электрические пути света. В идеально созданном модуляторе такого типа оптические пути и характеристики волноводов идентичны, поэтому в отсутствии приложенного напряжения, пучки света A и B объединяются с помощью Y – разветвителя в выходной волновод и еще раз образуют моду наиминизшего порядка. При приложении напряжения для достижения разности фаз π рад между двумя плечами модулятора результирующее оптическое поле при объединении пучков будет иметь нулевое значение в центре выходного волновода, что соответствует моде первого порядка. Так как для входного и выходного планарного вол-

новода используется одномодовый волновод, то мода первого порядка быстро затухает за счет излучения в подложку, то есть отсекается. В качестве примера эффективности работы такого волновода можно сказать, что при подаче напряжения в 25В на подложке из ZnSe и использовании диффузионных волноводов, работающих на длине 650 нм было получено в состоянии «включено» 60% пропускание, а в состоянии «выключено» - 1% пропускание.

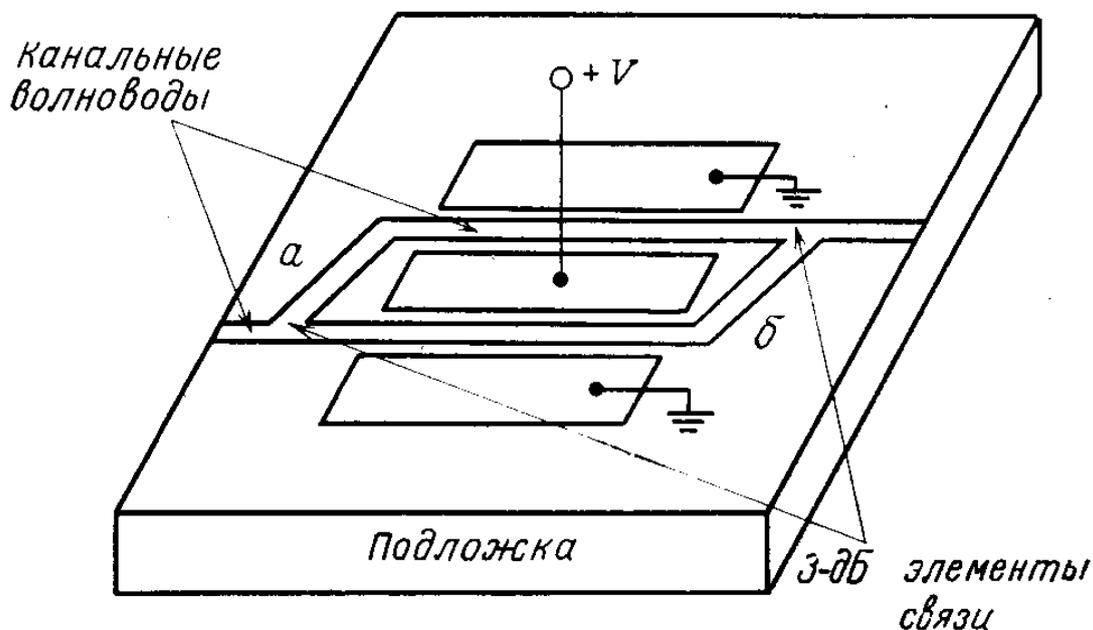


Рис. 25 Электрооптический модулятор на интерферометре Маха-Цендера.

Главная проблема всех модуляторов на основе интерферометра Маха-Цендера состоит в том, что даже незначительные изменения параметров, получающиеся при практическом изготовлении, приводят к созданию устройства, в котором при нулевом управляющем напряжении нет включенного состояния.

Электрооптические модуляторы на явлении дифракции и отражения

Далее рассмотрим электрооптическое управление оптическим лучом на основе отражения или дифракции каналируемого света.

Модуляторы на дифракции Брэгга

Работа дифракционных модуляторов базируется на эффекте Брэгга, заключающегося во взаимодействии света с решеткой оптических неоднородностей. Типовая схема модулятора представлена на рисунке 26.

Модулятор состоит из пары встречно-штыревых электродов (ВШЭ), подобных двум гребенкам, вставленных друг в друга.

Напряжение, подаваемое на встречно-штыревые электроды, изменяет показатели преломления в материале под электродами. Иными словами, в волноводе при приложении электрического поля, формируется оптическая решетка из неоднородностей.

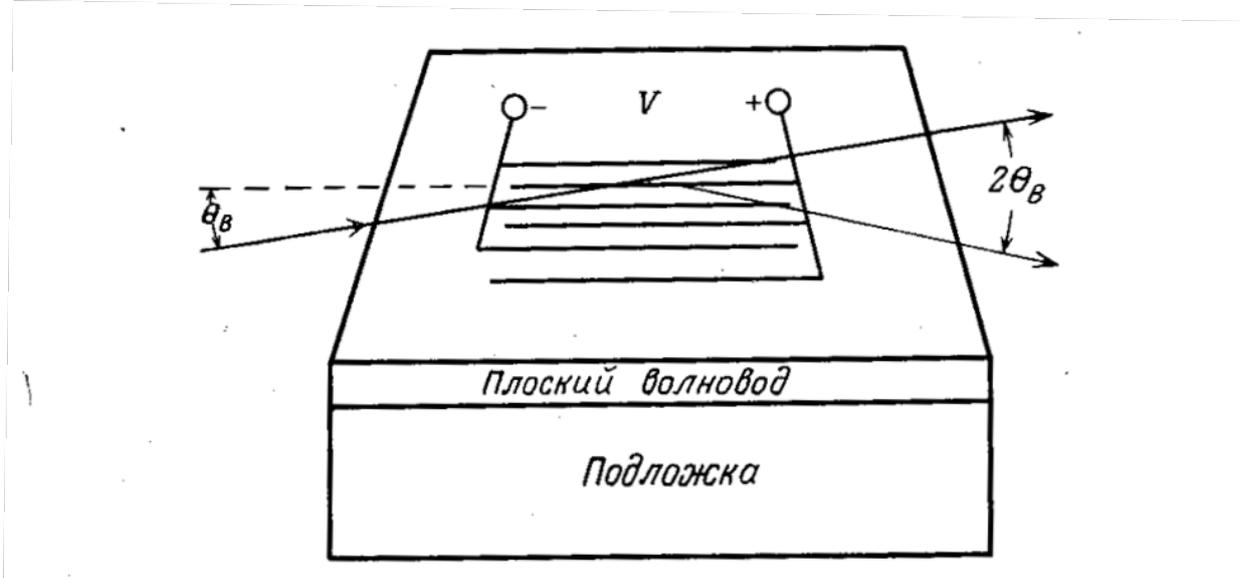


Рис. 26 Электрооптический модулятор на эффекте дифракции Брэгга.

Эта решетка влияет на направление распространения светового пучка подобно классической дифракционной решетке. Если направление пучка света в волноводе выбрано таким образом, что он падает на штрихи этой решетки под углом Брэгга, то после прохождения решеточной структуры световой пучок отклоняется (дифрагирует) на двойной угол Брэгга по отношению к входному пучку. Угол Брэгга задается соотношением:

$$\sin \Theta_B = \frac{\lambda_0}{2\Lambda n_g} \quad (86)$$

где Λ – период решетки, а n_g – эффективный показатель преломления волновода. Вывод представленного выражения основан на предположении толстой решетки:

$$2\pi\lambda_0 L \gg \Lambda^2 \quad (87)$$

Если входной пучок света падает на решетку неоднородностей под углом, отличным от угла Брэгга, то свет все равно испытывает дифракцию в пределах угла $\Delta\theta_B$, но с меньшей эффективностью. Диапазон изменения угла $\Delta\theta_B$ при 50% уменьшении эффективности дифракции определяется соотношением:

$$\Delta\Theta_B = \frac{2\Lambda}{L} \quad (88)$$

Интенсивность дифрагированного излучения прямо пропорциональна приложенному напряжению и определяется следующим соотношением:

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 VB \quad (89)$$

где I – интенсивность дифрагирующего света при наличии приложенного напряжения,

I_0 – интенсивность прошедшего света при $V=0$,

B – постоянная, зависящая от показателя преломления волновода и выбранного элемента электрического тензора.

Модуляторы на эффекте полного внутреннего отражения

Линейный электрооптический эффект (эффект Погкельса) можно использовать для уменьшения показателя преломления волноводного слоя. В результате чего можно добиться возникновения условия полного внутреннего отражения пучка света. Модулятор такого типа представлен на рисунке 27.

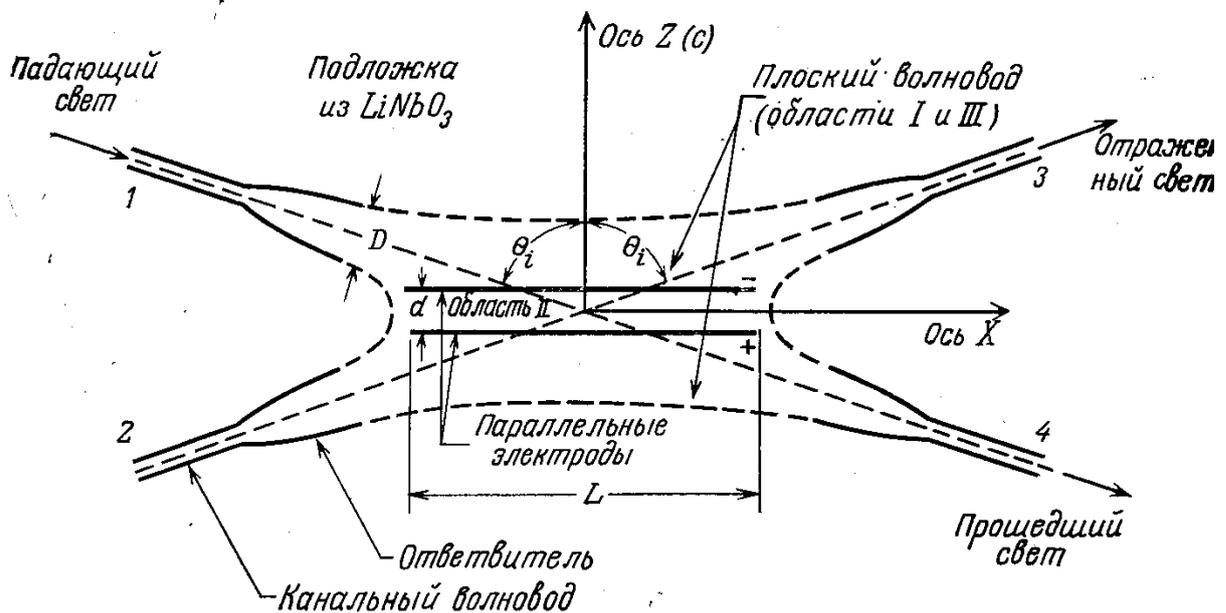


Рис. 27 Схема электрооптического модулятора на эффекте ПВО.

Устройство состоит из четырех расширяющихся канальных волноводов, которые образуют входы и выходы модуляторов на основе плоского волновода. Такой модулятор содержит область, показатель преломления которой можно изменять за счет приложения внешнего электрического поля. В том случае, когда внешнее электрическое поле не приложено к структуре, пучок света, входящий через Вход 1 или Вход 2, не испытывая преломления, будет свободно проходить через Выход 4. Если рассматриваемая структура тщательно изготовлена с наименьшими погрешностями, то благодаря этому будут сведены к минимуму как рассеяние света, так и преобразование мод, вследствие чего на Выходе 3 будет наблюдаться крайне слабое перекрестное действие. В том случае, когда на структуру будет подано внешнее электрическое поле, которое приведет к уменьшению значения показателя преломления в области между двумя электродами и внутри прибора, возникают границы между областями с разными по-

казателями преломления. В этой связи входное излучение может испытывать полное внутреннее отражение на границе раздела, если угол падения больше критического угла, что вызовет частичное или полное переключение света на Выход 3.

Критический угол полного внутреннего отражения определяется следующей формулой:

$$\Theta_c = \arcsin \left[1 - \frac{1}{2} n_1^2 r_{33} \frac{V}{d} \right] \quad (90)$$

где n_1 – эффективный показатель преломления материала вне области электрического поля, а d – расстояние между электродами.

Зависимость от напряжения, которое требуется для переключения пучка, падающего под углом Θ_i к оси z , имеет вид:

$$\frac{V}{d} = 2(1 - \sin \theta_i) / n_1^2 r_{33} \quad (91)$$

ПРИМЕР РАСЧЕТА

Задача 1.

Волновод длиной 10мм и сечением 3мкм x 3мкм. Длина волны распространяющейся по волноводу равна 0.95мкм. Необходимо осуществить 100% модуляцию излучения в волноводе.

Решение:

Для осуществления 100% модуляции в волноводе длиной 10000мкм и площадью 3 мкм x 3 мкм, для длины волны 950 нм, согласно формулы (82) необходимо изменение показателя преломления волновода на величину $\Delta n_g = 10^{-4}$.

Для осуществления этого необходимо создать напряженность электрического поля 30кВ/см, что достигается при приложении напряжения 10В к электроду.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

1. Дан двухканальный модулятор, аналогичный приведенному на рис.21. Поперечное сечение волноводов составляет 5мкм x 5мкм. Считаем, что коэффициент связи равен 1см^{-1} . Потери на поглощение по длине световода пренебрежимо малы. Длина волны излучения $\lambda_0 = 1.3\text{мкм}$.

Какую длину L должен иметь модулятор для полной передачи оптического излучения из волновода «0» в волновод «1»?

ИСПОЛЬЗУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. М. Барноски «Введение в интегральную оптику», М.Мир, - 1977.
2. Р. Хаспенджер «Интегральная оптика; теория и технологии», М. Мир, - 1985.
3. М. Тамир «Интегральная оптика» М. Мир, - 1980.

Практическая работа № 9.

Фотоприемники для планарных интегрально-оптических структур

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Научиться описывать физические процессы, происходящие в фотоприемных структурах, пригодных для их интеграции в состав планарных волноводов, созданных по кремниевой технологии.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Фоторезисторы, фотодиоды на кремнии и на германии.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ

1. Ознакомление с основными фотоэлектрическими характеристиками фотоприемников, пригодных для интеграции их в интегрально-оптическую структуру.
2. Расчет фоторезисторов на собственном полупроводнике, расчет фотодиодов.
3. Самостоятельный расчет фотоприемной структуры в выбранном диапазоне длин волн.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Уравнения семейства вольт-амперных характеристик (ВАХ) фоторезистора. Определение величины чувствительности фоторезистора от конструктивных параметров.

Фоторезисторы из кремния и германия являются линейными резисторами с симметричной ВАХ. В общем виде вольт-амперная характеристика может быть записана следующим выражением:

$$I = GU = G_T U + \Delta GU = I_T + I_F = I_T + FP \quad (92)$$

где: G – общая проводимость фоторезистора
 U – напряжение приложенное к выводам
 G_T – темновая проводимость
 I_T – темновой ток
 I_F – фототок
 F – токовая чувствительность фоторезистора
 P – мощность падающего излучения.

Темновой ток и темновая проводимость могут быть рассчитаны по следующей формуле:

$$I_T = G_T U = \sigma \frac{hd}{l} U \quad (93)$$

где: h – ширина приемной площадки фоторезистора
 d – толщина слоя полупроводника

l – длина приемной площадки фоторезистора

σ – удельная проводимость неосвещенного полупроводника

Аналогичным образом запишем выражение для фототока:

$$I_F = \Delta\sigma \frac{hd}{l} U = FP \quad (94)$$

Токовая чувствительность фоторезистора или дифференциальная чувствительность в области ВАХ далекой от насыщения определяется согласно следующего соотношения:

$$F = \frac{hd}{l} U \frac{\Delta\sigma}{P} \quad (95)$$

Токовая чувствительность в этом случае пропорциональна приращению удельной проводимости полупроводника отнесенной к мощности падающего излучения, а также пропорциональна приложенному напряжению.

Рассмотрим случай, когда толщина слоя полупроводника (d) много меньше величины $(1/\alpha)$ и скорость генерации неравновесных свободных носителей заряда одинакова по всему слою полупроводника. Также пренебрежем влиянием ловушек, диффузионным движением носителей заряда и контактными эффектами в полупроводнике. Тогда уравнение непрерывности для свободных неравновесных носителей заряда примет следующий вид:

$$\frac{d\Delta p}{dt} = g - \frac{\Delta p}{\tau} \quad (96)$$

где: g – объемная скорость генерации носителей заряда

τ – время жизни носителей заряда

В установившемся состоянии приращение свободных носителей заряда Δp будет иметь вид:

$$\Delta p = \eta \cdot \alpha \cdot \tau \cdot Q \quad (97)$$

где: α – коэффициент поглощения

τ – время жизни носителей

η – квантовый выход

Q – квантовый поток

В нашем случае приращение собственной проводимости полупроводника будет определяться уравнением:

$$\Delta\sigma = e(\Delta p \mu_d + \Delta n \mu_e) = e\Delta p \mu_d (1 + b) = e\eta \alpha \tau \mu_d (1 + b) Q \quad (98)$$

где: b – отношение подвижности электронов к подвижности дырок

Таким образом, выражение для чувствительности фоторезистора будет иметь вид:

$$F = \frac{e\eta\alpha\lambda}{E_0} \frac{\tau\mu_d d(1+b)}{l^2} U \quad (99)$$

где: E_0 – энергия кванта, равная произведению постоянной Планка на скорость света в вакууме.

Уравнения семейства вольт-амперных характеристик (ВАХ) фотодиода. Определение величины чувствительности фотодиода от конструктивных параметров

Фотодиод – это полупроводниковый прибор, в котором используется изменение ВАХ р-п перехода под воздействием падающего на него электромагнитного излучения. Для случая фотодиода, создаваемого в планарной интегрально-оптической структуре нами будет рассмотрен случай топологии р-п перехода, когда излучение падает параллельно плоскости перехода. Для упрощения процедуры описания физических процессов, происходящих в фотодиоде, примем следующие допущения:

- толщина области, в которой существует потенциальный барьер, ничтожно мала по сравнению с размерами р-п перехода и с величинами диффузионных длин носителей заряда в полупроводнике;
- электрическое поле существует сугубо в области барьера, носители вне области барьера имеют диффузионный транспорт;
- концентрация носителей заряда мала, поэтому вместо статистики Ферми можно применять статистику Больцмана.

Исходя из этих допущений, уравнение непрерывности для дырок в п-области будет иметь вид:

$$D_d \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} + g(x) - \frac{\Delta p}{\tau} = 0 \quad (100)$$

Уравнение непрерывности для электронов в р-области будет иметь вид:

$$D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + g(x) - \frac{\Delta n}{\tau} = 0 \quad (101)$$

Уравнение описывающие дырочную составляющую плотности тока через р-п-переход может быть представлено следующим образом:

$$j_d = e g_p L_d \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] \operatorname{th}\left(\frac{l_d}{L_d}\right) - \frac{e g(0) L_d}{\alpha^2 L_d - 1} \left[\alpha L_d \exp(\alpha l_d) \operatorname{sech} \frac{l_d}{L_d} - \alpha L_d - \operatorname{th} \frac{l_d}{L_d} \right] \quad (102)$$

Уравнение описывающие электронную составляющую плотности тока через р-п-переход может быть представлено следующим образом:

$$j_d = e g_n L_n \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] \operatorname{th}\left(\frac{l_n}{L_n}\right) - \frac{e g(0) L_n}{\alpha^2 L_n - 1} \left[\alpha L_n - \alpha L_n \exp(-\alpha l_n) \operatorname{sech} \frac{l_n}{L_n} - \operatorname{th} \frac{l_n}{L_n} \right] \quad (103)$$

Скорость генерации электронно-дырочных пар в плоскости перехода $g(0)$ имеет вид:

$$g(0) = \alpha \eta (1 - R) Q \exp(-\alpha l_n) \quad (104)$$

Выражение для общего тока через переход состоит из дырочной и электронной составляющих или из темновой компоненты и компоненты тока, обусловленной освещением:

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] + I_F = I_T + I_F = I_T + FP \quad (105)$$

$$I_F = egS_{p-n} \left[L_e \left(\cos \operatorname{ech} \frac{l}{L_e} - \operatorname{cth} \frac{l}{L_e} \right) + L_d \left(\cos \operatorname{ech} \frac{l}{L_d} - \operatorname{cth} \frac{l}{L_d} \right) \right] \quad (106)$$

Чувствительность фотодиода с переходом, освещаемым перпендикулярно определяется, следующим уравнением:

$$F = \frac{e}{hc} \lambda \eta (1 - R) \frac{1}{2} \left[\frac{L_e}{l} \left(\operatorname{cth} \frac{l}{L_e} - \cos \operatorname{ech} \frac{l}{L_e} \right) + \frac{L_d}{l} \left(\operatorname{cth} \frac{l}{L_d} - \cos \operatorname{ech} \frac{l}{L_d} \right) \right] \quad (107)$$

Компонента выражения стоящая в квадратных скобках определяет зависимость коэффициента разделения носителей заряда, то есть это параметр который напрямую зависит от конструктивных параметров р-п перехода. Чувствительность не зависит от толщины полупроводника в котором создан переход. В случае интегрируемого в оптическую структуру фотодиода, толщина слоя полупроводника составляет единицы микрон и как правило не превышает десяти микрон. Это позволяет утверждать, что поглощение света происходит в приповерхностном слое полупроводника.

ПРИМЕР РАСЧЕТОВ

Задача 1

Вычислить величину чувствительности фоторезистора, вычислить отношение величины светового тока к темновому току.

Даны следующие параметры:

Полупроводник Ge, собственный. Удельная проводимость 0.2 (1/Ом·см). Толщина слоя полупроводника 10 мкм, длина 5000 мкм, ширина 1000 мкм. Время жизни неосновных носителей заряда 200 мкс, длина волны излучения 1.55 мкм. Мощность падающего излучения $P_{\text{ист}}=10 \text{ мкВт/см}^2$. Величина тянущего напряжения 5 В.

Решение:

Длине волны 1.55 мкм соответствует энергия кванта 0.8 эВ. Находим по графику величины поглощения от энергии квантов значение α для энергии равной 0.8 эВ. Для собственного германия коэффициент поглощения будет равен 500 (1/см).

Произведя расчет чувствительности по формуле (5.8) получим, что $F=1.41$ (а/вт).

Величина рабочей (чувствительной) поверхности фоторезистора равна:

$$S = h \cdot l = 0,1 \cdot 0,5 = 0,05 \text{ см}^2$$

Величина интегральной мощности излучения, падающего на фоторезистор составит: $P = S \cdot P_{\text{ист}} = 0,05 \cdot 10^{-5} = 0,5 \text{ мкВт}$.

Величина фототока будет равна:

$$I_F = F \cdot P = 1.41 \cdot 0,5 \cdot 10^{-5} = 7,05 \text{ мкА}$$

Величина темнового тока будет составлять:

$$I_T = 0.2 \cdot 0.1 \cdot 0.2 \cdot 5.0 \cdot 10^{-4} = 20.0 \text{ мкА}$$

Отношение фототока к темновому току составляет 0.35.

ПРАКТИЧЕСКОЕ ЗАДАНИЕ

1. Рассчитайте параметры фоторезистора из германия для длины волны 1.5 мкм. Полупроводник Ge, собственный. Удельная проводимость 0.2 (1/Ом·см). Толщина слоя полупроводника 10 мкм, длина 5000 мкм, ширина 1000 мкм. Время жизни неосновных носителей заряда 200 мкс, длина волны излучения 1.55 мкм. Мощность падающего излучения $P_{\text{ист}} = 10 \text{ мкВт/см}^2$. Величина тянущего напряжения 5 В.

Вычислите величину чувствительности фоторезистора, вычислить отношение величины светового тока к темновому току.

ИСПОЛЬЗУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Хаспенджер «Интегральная оптика; теория и технологии», М. Мир, - 1985.
2. У. Тсанга «Техника оптической связи», М. Мир, - 1988.

Содержание	
Введение	3
Практическая работа №1	
Моделирование оптических процессов в планарных волноводах, расчет планарных волноводов	4
Практическая работа №2	
Поперечные элементы для ввода/вывода излучения из волноводов	11
Практическая работа №3	
Призмные элементы ввода/вывода излучения	16
Практическая работа №4	
Решеточные элементы для ввода и вывода излучения из волноводов	21
Практическая работа №5	
Фокусирующие элементы интегральной оптики	25
Практическая работа №6	
Планарные волноводные переходы	35
Практическая работа №7	
Акустооптические элементы в интегральной оптике	40
Практическая работа №8	
Электрооптические элементы интегральной оптики	50
Практическая работа №9	
Фотоприемники для планарных интегрально-оптических структур	60

Миссия университета – генерация передовых знаний, внедрение инновационных разработок и подготовка элитных кадров, способных действовать в условиях меняющегося мира и обеспечивать опережающее развитие науки, технологий и других областей для содействия решению актуальных задач.

КАФЕДРА ОПТОИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И МАТЕРИАЛОВ

1994 г.: Организована базовая кафедра СПбГУ ИТМО при ГОИ им. С.И.Вавилова – кафедра оптического материаловедения. Образование кафедры явилось логичным развитием тесных связей, которые в течение многих лет существовали между ГОИ и ИТМО. В частности, для преподавания в ИТМО широко привлекались ведущие сотрудники ГОИ, а ИТМО был постоянным источником молодых кадров для ГОИ. Кафедра начала подготовку специалистов по образовательному направлению «Оптотехника», специальность «Оптические технологии и материалы».

1999 г.: На кафедре созданы три направления: оптическое материаловедение, информация-оптотехника, физическая оптика и спектроскопия. Кафедра переименована в кафедру оптического материаловедения и оптики (ОМиО).

2002 г.: Кафедра ОМиО вошла в состав нового факультета СПбГУ ИТМО – Фотоники и оптоинформатики.

2004 г.: Кафедра явилась одним из организаторов создания нового образовательного направления подготовки бакалавров и магистров – «Фотоника и оптоинформатика». Подготовка бакалавров и магистров по направлению – «Фотоника и оптоинформатика».

2005 г.: Переименование в кафедру оптоинформационных технологий и материалов (ОТиМ).

с 2006 г.: Кафедра ОТиМ – лидер в России по подготовке специалистов по оптическому материаловедению. Совместные научные исследования с зарубежными компаниями Corning (USA), Samsung (Korea), PPG Inc. (USA), Oxford Instruments Analytical (Germany).

2007 г.: Первый выпуск бакалавров по направлению «Фотоника и оптоинформатика».

2007 г.: Кафедра ОТиМ – участник выполнения инновационной образовательной программы в СПбГУ ИТМО «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий», реализуемой в рамках Приоритетных Национальных Проектов «Образование».

2009 г.: Кафедра ОТиМ - участник выполнения программы развития ИТМО 2012 - 2018 г.

2013 г.: Кафедра ОТиМ - участие в программе повышения конкурентоспособности НИУ ИТМО среди ведущих мировых научно-образовательных центров на 2013-2020 гг.

2008, 2009, 2010, 2012, 2013 гг.: Кафедра ОТиМ победитель конкурса ведущих научно-педагогических коллективов НИУ ИТМО (1, 2, и 3 место).

2012 г.: К кафедре ОТиМ присоединена кафедра оптических технологий.

2013 г.: Кафедра ОТиМ участник Программы повышения конкурентоспособности НИУ ИТМО. При кафедре создана международная лаборатория «Advanced Photonic Materials and Technologies».

2011-2014 г.: Кафедра ОТиМ награждена дипломами и медалями многочисленных международных выставок: “OPTICS-EXPO-2012”, “Photonics. World of Lasers and Optics” (2011, 2013, 2014), «ВУЗПРОМЭКСПО -2013».

Леонид Владимирович Григорьев

Кремниевая фотоника

Учебно-методическое пособие по практическим работам

В авторской редакции

Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО

Зав. РИО

Н.Ф. Гусарова

Подписано к печати

Заказ №

Тираж

Отпечатано на ризографе

Редакционно-издательский отдел
Университета ИТМО
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49