

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ**

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИНФОРМАЦИОННЫХ  
ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ**

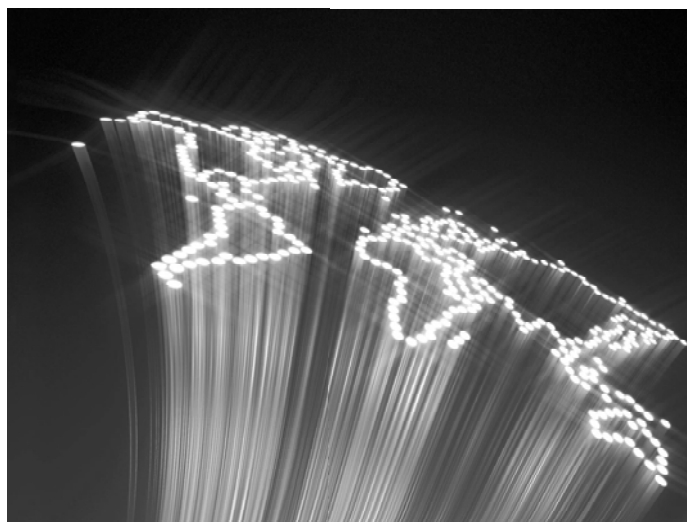


**ПОБЕДИТЕЛЬ КОНКУРСА ИННОВАЦИОННЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ ВУЗОВ**

**Никоноров Н.В., Шандаров С.М.**

# **ВОЛНОВОДНАЯ ФОТОНИКА**

**Учебное пособие**



**Санкт-Петербург**

**2008**

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ**

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИНФОРМАЦИОННЫХ  
ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ



ПОБЕДИТЕЛЬ КОНКУРСА ИННОВАЦИОННЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ ВУЗОВ

Никоноров Н.В., Шандаров С.М.

## **ВОЛНОВОДНАЯ ФОТОНИКА**

Учебное пособие

Санкт-Петербург  
2008

Н.В. Никоноров, С.М. Шандаров. «Волноводная фотоника». Учебное пособие, курс лекций. СПб: СПбГУ ИТМО, 2008 г. - 143 стр.

Изложены основы оптики планарных волноводов и физические принципы работы элементов фотоники на их основе: интегрально-оптических элементов связи, линз, мультиплексоров, фильтров, модуляторов, оптических усилителей и др. Описаны физические основы, принципы и методы управления излучением в интегрально-оптических устройствах фотоники. Учебное пособие предназначено для студентов, обучающихся по направлению 200600 «Фотоника и оптоинформатика» при изучении дисциплин «Основы фотоники», «Волноводная фотоника», «Материалы и технологии волоконной и интегральной оптики», а также по направлению 200200 «Оптотехника» при изучении дисциплины «Материалы лазерной оптоэлектроники».

Рекомендовано УМО по образованию в области приборостроения и оптоэлектроники в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки 200600 - «Фотоника и оптоинформатика».



В 2007 году СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007–2008 годы. Реализация инновационной образовательной программы «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» позволит выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворить возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях экономики.

© Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2008.

© Н.В. Никоноров, С.М. Шандаров. 2008.

## Содержание

<b>1 Введение в волноводную фотонику .....</b>	<b>6</b>
1.1 Фотоника – определение, предмет, цели, задачи и области приложения .....	6
1.2 Рынок фотоники .....	11
1.3 Волноводная фотоника .....	14
1.4 История развития волноводной фотоники.....	14
1.5 Основные физические принципы волноводной фотоники.....	15
1.6 Классификация оптических волноводов - краткий обзор .....	20
1.7 Достижения и перспективы волноводной фотоники .....	23
<b>2 Планарные волноводы .....</b>	<b>27</b>
2.1 Формулы Френеля.....	27
2.2 Классификация оптических волноводов .....	33
2.3 Геометрическая оптика планарных волноводов .....	37
2.3.1 Классификация мод планарного волновода.....	37
2.3.2 Волноводные моды тонкопленочного волновода .....	38
2.3.3 Эффективная толщина волновода .....	42
2.3.4 Градиентные планарные волноводы .....	43
2.4 Электромагнитная теория планарных волноводов .....	47
2.4.1 Волновые уравнения для планарных волноводов .....	47
2.4.2 Моды тонкопленочного волновода .....	49
2.4.3 Свойства мод тонкопленочного волновода .....	52
2.4.4 Волновые уравнения для градиентных планарных волноводов .....	55
<b>3 Полосковые волноводы.....</b>	<b>59</b>
<b>4 Механизмы потерь в оптических волноводах .....</b>	<b>63</b>
4.1 Рассеяние света в другие моды волновода .....	63
4.2 Потери на изгибе .....	66
<b>5 Интегральнооптические элементы связи .....</b>	<b>68</b>
5.1 Торцевой ввод излучения в планарные и полосковые волноводы .....	68
5.2 Тонкопленочный волновод с суживающимся краем .....	69
5.3 Призмный элемент связи .....	70
5.4 Решеточный элемент связи .....	75
5.5 Элементы связи между волноводами .....	77
5.5.1 Элементы связи между планарными волноводами.....	78
5.5.2 Элементы связи между полосковыми и планарными волноводами .....	80
5.5.3 Элементы связи между полосковыми волноводами .....	81
5.5.4 Элементы связи между волноводами и волокнами.....	82
<b>6 Исследование параметров оптических волноводов.....</b>	<b>84</b>
6.1 Измерение эффективных показателей преломления волноводных мод .....	84
6.2 Измерение показателя преломления материала пленки и толщины тонкопленочных волноводов .....	85
6.3 Измерение затухания в волноводе.....	86
<b>7 Пассивные интегрально-оптические элементы .....</b>	<b>88</b>
7.1 Планарные линзы .....	88
7.1.1 Геодезические линзы .....	88
7.1.2 Линзы с изменением эффективного показателя преломления волновода .....	90
7.1.3 Планарные линзы Люнеберга .....	91
7.1.4 Торцевые отражатели .....	92
7.2 Планарные призмы .....	92
<b>8 Управление излучением в оптических волноводах .....</b>	<b>95</b>
8.1 Акустооптические методы управления в планарных структурах.....	95
8.1.1 Дифракция волноводных оптических волн (ВОВ) на поверхностных акустических волнах (ПАВ).....	96
8.1.2 Особенности АО взаимодействия в планарных волноводах.....	100
8.2 Электрооптические методы управления излучением в волноводных структурах.....	103
8.2.1 Фазовые ЭО модуляторы.....	103

8.2.2 Модуляторы и переключатели решеточного типа .....	105
8.2.3 Электрооптические устройства управления на связанных полосковых волноводах.....	106
8.2.4 Электрооптические призмы .....	106
<b>9 Волноводные оптические усилители и лазеры.....</b>	<b>108</b>
9.1 Топология оптической сети.....	108
9.2 Общие характеристики усилителей.....	112
9.2.1. Общие представления о полупроводниковых оптических усилителях.....	114
9.2.2. Общие представления об эрбиевых волоконных усилителях .....	114
9.2.3. Преимущества и недостатки эрбиевых волоконных усилителей (EDFA) .....	117
9.3. Принцип работы эрбиевого усилителя.....	120
9.4 Оптическая схема эрбиевого волоконного усилителя.....	124
9.5. Теоретическое описание работы усилителя и его основные параметры .....	128
9.5.1. Основные параметры волоконных усилителей .....	128
9.5.2. Усиление сигнала .....	128
9.5.3. Выходная мощность сигнала и энергетическая эффективность накачки .....	130
9.5.4. Ширина и равномерность полосы усиления.....	131
<b>Список рекомендуемой литературы.....</b>	<b>137</b>
<b>Список использованной литературы .....</b>	<b>138</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Изложены основы оптики планарных волноводов и физические принципы работы элементов фотоники на их основе: интегрально-оптических элементов связи, линз, мультиплексоров, фильтров, модуляторов, оптических усилителей и др. Описаны физические основы, принципы и методы управления излучением в интегрально-оптических устройствах фотоники. Учебное пособие предназначено для студентов, обучающихся по направлениям 200600 – «Фотоника и оптоинформатика» и 200200 – «Опготехника».

Целью учебного пособия является:

Сформировать у студентов знания, умения и навыки в области волноводной фотоники, включая физические принципы построения элементов и систем интегральной оптики, основы оптики планарных волноводов, физические эффекты и явления в волноводных структурах, конструирование и расчет пассивных и активных интегрально-оптических элементов и устройств фотоники, с целью последующего использования полученных компетенций при разработке и использовании приборов и устройств современной волноводной фотоники.

# 1 ВВЕДЕНИЕ В ВОЛНОВОДНУЮ ФОТОНИКУ

## 1.1 Фотоника – определение, предмет, цели, задачи и области приложения.

### Определение и предмет:

Термин «**фотоника**» впервые появился в середине 60-х годов. Этот термин впервые ввел академик А.Н.Теренин (рис.1.1), который работал в Государственном оптическом институте им С.И.Вавилова и Ленинградском государственном университете (ЛГУ). Академик А.Н. Теренин основал новое направление, названное им фотоникой, находящееся на стыке физики и химии [1]. Уже в 1964 г. под руководством А.Н.Теренина. на физическом факультете ЛГУ была создана кафедра биомолекулярной и фотонной физики, а затем кафедра фотоники.



Рис.1.1. Академик А.Н.Теренин

Точного определения термина «фотоника» А.Н.Теренин не приводил. Тем не менее, в своей книге «Фотоника молекул красителей и родственных органических соединений», изданной в 1967 г., он определял фотонику, как «...**совокупность взаимосвязанных фотофизических и фотохимических процессов...**» [2].

В этом же году французский физик Пьер Эйгран дал более конкретное определение термина «фотоника» [3] - «...**Photonics is the science of the harnessing of light. Photonics encompasses the generation of light, the detection of light, the management of light through guidance, manipulation, and amplification, and most importantly, its utilisation for the benefit of mankind...**» («...Фотоника – наука об использовании света. Фотоника охватывает генерацию света, детектирование света, управление светом посредством передачи, обработки и усиления и, что самое важное, его использование для блага человечества...»). Это определение фотоники легло в основу Европейской Стратегической

Программы развития фотоники, опубликованной в 2006 г. [4] (рис.1.3) и вошедшей в 7<sup>-ю</sup> Рамочную Программу Евросоюза.



Рис.1.2. Французский физик Пьер Эйгран

Такое разнообразие терминов привело к необходимости введения нового названия, которое объединяло бы новые современные направления оптики и давало бы новый толчок в развитии и коммерциализации оптики. Термин «фотоника» стал таким объединенным названием. В середине 80-х годов международный научно-популярный журнал “Photonics” опубликовал миниатюру, которая отразила эволюцию термина «фотоника» (рис.1.4)

Наибольшую популярность термин «фотоника» стал приобретать в середине 80-х годов XX века в связи с бурным развитием лазерной техники, волоконной и интегральной оптики. К этому времени появилось много направлений в современной оптике и, соответственно, много названий: электрооптика, магнитооптика, акустооптика, волоконная оптика, интегральная оптика, микрооптика, нелинейная оптика, голография, иконика и т.д.

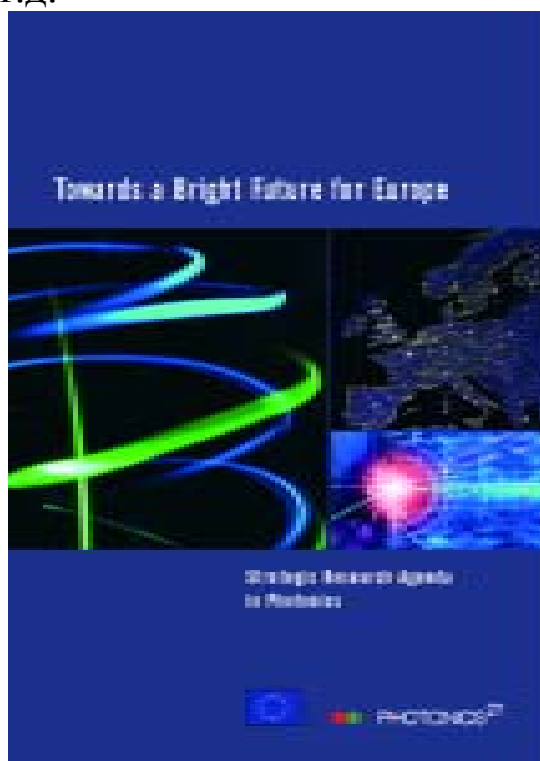


Рис.1.3. Титульная страница стратегической программы развития фотоники в странах Евросоюза в XXI веке.





Рис. 1.4. Эволюция термина фотоника (из журнала Photonics).

На сегодняшний день существует несколько определений термина «фотоника». Приведем некоторые из них:

- В 2004 американское издательство *Laurin Publishing Co Inc.* публикует словарь по фотонике, в котором определяет фотонику следующим образом: «...**Фотоника охватывает область науки и техники, связанную с использованием светового излучения (или потока фотонов) в оптических элементах, устройствах и системах, в которых генерируются, усиливаются, модулируются, распространяются и детектируются оптические сигналы, а также производится их запись или отображе-**

ние...» [5]. В этом определении важным пунктом является тот факт, что фотон является главным действующим информационным носителем.

- В 2006 министерство торговли и индустрии Объединенного Королевства публикует стратегическую программу по развитию фотоники “PHOTONICS: a UK strategy for success”, в которой дается следующее определение фотоники (рис.1.5) [6]: «... **Фотоника – технология, которая включает излучение света, его передачу, отклонение, усиление и детектирование при помощи оптических компонент и устройств, лазеров и других источников, оптического волокна, электро-оптических метрологических устройств и других сложных нанофотонных систем...**»

- В 2006 Королевский институт технологии привел следующее определение фотоники: «...**Фотоника – область информационной технологии, которая выходит за границы между оптикой и электроникой, чтобы обеспечить технологию и инфраструктуру для глобального интернета и мобильной связи...**»

В нашем курсе мы будем придерживаться определения и пояснений, которые дает словарь терминов по фотонике, изданный Российской Академией Наук в 2004 году (рис.1.6).



Рис.1.5. Титульная страница стратегической программы развития фотоники в XXI веке в Объединенном Королевстве.



Рис. 1.6. Титульная страница словаря терминов по фотонике

Приведем определение и пояснения к нему [7]:

- «**Фотоника - наука о способах генерации и практического использования света и других форм энергии излучений, квантовой единицей которых является фотон**».

- «**...Термин "фотоника" возник по аналогии с термином "электроника" и подчеркивает тот факт, что фотон как материальный агент информационных систем может выполнять все функции, выполняемые электроном...**»

- «**...Фотоника изучает физические принципы использования света в системах передачи, приема, хранения, переработки и отображения информации, в том числе в виде оптических изображений. Составными частями фотоники являются оптоэлектроника, иконика, тепловидение и ночное видение, квантовая электроника, отдельные разделы геометрической и физической оптики и ряд других дисциплин...**».

Часто термин «фотоника» заменяется термином «оптоэлектроника». Однако энциклопедический словарь «Электроника» (1991 г.) дает свое определение этому названию: «...Оптоэлектроника – раздел электроники, охватывающий ис-

пользование эффектов взаимодействия электромагнитных волн оптического диапазона с электронами в веществах и методы создания оптоэлектронных приборов и устройств, использующих эти эффекты для генерации, передачи, хранения, обработки и отображения информации...».

### **Задачи фотоники:**

Современная фотоника ориентирована на решение следующих задач:

- миниатюризацию оптических элементов, устройств и систем;
- интеграцию оптических элементов, устройств и систем на единой базе (подложке, чипе);
- сверхбыстродействие оптических систем (в полностью оптических устройствах управление сигналом может осуществляться за время 10 фс);
- сверхскоростную передачу больших массивов информации (более 1 Тбит/с).
- низкий уровень энергии управляющих сигналов (в современных оптических переключателях энергия управляющего сигнала может составлять 1-5 фДж).
- полифункциональность оптических материалов.

### **Основные области приложений фотоники:**

В стратегических программах Евросоюза и Объединенного Королевства по развитию фотоники в XXI веке из многочисленных приложений выделено только 5 приоритетных направлений, где уже имеются значительные заделы и в ближайшей перспективе просматривается возможность получения результатов, важных для коммерческих предложений:

- 1) информационные и телекоммуникационные технологии
- 2) живые системы и здоровье
- 3) безопасность и оборона
- 4) энергетика, освещение и дисплеи
- 5) индустриальная фотоника

## **1.2 Рынок фотоники**

В настоящее время опубликованы 3 Национальные Стратегические Программы развития фотоники в XXI веке:

- в США, 1998: «Harnessing Light- Optical Science and Engineering for the 21<sup>st</sup> Century»

- в странах Евросоюза, 2006: «Towards a Bright Future for Europe. Strategic research agenda in photonics.»

- в Объединенном Королевстве, 2006: «Photonics: a UK strategy for success».

В этих программах помимо приоритетных направлений развития фотоники дан анализ рынка фотоники.

### **Приведем несколько примеров:**

1) Американская Программа сделала прогноз, что рынок фотоники в США будет удваиваться каждые четыре года и достигнет в 2013 году 500 миллиардов долларов. Далее он будет удваиваться уже каждые два года. К 2015 году рынок фотоники достигнет 1 триллион долларов. По прогнозам Программы в 2015 году более 35% всех выпущенных потребительских товаров будут составлять приборы и устройства, созданные на основе принципов фотоники.

2) По данным Программы Евросоюза:

- экономический рост индустрии фотоники превышает рост экономики многих ведущих стран;

- скорость ежегодного роста в лазерном секторе будет достигать 18%;

- рынок оптических устройств хранения информации будет возрастать на 20% каждые 5 лет;

- скорость ежегодного роста в секторе «живые системы и здоровье» достигнет 38 %.

- рынок органических светоизлучающих диодов (OLED) будет возрастать на 40% каждые 5 лет.

3) - Министерство науки и технологий Южной Кореи на фотонику ежегодно выделяет 30% всего госбюджета, направленного на науку. В 2005 эта величина составила 8.5 миллиардов долларов.

4) - Под 7-ю Европейскую Рамочную Программу в 2007 г. выделяется 50.5 миллиардов евро. Более 20% этого финансирования запланировано на фотонику.

## **Издания по фотонике (примеры)**

Сегодня по фотонике имеется чрезвычайно широкий спектр литературы:

- периодические научно-популярные и рекламные журналы: “Photonics Spectra”, “EuroPHOTONICS”, “BioPHOTONICS”, “Optics and Photonics News”, «Фотоника»;
- справочники и словари: “Photonics Dictionary”, “Photonics Corporate Guide”, “Photonics Handbook”, “Photonics Buyers’ Guide”, «Словарь терминов - Фотоника»;
- периодические научные журналы: “Photonics and Nanostructures”;
- монографии: “Nanophotonics”, “Fundamentals of Photonics”, и т.д.

## **Образование по фотонике**

Сегодня более 100 университетов мира ведут подготовку бакалавров и магистров по направлению «Фотоника». Спектр названий специальностей широкий, но, так или иначе, они включают в себя ключевое слово фотоника: “Photonics”, “Photonic Networks”, “Photonics Engineers”, “Engineering in Photonics”, “Optics and Photonics”, “Optical and Photonic Engineering”, “Photonics and Optoelectronic Devices” и т.д. Так например, 5 ведущих университетов Европы (Ghent University - Belgium, University of Brussels - Belgium, St.Andrews University - Scotland, Heriot-Watt University - Scotland, Royal Institute of Technology - Sweden) создали совместную программу “Erasmus Mundus Master of Science Program in Photonics” для подготовки высококвалифицированных специалистов во всех аспектах фотоники.

В 2002 г. в СПбГУ ИТМО создан новый факультет Фотоники и оптоинформатики. В 2004 г. СПбГУ ИТМО явился инициатором открытия нового направления подготовки бакалавров и магистров в России - «Фотоника и оптоинформатика». В 2006 г. уже несколько ведущих университетов России (Владимирский гос. у-т, Ростовский гос. у-т, Балтийский гос. у-т, Томский гос. у-т СУР) начали подготовку бакалавров и магистров по направлению «Фотоника и оптоинформатика».

### **1.3 Волноводная фотоника**

Волноводная фотоника – это одно из современных направлений фотоники. Волноводная фотоника охватывает область науки и техники, связанную с использованием светового излучения (или потока фотонов) в волноводных (волоконных или планарных) оптических элементах, устройствах и системах, в которых генерируются, усиливаются, модулируются, распространяются и детектируются оптические сигналы, а также производится их запись или отображение. Волноводная фотоника охватывает и объединяет такие направления, как волоконная оптика и интегральная оптика (интегральная оптоэлектроника).

### **1.4 История развития волноводной фотоники**

Создание лазеров стимулировало в начале 60-х годов большой интерес к оптическим системам связи. Однако активные исследования в этой области сменились затишьем, поскольку исследователи столкнулись со значительными трудностями. Оптические элементы, фотоприемники, управляющие устройства не допускали создания надежно функционирующих оптических систем, не было также пригодной передающей среды. Передача в открытой атмосфере, как известно, является ненадежной, а потери в существовавших тогда волоконных световодах составляли порядка 1000 дБ/км.

К концу 60-х годов, тем не менее, были созданы как пригодные для оптической связи волоконные световоды (потери меньше 20 дБ/км), так и удобные источники света — светодиоды и лазеры, работающие при комнатных температурах в непрерывном режиме, на основе арсенида галлия (GaAs). Кроме того, появились теоретические и экспериментальные работы, показывающие возможность реализации тонкоплёночных оптических устройств, выполняющих функции пассивных оптических элементов (волноводов, линз, призм и т.д.), управляющих элементов (электрооптических, акустооптических модуляторов и т.д.). Эти работы положили начало новой области, известной сейчас как интегральная оптоэлектроника.

## 1.5 Основные физические принципы волноводной фотоники

Волноводная фотоника рассматривает разнообразные явления, связанные с распространением света, его преобразованием и генерированием в волноводных структурах на основе тонких (т.е. сравнимых с длиной волны  $\lambda$ ) диэлектрических и полупроводниковых слоёв. В настоящее время диапазон  $\lambda$ , который представляет наибольший интерес для интегральной оптоэлектроники — от 0,1 до 10 мкм. Волноводная фотоника (интегральная оптоэлектроника) предполагает создание интегральных оптических схем, подобно интегральным микросхемам, на единой подложке. Такие интегральные оптические системы обладают целым рядом преимуществ перед обычными «объёмными» оптическими системами. Во-первых, они могут быть сделаны очень компактными — обладать малыми габаритами и весом. Во-вторых, они не будут бояться вибраций. Далее, они должны хорошо сопрягаться с электронными и акустоэлектронными планарными устройствами. Для создания интегральных (планарных) оптических устройств подходит планарная технология микроэлектроники, достаточно хорошо разработанная к настоящему времени.

Рассмотрим теперь кратко некоторые основные физические принципы, на которых базируется интегральная оптоэлектроника.

*Волноводное распространение света* в тонких слоях происходит путём полного внутреннего отражения (рис. 1.7).

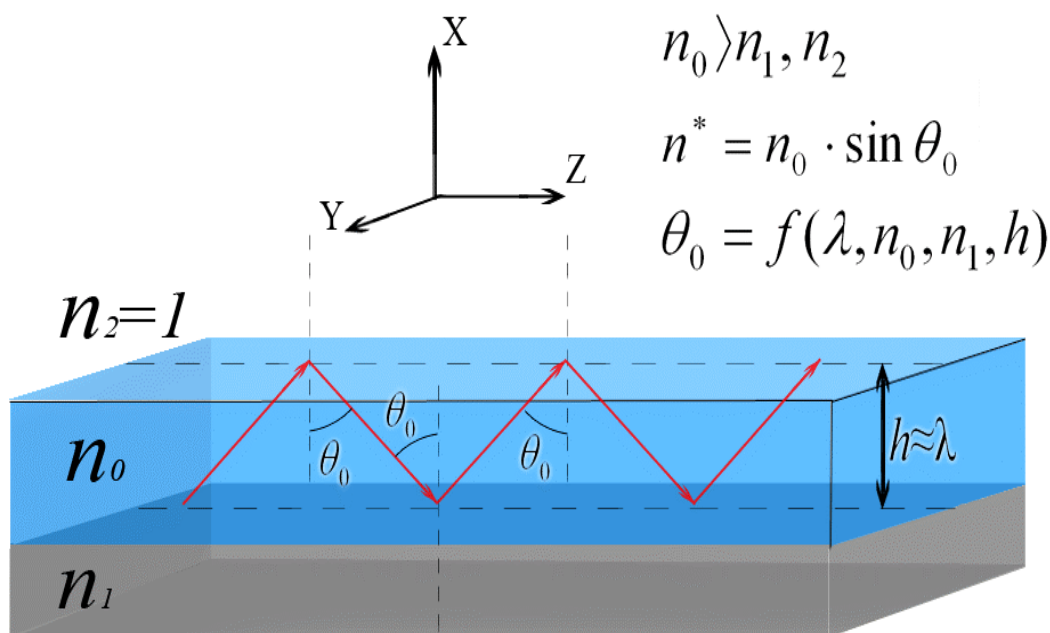




Рис. 1.7 — Тонкоплёночный волновод

Оптический волновод, например, может представлять тонкую диэлектрическую плёнку с коэффициентом преломления  $n_0$ , нанесённую на подложку с коэффициентом преломления  $n_1 < n_0$ . Световой луч, падая на границу раздела плёнка-подложка под углом  $\theta_0 > \theta_1$ , где  $\theta_1$  — критический угол, испытывает полное внутреннее отражение. Точно так же он будет отражаться и от границы плёнка-воздух. Затухание, которое испытывает свет при таком распространении по плёночному волноводу, может быть очень малым — менее 0,1 дБ/см.

Ввод излучения в волновод может осуществляться, например, с помощью помещённой на него с зазором  $\delta$  призмы из материала с коэффициентом преломления  $n_3$  (рис. 1.8). В месте контакта плёнки с призмой происходит нарушение полного внутреннего отражения (преломление), распространяющегося в призме света, в плёнку. Из закона Снеллиуса легко найти угол  $\theta_3$ :

$$\sin \theta_3 = \frac{n_0}{n_3} \cdot \sin \theta_0.$$

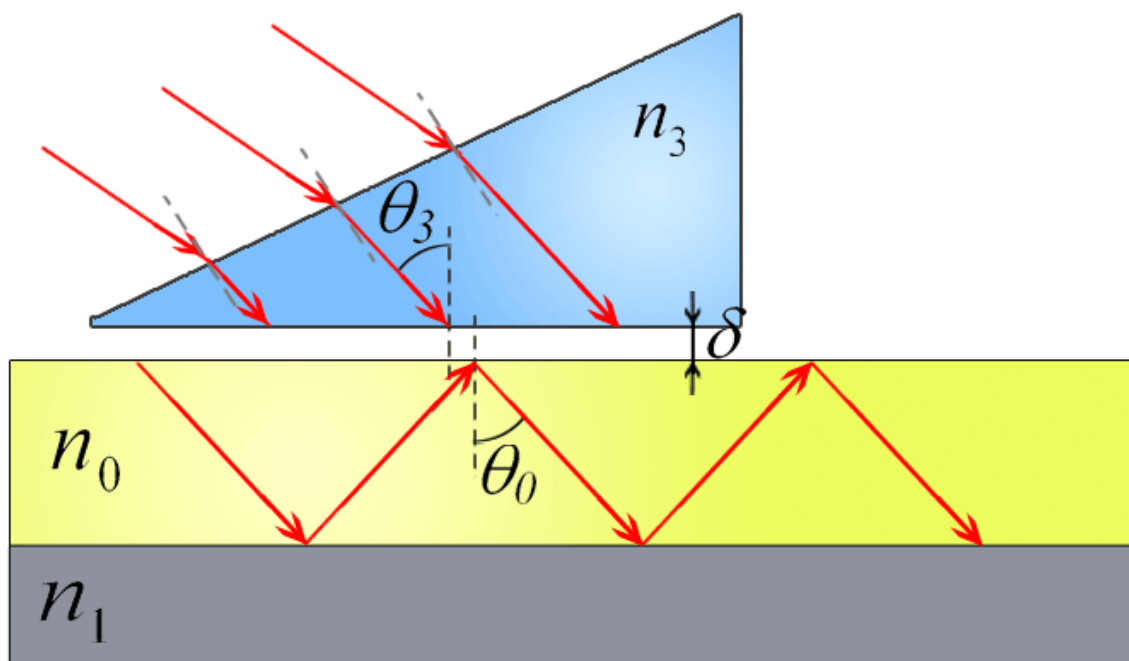


Рис. 1.8 — Призменный ввод излучения  
в оптический волновод

Обычно применяют призмы с  $n_3 > n_0$ , т.к.  $\sin \theta_0$  может быть близок к единице. Связь между световыми полями в призме и плёнке осуществляется за счёт проникновения в плёнку экспоненциально спадающих полей, имеющих место при полном внутреннем отражении (часто это явление называют туннелированием, а такой ввод — туннельным).

В плоскости плёнки волноводные световые пучки могут преобразовываться различными пассивными и модулирующими элементами. Например, если в подложке сначала сделать сферическое углубление, а затем нанести плёнку, то волноводный световой пучок, проходя над углублением, испытывает квадратичный по сечению фазовый сдвиг и фокусируется на некотором расстоянии  $f$  (рис. 1.9). Такой элемент является *планарной линзой* (геодезической, т.к. роль линзы играет углубление).

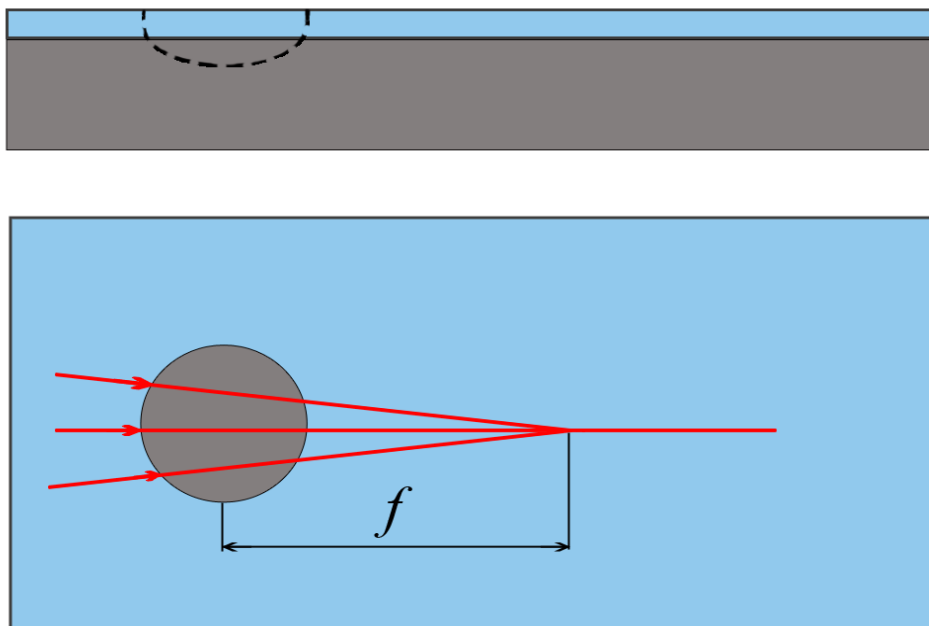


Рис. 1.9 — Геодезическая планарная линза

Легко реализуются в планарных устройствах также *электрооптические* и *акустооптические модуляторы*. Последний приведён на рис. 1.10.

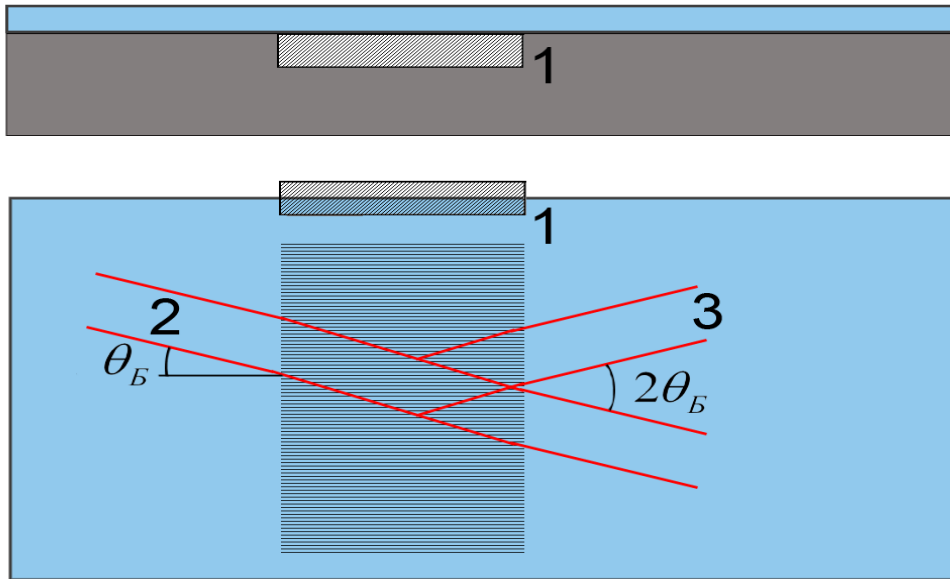


Рис. 1.10 — Акустооптический модулятор

Здесь торцевой преобразователь 1 возбуждает в подложке упругие поверхностные волны (УПВ), которые изменяют показатель преломления волноводного слоя по периодическому закону и, таким образом, создают фазовую дифракционную решётку. Волноводный световой пучок 2, падая под углом Брэгга  $\theta_B$  на эту решётку, испытывает дифракцию. Дифрагированный луч 3 оказывается в результате промодулирован сигналом, подаваемым на преобразователь 1. Модуляция может быть амплитудной или частотной. Кроме того, угол отклонения  $2\theta_B$  пучка 3 зависит от частоты УПВ, что позволяет осуществлять сканирование световых пучков в планарных волноводах.

Если в качестве подложки используется полупроводник, например, кремний, то здесь реализуются *интегральные фотоприёмники* (рис. 1.11).

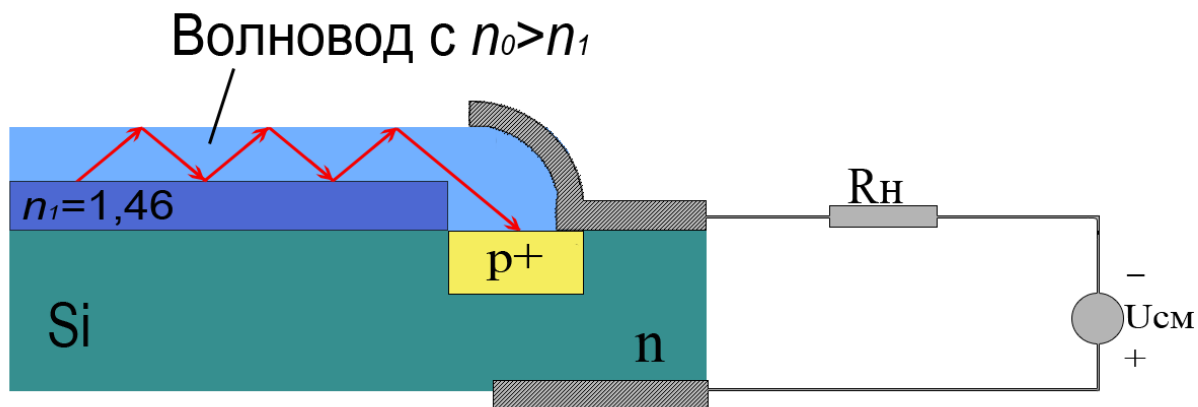


Рис. 1.11 — Интегрально-оптический фотодетектор

В n-кремнии создаётся p-область для детектирования света. Поверхность кремния окислена, так что на ней образуется плёнка  $SiO_2$  толщиной  $\sim 1$  мкм. Сверху наносится волновод (из стекла или  $Si_3N_4$ ) так, чтобы свет, распространяясь по нему, попадал на p-n переход. Далее наносятся электроды для съёма фототока с p-n перехода. Буферный слой  $SiO_2$  предотвращает поглощение света, распространяющегося по волноводу, в кремнии.

Наиболее «интегральные» инжекционные лазеры реализованы в настоящее время на основе гетероструктур GaAlAs. Рассмотрим схему интегрального гетеролазера на основе двойной гетероструктуры (ДГС).

На границе слоёв n-GaAlAs — p-GaAs происходит излучательная рекомбинация инжектированных электронов и дырок. Так как у GaAlAs шире запрещённая зона, то область излучательной рекомбинации ограничена тонким ( $\sim 0,3$  мкм) слоем p-GaAs. Кроме того, коэффициент преломления у слоёв GaAlAs меньше, чем у GaAs. Поэтому в этом слое возникает волноводный эффект и свет также в основном распространяется в p-GaAs, где созданы условия инверсии населённости.

Рассмотрение интегрально-оптических элементов можно продолжить, мы лишь рассмотрели некоторые из них и использованные в них физические принципы. Естественно, что каждый элемент требует более подробного рассмотрения, что мы и попытаемся сделать в нашем учебном пособии. Кроме элементов интегральной оптоэлектроники мы изучим также некоторые методы измерения параметров волноводов, технологию изготовления

этих элементов, а также вопросы их «интеграции» (объединения) в интегральные оптические схемы.

## **1.6 Классификация оптических волноводов - краткий обзор.**

В настоящее время в интегральной и волоконной оптике используется большое разнообразие оптических волноводов с различными свойствами. Большинство из них можно классифицировать по двум параметрам:

1. Геометрия волновода в поперечном сечении,
2. Пространственный профиль показателя преломления (или диэлектрической проницаемости) волновода в поперечном сечении.

На рис. 1.12 представлены основные типы оптических волноводов, наиболее часто используемых в науке и технике. Подробное описание свойств оптических волноводов, представленных на рисунке, приведено в соответствующих разделах учебного пособия. Здесь дается лишь краткая их характеристика.

По своей геометрии оптические волноводы делятся на волноводы с прямоугольным сечением (планарные и канальные) и волноводы с круглым сечением. Первая группа волноводов используется, в основном, в интегральной оптике – для передачи оптических сигналов на небольшие расстояния (несколько десятков миллиметров), а также их усиления и обработки, например, в интегрально-оптических переключателях, модуляторах, усилителях, лазерах, датчиках. Вторая, в виде оптических волокон - для передачи оптических сигналов на большие расстояния (от нескольких десятков метров до километров), например, в волоконно-оптических линиях связи, волоконных усилителях, лазерах, волоконно-оптических датчиках. Иногда применяются волноводы с более сложной геометрией: прямоугольные волноводы на пьедестале, заглубленные в подложке канальные волноводы с круглым сечением, волокна с эллиптическим поперечным сечением и т.д.

По профилю пространственного распределения показателя преломления в поперечном сечении планарные волноводы и волокна делятся на две группы: со *ступенчатым профилем* показателя преломления и с *альфа-профилем (градиентный профиль)*. Во второй группе волноводов показатель преломления плавно изменяется от центра волновода к его границе по определенному закону. Наиболее часто используются волноводы с *параболическим профилем* изменения показателя преломления. В некоторых случаях используются волноводы с многослойным тонкопленочным покрытием. Такие волноводы представляют собой промежуточную группу между волноводами со ступенчатым профилем и волноводами с альфа-профилем.

Материал оптического волновода может обладать *усилением*. Волноводы с усиливающей средой используются в волноводных и волоконных лазерах и усилителях.

Волноводы описанных выше групп также называют *регулярными* волноводами, так как они имеют регулярную (неизменяющуюся) геометрию в продольном направлении. В то же время, широкое применение в интегральной оптике находят нерегулярные волноводы. Такие волноводы, как правило, имеют периодическую модуляцию показателя преломления в продольном направлении.

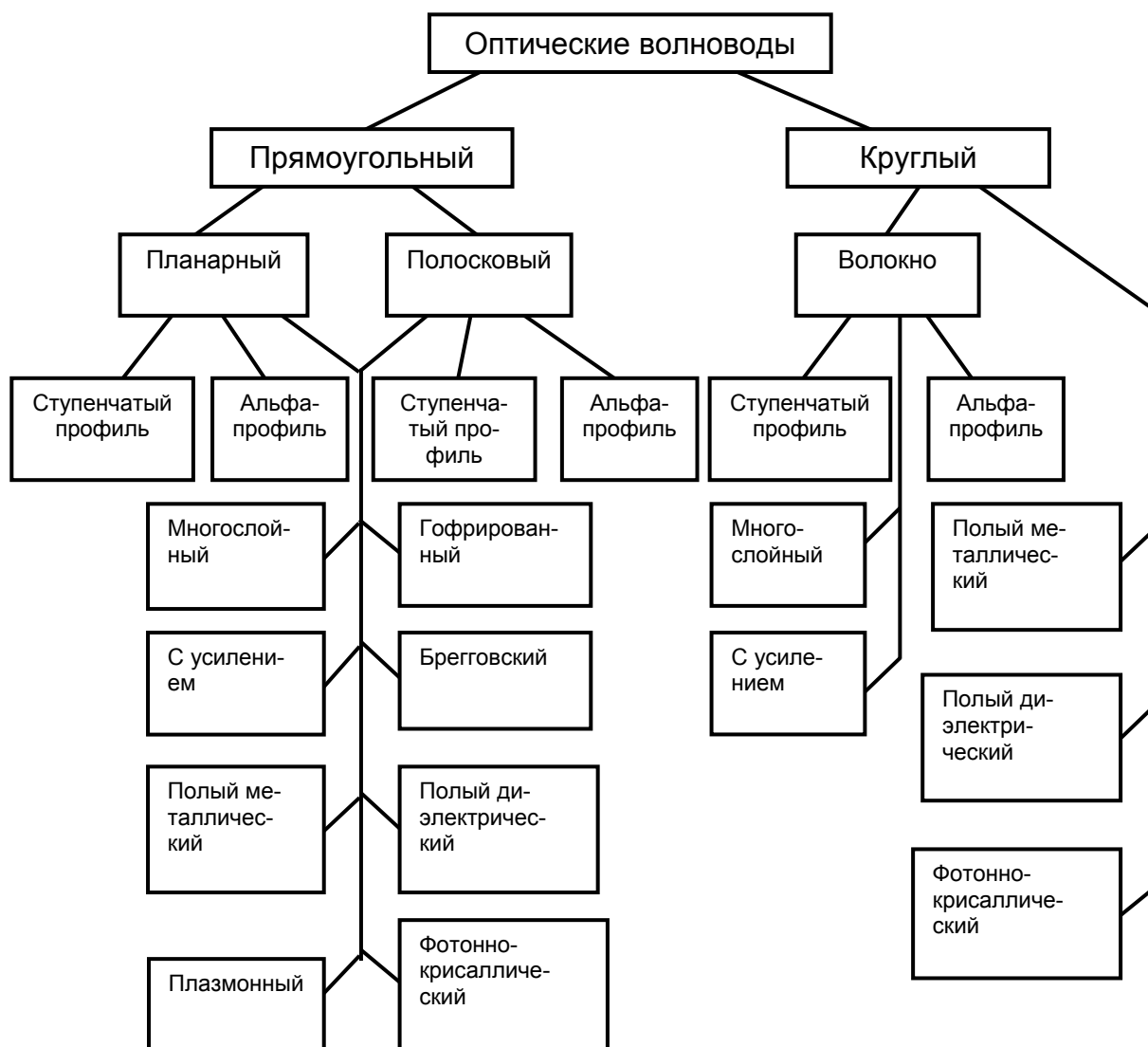


Рис. 1.12 Классификация оптических волноводов.

К этой группе волноводов относятся *гофрированные* и *брэгговские* волноводы. В гофрированных волноводах имеется периодическая модуляция показателя преломления в продольном направлении на границе волновода. В брэгговских волноводах вся среда волновода в продольном направлении имеет периодическую модуляцию показателя преломления. Волноводы данной группы используются в качестве волноводных фильтров и оптических переключателей, а также в волноводных лазерах для создания положительной обратной связи.

Общим для описанных выше волноводов является то, что показатель преломления материала волновода больше, чем показатель преломления окружающей среды. В то же время существуют *полые диэлектрические волноводы* в виде капилляра прямо-

угольного или круглого сечения, заполненного газом с показателем преломления  $n = 1$ . Такие волноводы используются в волноводных газовых лазерах.

Для транспортировки мощного лазерного излучения среднего инфракрасного диапазона иногда используются **полые металлические волноводы** прямоугольного или круглого сечения.

В последние годы интенсивно исследуются и уже находят практическое применение новые типы волноводов – **фотоннокристаллические** и **плазмонные**. Фотоннокристаллический волновод представляет собой волновод прямоугольного или круглого сечения, окруженный фотонным кристаллом. Среда, в которой распространяется электромагнитная волна, может представлять собой полость ( $n = 1$ ), либо диэлектрик с  $n > 1$ . **Фотонный кристалл** – среда, структура которой характеризуется периодическим изменением коэффициента преломления. Фотоннокристаллические волноводы находят применение в интегральной оптике и волоконно-оптических системах связи.

Плазмонный волновод представляет собой протяженную полосу металла с поперечным размером много меньшим длины волны излучения. Особенностью плазмонных волноводов является то, что оптический сигнал распространяется не внутри такого волновода, а по его поверхности, в виде поверхностной электромагнитной волны. Это свойство плазмонных волноводов связано с возбуждением в металле плазмонов - резонансных колебаний плазмы свободных электронов. Применение плазмонных волноводов в устройствах интегральной оптики позволяет значительно уменьшить габариты этих устройств.

## 1.7 Достижения и перспективы волноводной фотоники

Рассмотрим кратко основные достижения интегральной оптоэлектроники:

1) реализованы диффузионные волноводы с потерями менее 1 дБ/см в ниобате и танталате лития, применяемые в акустооптических и электрооптических устройствах;



2) реализованы пленочные волноводы из стекла «Corning» и  $\text{Si}_3\text{N}_4$  на окисленном кремнии, применяемые в фотоприемных устройствах, с потерями менее 0,1 дБ/см;

3) реализованы на различных подложках пленки из органических материалов (винилтриметилсилан (ВТМС), гексаметилди-силоксан (ГМДС), полистирол, полиуретан и т.д.) с потерями 0,1–1,0 дБ/см;

4) реализованы эпитаксиальные волноводы на GaAs с потерями <4 дБ/см для гетеролазеров;

5) реализованы волноводы на основе ИЖГГ (иттрий-железогоаллиевого граната) для магнитооптических устройств;

6) разработана технология изготовления полосковых волноводов шириной до 2 мкм;

7) разработаны методы ввода излучения — призмный, дифракционный и другие, обеспечивающие эффективность более 90%;

8) разработаны элементы связи между планарными и полосковыми волноводами, между волноводами и оптическими волокнами;

9) разработаны широкополосные, быстродействующие электрооптические, магнитооптические и акустооптические устройства управления излучением в планарных и полосковых волноводах с рекордно малыми управляющими мощностями;

10) разработаны пассивные элементы интегральной оптики — линзы, коллиматоры, призмы, расщепители лучей, отражатели, преобразователи мод, направленные ответвители и т.д.;

11) разработаны интегральные фотоприемники для полосковых и планарных волноводов;

12) разработаны инжекционные интегральные гетеролазеры и планарные лазеры на органических красителях;

13) разработаны методы стыковки-гибридизации объемных фотоприемников и лазеров с планарными и полосковыми волноводами;

14) исследованы нелинейные оптические эффекты в планарных и полосковых волноводах.

Разумеется, это только краткий перечень, практически каждый месяц список достижений интегральной оптоэлектроники пополняется. Однако осталось много нерешенных проблем. На-

пример, до сих пор не создано полностью интегральной оптической схемы. По-видимому, как и в радиоэлектронике, первым этапом будет создание гибридно-интегральных схем. Некоторые такие схемы уже созданы, например, акустооптический анализатор спектра радиосигналов, изображенный на рис. 1.13. Он представляет собой кристалл ниобата лития, в котором сделаны геодезические линзы 2 и 5, сформирован диффузией Ti оптический волновод и нанесен встречно-штыревой преобразователь 3, преобразующий радиосигнал в упругую поверхностную волну (УПВ). Объемными элементами здесь являются инжекционный лазер 1 и позиционно-чувствительный фотоприемник 6 (линейка

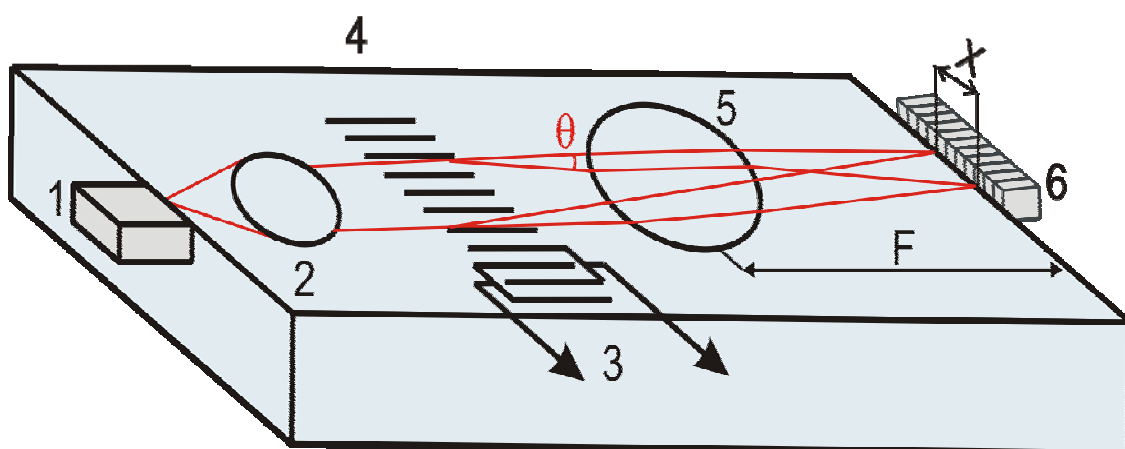


Рис. 1.13 Гибридно-интегральный АОАС радиосигналов

ПЗС). Первый создает в волноводе непрерывное когерентное световое излучение, которое формируется линзой 2 в параллельный пучок, дифрагирует на фазовой решетке, созданной УПВ, и фокусируется линзой 5 на элемент фотоприемника 6. Расстояние  $x$  между дифрагированным и недифрагированным лучами в фокальной плоскости линзы 5, пропорционально углу дифракции  $\theta$  и фокусному расстоянию  $F$ :

$$x \approx \theta F = \frac{\lambda}{\Lambda} F = \frac{\lambda F}{v} f,$$

где  $\lambda$  — длина волны света,  $\Lambda$  — длина УПВ,  $v$  — скорость УПВ,  $f$  — частота радиосигнала.

Если сигнал, подаваемый на преобразователь 3, немонохроматический, то каждой спектральной составляющей на фотоприемнике 6 будет соответствовать свой дифракционный максимум.

Чтобы сделать такое устройство (АОАС) полностью интегральным, необходим полифункциональный материал подложки, который позволял бы генерировать и детектировать когерентное излучение, создавать на нем высококачественные оптические волноводы, обладал бы хорошими пьезоэлектрическими и акустооптическими свойствами.

Более сложные устройства потребуют наличия также хороших электрооптических, магнитооптических и других качеств. В настоящее время материала, который обладал бы подобными свойствами, не найдено.

Несмотря на то, что рассмотренный АОАС является гибридным, по габаритам и весу он значительно меньше такого устройства в объемном исполнении и требует на порядок меньших управляющих мощностей. Следует ожидать, по-видимому, дальнейших успехов в поисках путей реализации интегральных оптических схем с широкими функциональными возможностями.

## 2 ПЛАНАРНЫЕ ВОЛНОВОДЫ

### 2.1 Формулы Френеля

Основным свойством оптического волновода является способность *канализовать* электромагнитную энергию оптического диапазона. В лучевом приближении это свойство волновода иллюстрирует рис. 2.1.

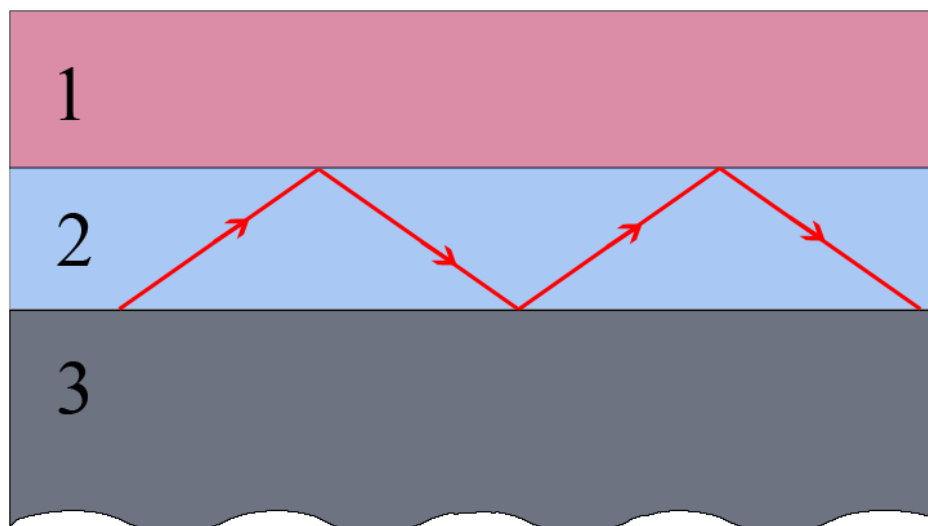


Рис. 2.1. Канализование луча в оптическом волноводе.

Волновод на рисунке представляет собой трехслойную структуру из материалов (1-3) с разными оптическими свойствами. В случае канализования луча распространяется по центральному слою 2.

Очевидно, что такое распространение луча возможно при условии его отражения от границ между средами. Поэтому, рассмотрим законы оптики, описывающие *отражение и преломление света* на границе между двумя средами с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$  (рис. 2.2)

Из граничных условий можно вывести следующие выражения, описывающих свойства лучей при отражении и преломлении:

1.  $\theta_3 = \theta_1$  (Угол падения равен углу отражения)
2.  $\sin \theta_2 / \sin \theta_1 = n_1 / n_2$  (Закон Снеллиуса)

### 3. Законы Френеля

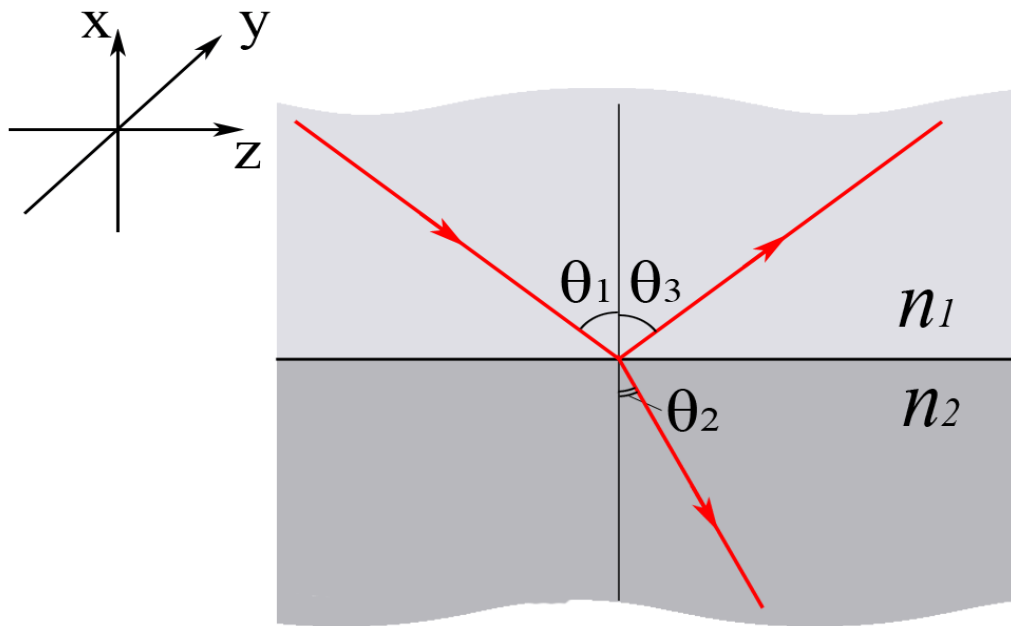


Рис. 2.2. Отражение и преломление света на границе двух сред

Рассмотрим подробнее законы Френеля для компонент электрического поля волны. Амплитуды электрического поля падающей ( $E_1$ ), отраженной ( $E_3$ ) и преломленной ( $E_2$ ) волн связаны следующими соотношениями:

$$E_3 = E_1 \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2}, \quad E_2 = E_1 \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (2.1.1)$$

$$(2.1.2)$$

для случая, когда вектор электрического поля ( $E$ ) перпендикулярен плоскости падения излучения (*TE-поляризация*:  $E_y, H_x, H_z$ , где  $E$  и  $H$  - векторы электрического и магнитного полей) и соотношениями:

$$E_2 = E_1 \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} \quad (2.1.3)$$

$$E_3 = E_1 \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2}, \quad (2.1.4)$$

для случая, когда вектор электрического поля ( $E$ ) параллелен плоскости падения излучения (ТМ-поляризация:  $E_x, E_z, H_y$ ).

Коэффициенты отражения ( $R$ ) и пропускания ( $T$ ) могут быть определены по следующим формулам:

$$R = \left| \frac{E_3}{E_1} \right|^2, \quad T = \left| \frac{E_2}{E_1} \right|^2. \quad (2.1.5)$$

$$(2.1.6)$$

Рассмотрим важный для оптических волноводов случай, при котором излучение полностью отражается от границы двух сред ( $R = 100\%$ ).

Данная ситуация реализуется при угле падения большем критического угла  $\theta_c$ . Критический угол падения определяется из выражения:

$$\sin \theta_c = n_2/n_1.$$

Из приведенного выражения следует, что эффект *полного внутреннего отражения* может возникать лишь при выполнении условия  $n_1 > n_2$ . Это условие также является необходимым для каналирования излучения в большинстве диэлектрических волноводов.

Зависимость коэффициента отражения на границе двух сред от угла падения показана на рис. 2.3. а для двух поляризаций излучения.

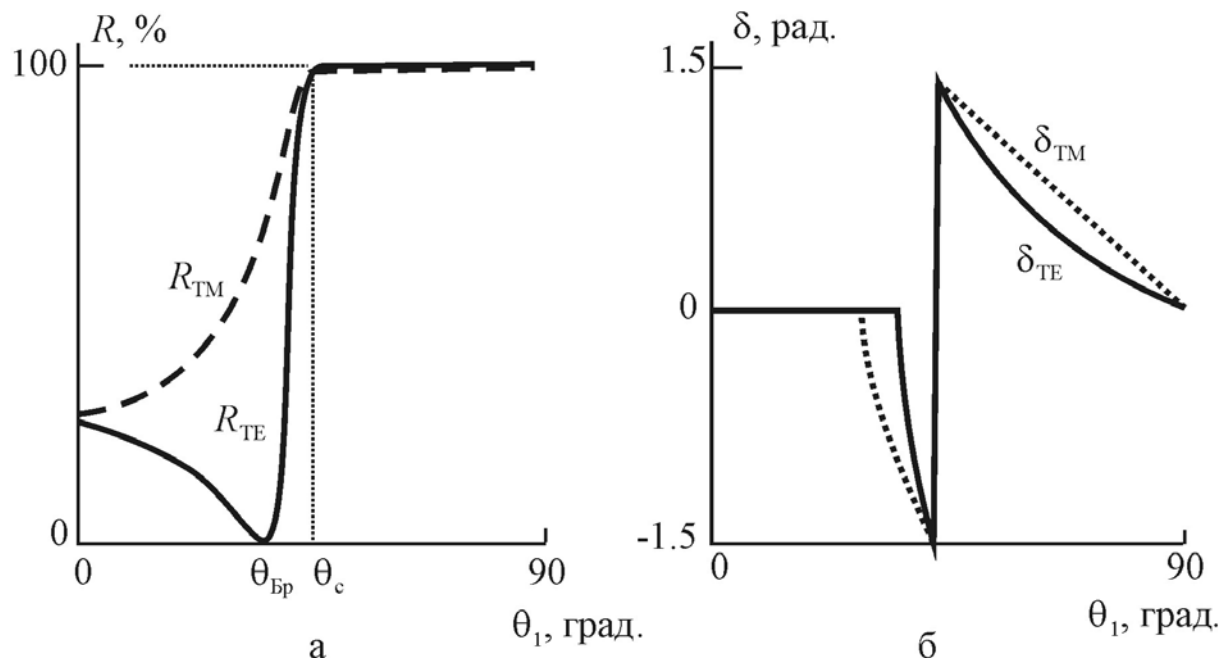


Рис. 2.3. а) зависимость коэффициента отражения от угла падения излучения.

б) зависимость сдвига фазы отраженного излучения от угла падения излучения.

Рассмотрим некоторые важные эффекты, возникающие при полном внутреннем отражении:

1. При отражении от границы двух сред происходит *сдвиг фазы* отраженного излучения. Величина сдвига фазы задается выражением:

$$\delta = 2 \operatorname{arctg} \frac{\sin^2 \theta_1 - n_2^2 / n_1^2}{\cos \theta_1},$$

для случая *TE*-поляризации падающего излучения и выражением:

$$\delta = 2 \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_1 - n_2^2 / n_1^2}}{n_2^2 / n_1^2 \cos \theta_1},$$

для случая *TM*-поляризации. Зависимости сдвига фазы отраженного излучения от угла падения показаны на рис. 2.3 б. Из рисунка видно, что вблизи критического угла падения происходит скачок фазы отраженного излучения, а в области полного внутреннего отражения, при увеличении угла падения, фаза отраженного излучения уменьшается.

2. Полное внутреннее отражение сопровождается смещением пучка вдоль оси *z* (*сдвиг Гуса-Хенхена*). Это происходит за счет проникновения излучения за границу двух сред в виде затухающей волны (рис. 2.4).

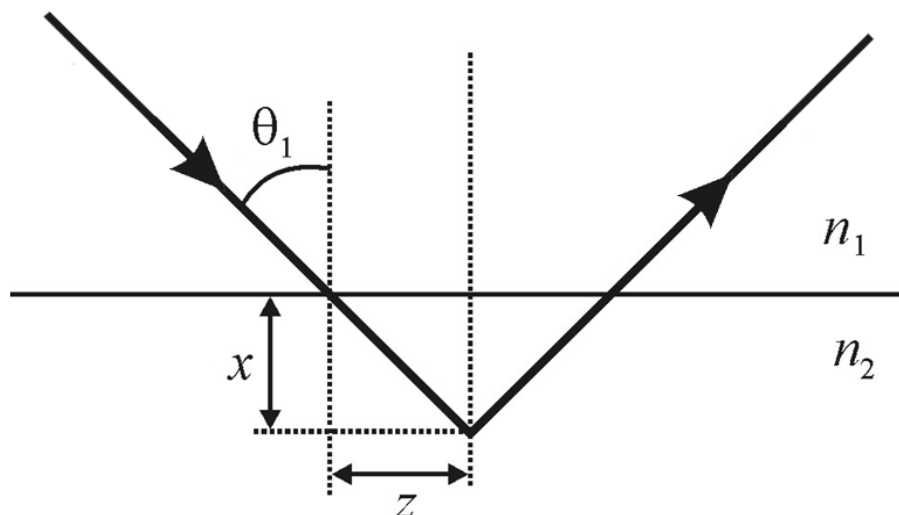


Рис. 2.4. Сдвиг Гуса-Хенхена при полном внутреннем отражении.

Величина смещения пучка по оси  $z$  задается следующим соотношением:

$$z = \frac{\operatorname{tg} \theta_1}{k(n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2)^{1/2}}, \quad (2.1.7)$$

$$(2.1.8)$$

для случая  $TE$ -поляризации, и соотношением:

$$z = \frac{n_2^2 \operatorname{tg} \theta_1}{k(n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2)^{1/2} (n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2 \cos^2 \theta_1)},$$

для случая  $TM$ -поляризации.  $k$  – волновое число ( $k = 2\pi/\lambda$ ).

Сдвиг фазы при отражении излучения от границы сред и сдвиг Гуса-Хенхена оказывают существенное влияние на особенности распространения оптических сигналов в диэлектрических волноводах.

В полых диэлектрических волноводах излучение падает из среды с  $n = 1$  в среду с более высоким коэффициентом отражения. В этом случае, эффект полного внутреннего отражения отсутствует, и коэффициент отражения достигает 100 % лишь при  $\theta_1 = 90^\circ$  (рис. 2.5). Сдвиг фазы отраженного излучения не зависит от угла падения и поляризации излучения и равен нулю.



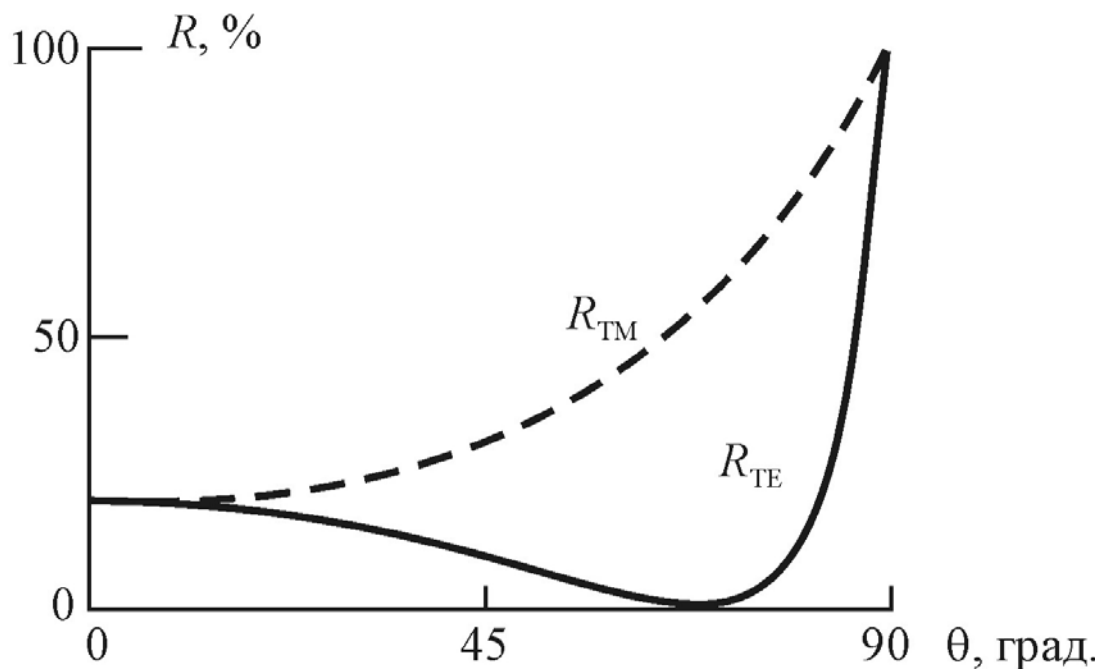


Рис. 2.5. Зависимость коэффициента отражения от угла падения для излучения падающего из среды с  $n = 1$  в среду с  $n = 2.5$ .

Наконец, рассмотрим случай отражения от металлической поверхности (случай полых металлических волноводов). Угловые зависимости коэффициента отражения и сдвига фазы отраженного излучения показаны на рис. 2.6 для отражения от поверхности серебра.

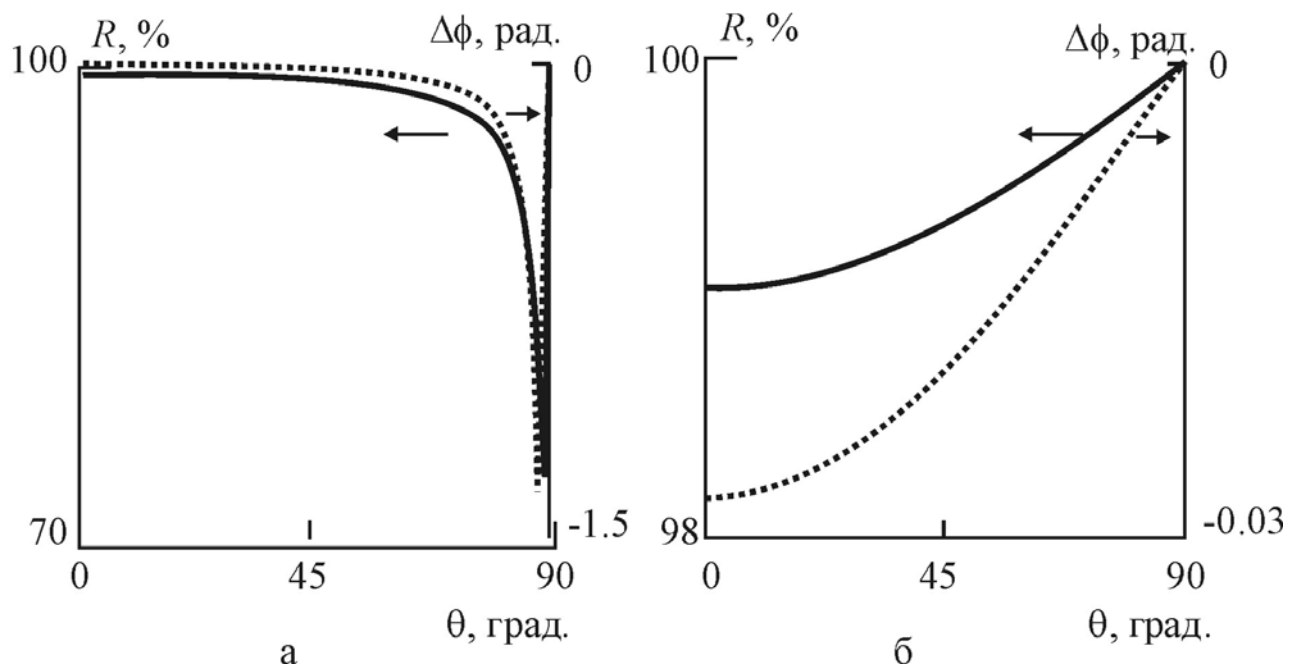


Рис. 2.6. Зависимость коэффициента отражения и сдвига фазы от угла падения для границы воздух – серебро.

а –  $TE$ -поляризация,

б –  $TM$ -поляризация.  $\lambda = 10.6$  мкм.

Из рисунка видно, что ход зависимостей  $R(\theta)$  и  $\Delta\varphi(\theta)$  существенно зависит от поляризации излучения. Для  $TE$ -поляризации при  $85 < \theta_1 < 90^\circ$  имеет место минимум отражения и скачок фазы. Коэффициент отражения достигает 100 % для  $TE$  и  $TM$ -поляризации лишь при  $\theta_1 = 90^\circ$ .

## 2.2 Классификация оптических волноводов

Рассмотрим вначале классификацию волноводов. *Планарными* мы будем называть волноводы, ограниченные лишь в одном направлении (рис. 2.7). В данном случае волноводный слой с показателем преломления  $n_0$  ограничен в направлении  $X$  и имеет толщину  $h$ . Подложку с показателем преломления  $n_1$  считаем неограниченной в направлении  $-X$ , а покровный слой с показателем преломления  $n_2$  — неограниченным в направлении  $+X$ . Чаще всего покровным слоем служит воздух, и  $n_2 = 1$ . Планарные волноводы мы будем разделять на *пленочные* и *градиентные*.

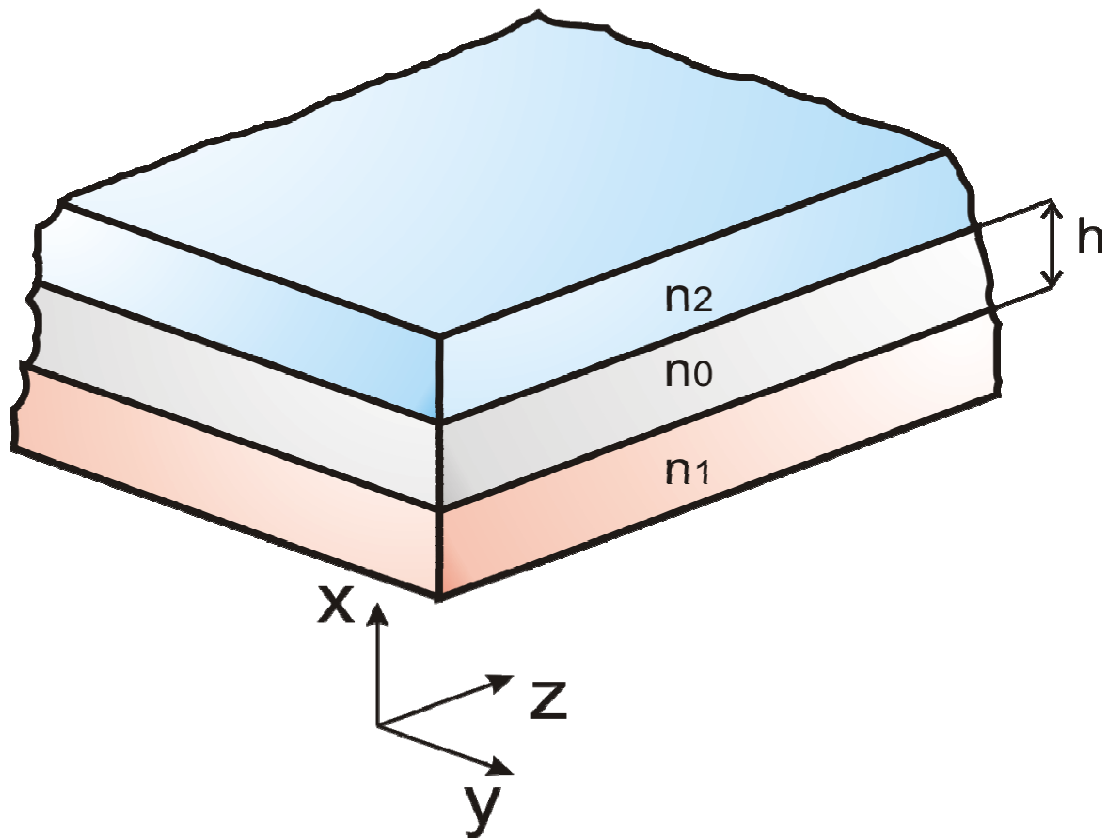


Рис. 2.7 Планарный волновод

Будем считать, что в пленочных волноводах  $n_0$  не зависит от координаты  $x$ . Такой волновод реализуется нанесением на подложку, выполненную из одного материала (например, стекла), *тонкой пленки* из другого материала (например,  $Ta_2O_5$ , стекла с большим показателем преломления).

На рис. 2.8. показан пленочный волновод с распространённой по нему в направлении  $Z$  световой волны в приближении геометрической оптики и его профиль показателя преломления.

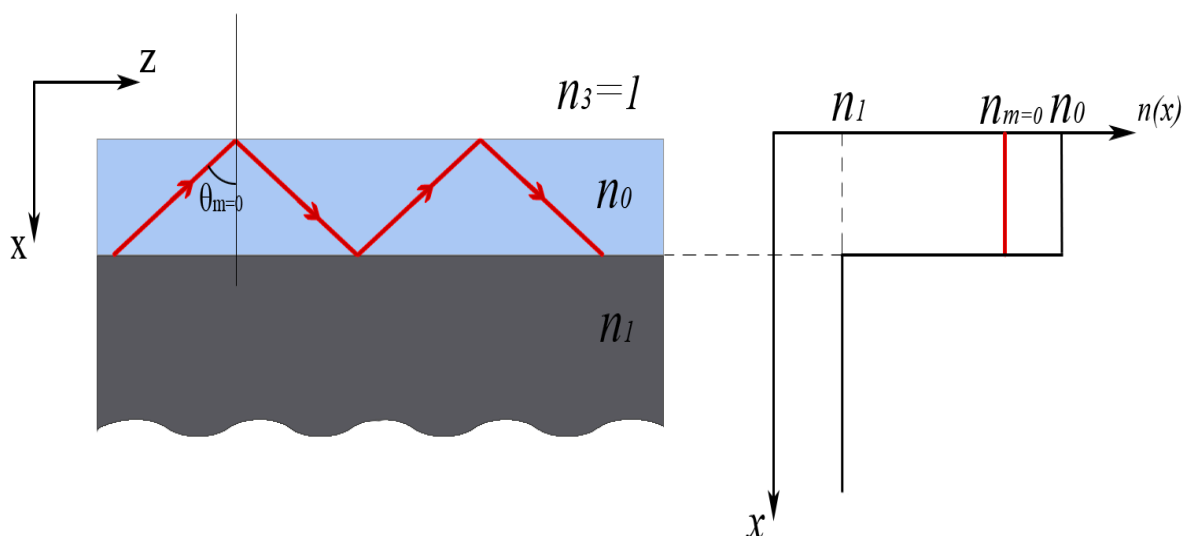


Рис.2.8. Пленочный волновод:

- а) распространение световой волны в приближении геометрической оптики
- б) профиль показателя преломления

В градиентных волноводах  $n_0$  изменяется плавно в пределах волноводного слоя вдоль оси  $X$ , т.е.  $n_0=n_0(x)$ . Такие волноводы можно создать, например, диффузией ионов металла в подложку (например,  $Ti$  в  $LiNbO_3$ ). При этом образуется приповерхностный слой с увеличенным показателем преломления, в котором свет может распространяться путем полного внутреннего отражения от границы волноводного слоя с покровным, и путем рефракции в волноводном слое, являющимся оптически неоднородной средой. На рис. 2.9. показан пленочный волновод с распространённой по нему в направлении  $Z$  световой волны в приближении геометрической оптики и его профиль показателя преломления.

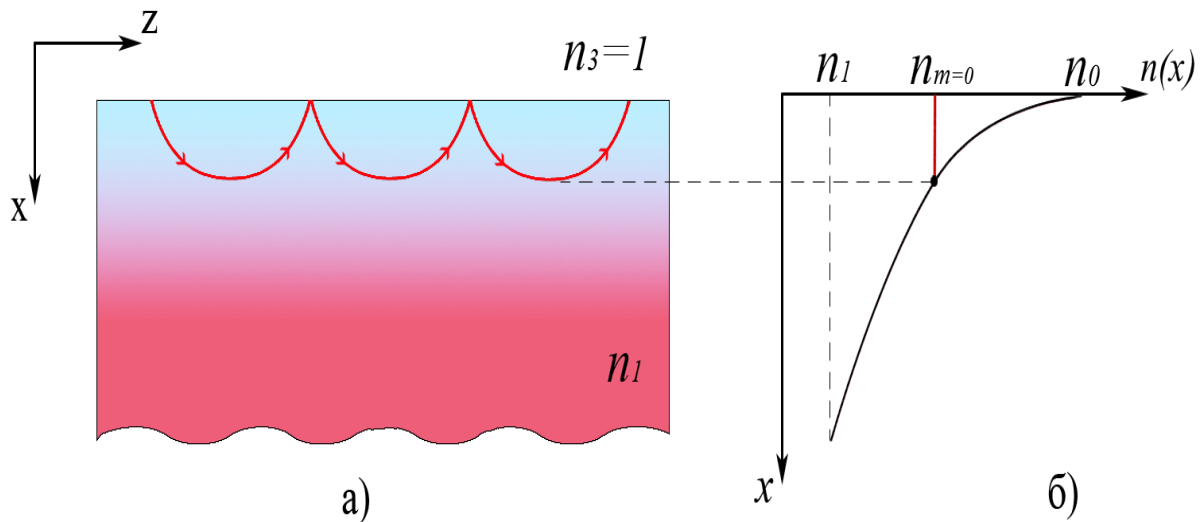


Рис.2.9. Градиентный волновод:

а) распространение световой волны в приближении геометрической оптики

б) профиль показателя преломления.

Кроме планарных волноводов в интегральной оптоэлектронике применяются **полосковые (канальные)** волноводы, которые ограничены не только в направлении  $X$ , но и в направлении  $Y$ , поперечные размеры волноводного слоя сравнимы с длиной световой волны. Подробнее полосковые волноводы мы рассмотрим позднее.

Распространение света в оптических волноводах может быть рассмотрено с позиций волновой и геометрической оптики. Геометрическая оптика позволяет наглядно описать картину явлений и существенно упростить ту или иную задачу. Волновая оптика предполагает последовательное применение уравнений электродинамики (уравнений Максвелла, материальных уравнений и т.д.) и является более строгой. В целом эти два подхода хорошо дополняют друг друга, поэтому мы сначала рассмотрим геометрическую оптику планарных волноводов, а затем — электромагнитную теорию. В этом разделе мы изучим также механизмы потерь в оптических волноводах.

## 2.3 Геометрическая оптика планарных волноводов

### 2.3.1 Классификация мод планарного волновода

Рассмотрим пленочную волноводную структуру (рис. 2.10), состоящую из пленки, подложки и покровного материала с показателями преломления  $n_0$ ,  $n_1$ ,  $n_2$ , соответственно. Обычно справедливо неравенство  $n_0 > n_1 > n_2$ , и поэтому существуют два критических угла — на границе пленка — покровный слой ( $\theta_2$ ) и на границе пленка — подложка ( $\theta_1$ ). В зависимости от угла падения  $\Theta$  из пленки на ее границы, можно выделить три случая:

а) при  $\theta < \theta_1, \theta_2$  полное внутреннее отражение отсутствует, и свет частично проходит через пленку в подложку и в покровную среду (рис. 2.10,*a*), преломляясь в соответствии с законом Снеллиуса. В этом случае волноводное распространение света отсутствует, а соответствующее распределение поля называется *излучательной модой*;

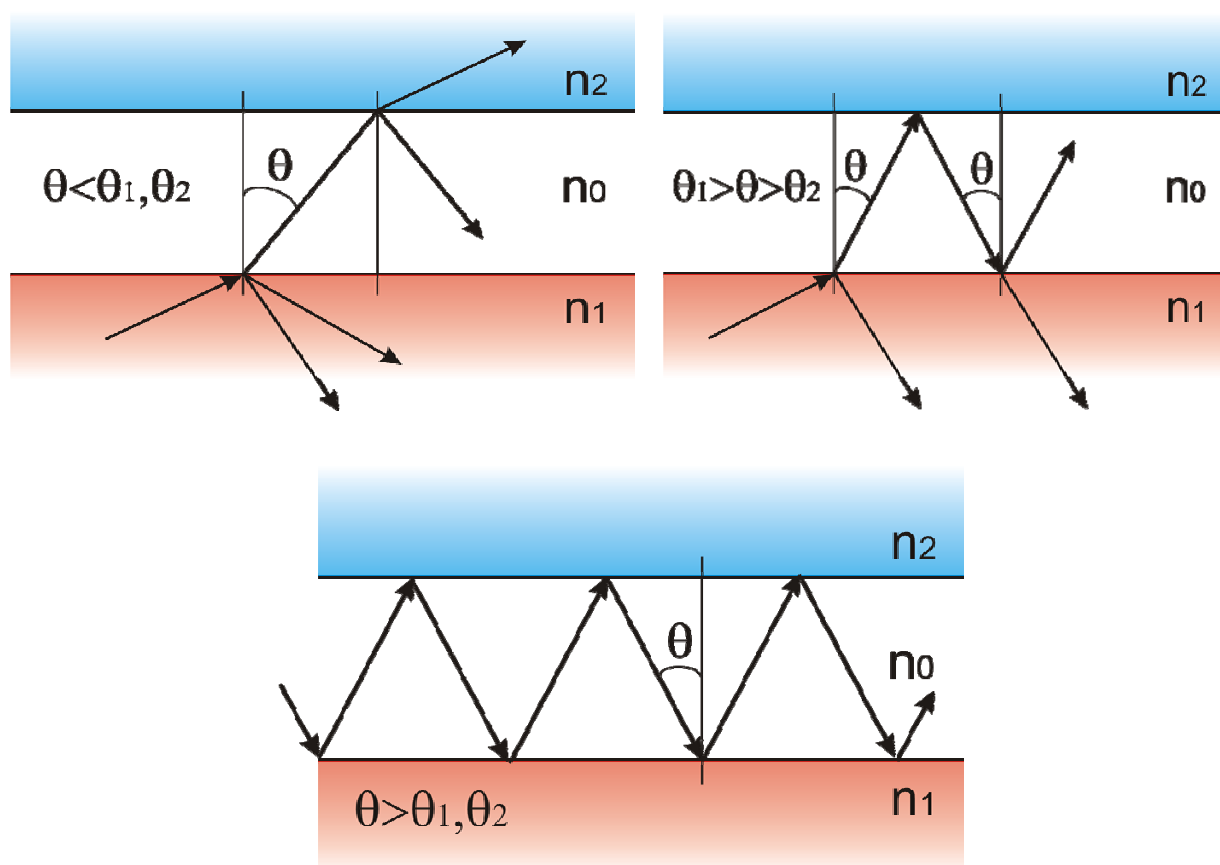


Рис. 2.10 Моды пленочного волновода

б) если угол  $\theta_1 > \theta > \theta_2$ , то распространяющаяся в подложке волна преломляется на границе раздела пленка-подложка, испытывает полное внутреннее отражение на границе пленка-покровный слой, преломляется снова в подложку. В этом случае волноводное распространение света также отсутствует, а соответствующее распределение поля называется *излучательной модой подложки* (рис. 2.10,б);

в) наконец, при  $\theta > \theta_1, \theta_2$  на обеих границах пленки свет будет испытывать полное внутреннее отражение, и при некоторых дискретных углах  $\theta$ , как мы увидим дальше, будет распространяться в пленке волноводным образом по зигзагообразному пути. Этот случай (рис. 2.10,в) соответствует *волноводной моде*.

Моды планарного волновода подразделяются также на поперечно-электрические (ТЕ) и поперечно-магнитные (ТМ). Для ТЕ-мод отличны от нуля компоненты поля  $E_y, H_x$  и  $H_z$ , а для ТМ-мод —  $H_y, E_x, E_z$ . Это следует из электромагнитной теории, которую мы рассмотрим позже. В анизотропных волноводах возможно также существование гибридных мод, когда отличны от нуля в общем случае все шесть компонент электромагнитного поля моды.

### 2.3.2 Волноводные моды тонкопленочного волновода

Рассмотрим тонкопленочный волновод из оптически изотропного материала (рис. 2.11). С точки зрения геометрической оптики поле в волноводном слое можно представить в виде двух плоских волн, которые распространяются в волноводе по зигзагообразному пути, испытывая на границах слоя полное внутреннее отражение:

$$(E, H) \sim (E_m, H_m) \exp(i(\omega t - kn_0(\pm x \cos \theta + z \sin \theta))), \quad (2.3.1)$$

где  $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$  — волновое число света в вакууме.

Постоянная распространения  $\beta$  волноводной моды и ее фазовая скорость  $v$ , как видно из (2.3.1), определяется выражением:

$$\beta = \frac{\omega}{v} = kn_0 \sin \theta. \quad (2.3.2)$$

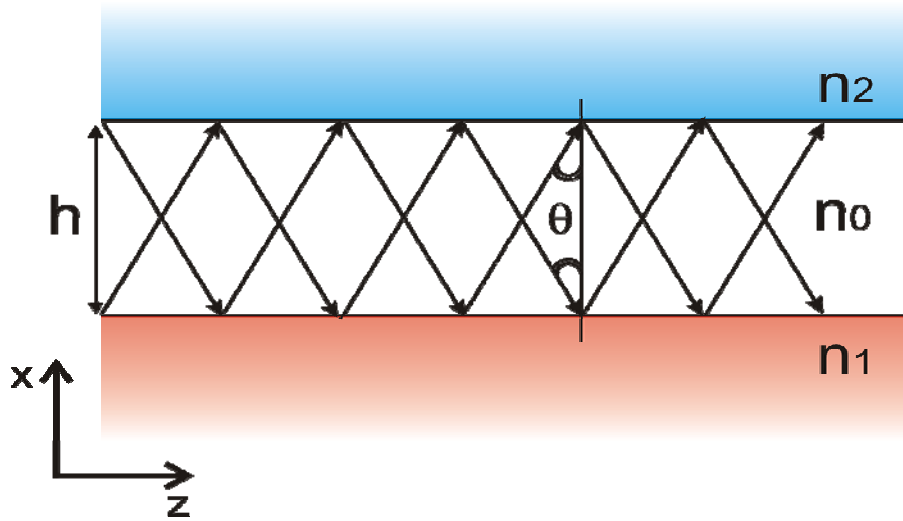


Рис. 2.11. Распространение света в тонкопленочном волноводе

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

$$2kn_0h \cos \theta - \phi_1 - \phi_2 = 2\pi m, \quad (2.3.3)$$

где  $m = 0, 1, 2, \dots$  (целое число). Уравнение 2.3.3. называется *уравнением фазового синхронизма или дисперсионным уравнением*.

В левой части первый член — набег фазы при проходе волны от границы  $x = 0$  к границе  $x = h$  и обратно к границе  $x = 0$ ;  $\phi_1$  и  $\phi_2$  — фазовые сдвиги при полном внутреннем отражении от подложки и покровного слоя, соответственно. Из формул Френеля для отраженного света запишем для ТЕ- и ТМ-волн:

$$\phi_{1,2}^{TE} = 2 \arctg \sqrt{\frac{n_0^2 \sin^2 \theta - n_{1,2}^2}{n_0^2 - n_0^2 \sin^2 \theta}}; \quad (2.3.4)$$

$$\phi_{1,2}^{TM} = 2 \arctg \left( \sqrt{\frac{n_0^2 \sin^2 \theta - n_{1,2}^2}{n_0^2 - n_0^2 \sin^2 \theta}} \cdot \frac{n_0^2}{n_{1,2}^2} \right). \quad (2.3.5)$$

Введем так называемый «эффективный показатель преломления»  $n_m$ :



$$n_m = \frac{\beta}{k} = n_0 \sin \theta. \quad (2.3.6)$$

Учитывая (2.3.4) — (2.3.6), из (2.3.3) получим дисперсионные уравнения, определяющие эффективный показатель преломления  $n_m$  (а значит, и  $\beta$ ), как функцию длины волны света  $\lambda$  и толщины пленки  $h$ :

$$\frac{2\pi}{\lambda} h = \frac{1}{\sqrt{n_o^2 - n_m^2}} \times \left( \pi\rho + \operatorname{arctg} \left( \frac{n_0}{n_1} \right)^\chi \cdot \sqrt{\frac{n_m^2 - n_1^2}{n_o^2 - n_m^2}} + \operatorname{arctg} \left( \frac{n_0}{n_2} \right)^\chi \cdot \sqrt{\frac{n_m^2 - n_2^2}{n_o^2 - n_m^2}} \right), \quad (2.3.7)$$

где  $\chi = 0$  для ТЕ-волн,  $\chi = 2$  для ТМ-волн, число  $m = 0, 1, 2, \dots$  определяет номер моды, например — ТЕ<sub>0</sub>, ТЕ<sub>1</sub>, ТМ<sub>0</sub> и т.д.

Проанализируем (2.3.7).

1. Каждой моде соответствует свой эффективный показатель преломления  $n_m = n_0 \sin \theta_m$  и свой угол  $\theta_m$ , под которым свет распространяется в пленке (таб. 2.1).

Номер волноводной моды	Резонансный угол волноводной моды	Эффективный показатель преломления волноводной моды
ТЕ, ТМ <sub>m</sub>	$\theta_m^{\text{ТЕ,ТМ}}$	$n_m^{\text{ТЕ,ТМ}}$
ТЕ <sub>0</sub> →	$\theta_0^{\text{ТЕ}}$ →	$n_0^{\text{ТЕ}}$
ТМ <sub>0</sub> →	$\theta_0^{\text{ТМ}}$ →	$n_0^{\text{ТМ}}$
ТЕ <sub>1</sub> →	$\theta_1^{\text{ТЕ}}$ →	$n_1^{\text{ТЕ}}$
ТМ <sub>1</sub> →	$\theta_1^{\text{ТМ}}$ →	$n_1^{\text{ТМ}}$
ТЕ <sub>2</sub> →	$\theta_2^{\text{ТЕ}}$ →	$n_2^{\text{ТЕ}}$
ТМ <sub>2</sub> →	$\theta_2^{\text{ТМ}}$ →	$n_2^{\text{ТМ}}$
ТЕ <sub>3</sub> →	$\theta_3^{\text{ТЕ}}$ →	$n_3^{\text{ТЕ}}$
ТЕ <sub>3</sub> →	$\theta_3^{\text{ТМ}}$ →	$n_3^{\text{ТМ}}$

2. Эффективный показатель преломления *волноводной моды* изменяется в пределах

$$n_0 > n_m > n_1, \quad (2.3.8)$$

т.к.  $\sin \theta < 1$ . При  $n_m < n_1$  в структуре имеют место излучательные моды подложки.

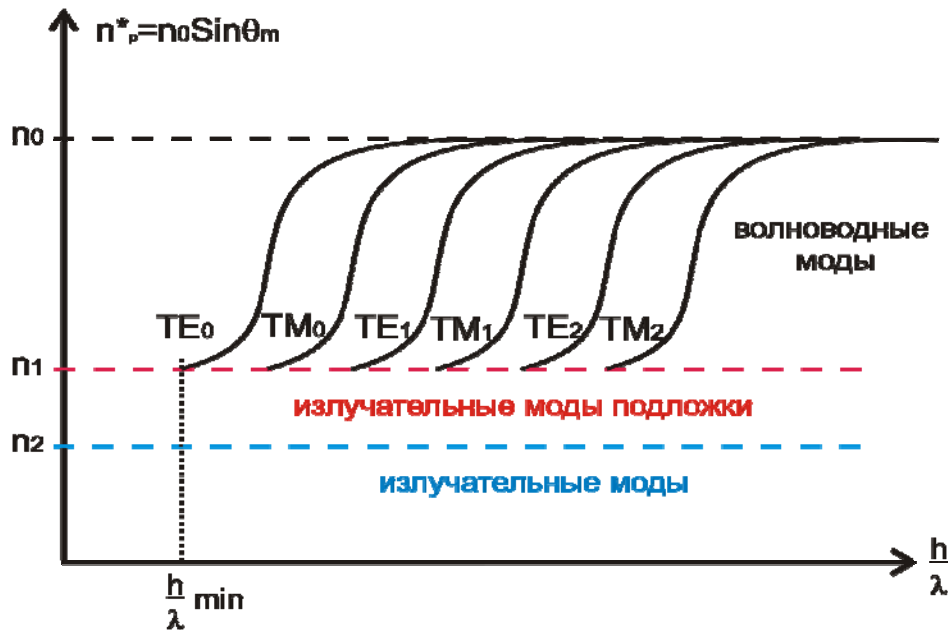


Рис. 2.12

3. Нарисуем примерный вид зависимости  $n_m$  от  $\frac{h}{\lambda}$  (рис. 2.12) для асимметричной волноводной структуры, у которой  $n_1 > n_2$ . Для каждой моды существует критическая толщина волновода (или *толщина отсечки*), при которой наступает отсечка для данной волноводной моды (когда  $n_m = n_1$ ). При этом условии из (2.3.7) найдем:

$$\left(\frac{h}{\lambda}\right)_{\min} = \frac{1}{2\pi\sqrt{n_0^2 - n_1^2}} \left( \pi m + \operatorname{arctg} \left( \frac{n_0}{n_1} \right)^2 \sqrt{\frac{n_1^2 - n_2^2}{n_0^2 - n_1^2}} \right). \quad (2.3.9)$$

4. Минимальная толщина волновода соответствует  $TE_0$ -моду, т.к. для нее  $\chi = 0$  и  $m = 0$ .

5. Для симметричной волноводной структуры с  $n_1 = n_2$  для мод с номером  $m = 0$  отсечка отсутствует и при  $h \rightarrow 0$ .

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

7. Для конкретной структуры с ростом номера моды  $m$  уменьшается как эффективный показатель преломления  $n_m$ , так и угол распространения  $\theta_m$  (рис. 2.13)

8. Моды в пленочном волноводе сосредоточены только в пленке.

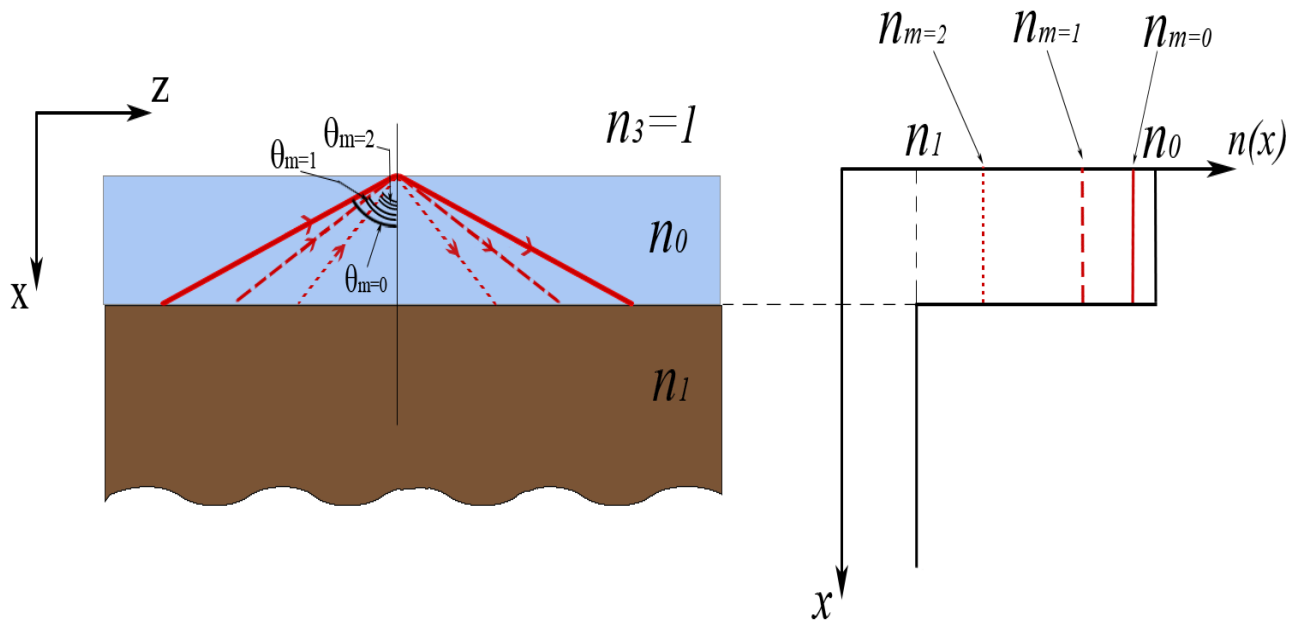


Рис.2.13. Волноводные моды с малыми номерами распространяются под большими дискретными углами к поверхности волновода, Волноводные моды с большими номерами распространяются под малыми дискретными углами к поверхности волновода.

### 2.3.3 Эффективная толщина волновода

При полном внутреннем отражении, как известно, в оптически менее плотной среде распространяются неоднородные плоские волны, амплитуда которых экспоненциально уменьшается с удалением от границы. С точки зрения геометрической оптики можно считать, что зигзагообразный луч как бы проникает на глубину  $x_1$  и  $x_2$  в подложку и покровную среду, соответственно (рис. 2.14).

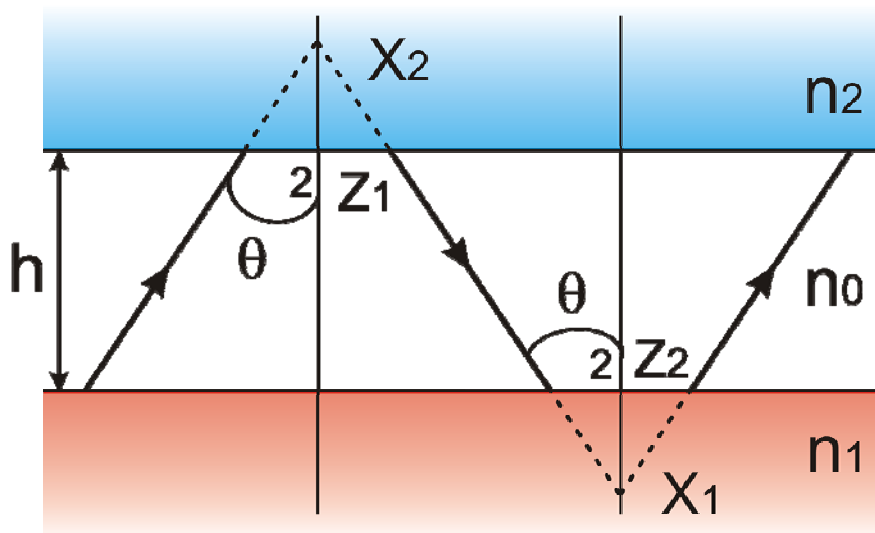


Рис 2.14. К расчету эффективной толщины планарного волновода

В продольном направлении луч как бы сдвигается на величину  $2Z_1$  и  $2Z_2$ . Это явление в иностранной литературе носит название «эффект Гуса-Хэнхена». Такое представление основано на том, что отраженная волна приобретает фазовые сдвиги  $\phi_1$  и  $\phi_2$ . Таким образом, электромагнитная энергия распространяется не только по волноводному слою, но и в прилегающих областях, т.е. существует эффективная толщина волновода, по которой переносится основная часть энергии моды.

Величины  $x_1$  и  $x_2$  найдем, когда будем рассматривать волновую теорию, как  $\frac{1}{\gamma_1}$  и  $\frac{1}{\gamma_2}$ , где  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  — постоянные затухания поля в направлении  $X$  в подложке и покровной среде, соответственно. Эффективная толщина волновода определяется как сумма:

$$h_{эф} = h + x_1 + x_2 = h + \frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2}. \quad (2.3.10)$$

### 2.3.4 Градиентные планарные волноводы

Найдем дисперсионное уравнение для волновода с плавным изменением показателя преломления:

$$n(x) = n_1 + \Delta n_0 \cdot f(x), \quad (2.3.11)$$

где  $n_1$  — показатель преломления подложки;

$\Delta n_0 \ll n_1$  — приращение показателя преломления волновода на границе с покровной средой;

$$f(x) \left\{ \begin{array}{l} \text{монотонно уменьшающаяся непрерывная функция:} \\ f(x) = 1, \quad \text{при } x = 0, \\ f(x) = 0, \quad \text{при } x = -\infty. \end{array} \right. \quad (2.3.12)$$

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

$$\left\{ \begin{array}{l} k_z = \beta, \\ k_x = \sqrt{K^2 \cdot n^2(x) - \beta^2} = \sqrt{n^2(x) - n^{*2}}, \end{array} \right. \quad (2.3.13)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$ .

При выводе (2.3.13) мы воспользовались приближением геометрической оптики, считая, что результирующий волновой вектор равен  $k \cdot n(x)$ . В этом приближении набег фазы волны при прохождении от  $x = 0$  до так называемой точки поворота  $x^0$  равен:

$$\frac{1}{2 \cdot k} \cdot \int_0^{x^0} \left[ (n^2(x) - n_m^2) \right]^{-\frac{1}{2}} \cdot \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[ n^2(x) - n_m^2 \right]^{-\frac{1}{4}} dx \ll 1. \quad (2.3.14)$$

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

$$\left[ k \cdot (n^2(x) - n_m^2) \right]^{-1} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \sqrt{n^2(x) - n_m^2} \ll 1, \quad (2.3.15)$$

$$\frac{1}{2 \cdot k} \cdot \int_0^{x^0} \left[ (n^2(x) - n^{*2}) \right]^{-\frac{1}{2}} \cdot \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[ n^2(x) - n^{*2} \right]^{-\frac{1}{4}} dx \ll 1. \quad (2.3.16)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} k_x = 0, \\ n(x^0) = n^*, \end{array} \right. \quad (2.3.17)$$

Выражения (2.3.15) и (2.3.16) ограничивают, по сути дела, величину первой и второй производной от  $k_x$  по сравнению с этой

величиной. Заметим, что в точке поворота  $x^0$  выполняется условие, а неравенства (2.3.15), (2.3.16) не выполняются.

Более строгое рассмотрение показывает, что в точке поворота волна приобретает дополнительный фазовый сдвиг  $\varphi_2 \approx \frac{\pi}{2}$ . Сдвиг фазы волны при отражении от границы  $x = 0$  найдем из формул (2.3.5) и (2.3.4). Поскольку  $\Delta n_0 \ll n_1$ , а знаменатель  $n(x) - n_m^2 \sim \Delta n_0$  по порядку величины, при этом числитель  $n_m - n_1 \ll \Delta n_0$ , получим, что  $\varphi_1 \approx \pi$ .

С учетом этого дисперсионное уравнение в ВКБ — приближении запишется:

$$2|\Delta\varphi| = 2\pi p + \varphi_1 + \varphi_2, \text{ или} \\ k \cdot \int_0^{x_p^0} \sqrt{n^2(x) - n_m^2} dx = \pi \left(m + \frac{3}{4}\right), \quad (2.3.18)$$

где  $x_m^0$  — координата точки поворота моды с номером  $p$ ,  
 $m$  — номер моды.

Преобразуем (2.3.18), учитывая (2.3.11), (2.3.17) и условие  $\Delta n_0 \ll n_1$

$$\begin{aligned} \sqrt{n_0^2(x) - n_m^2} &\cong \sqrt{n_1^2 + 2 \cdot \Delta n_0 \cdot n_1 \cdot f(x) - n_1^2 - 2 \cdot n_1 \cdot \Delta n_0 \cdot f(x_m^0)} = \\ &= \sqrt{2 \cdot n_1 \cdot \Delta n_0} \cdot \sqrt{f(x) - f(x_m^0)}, \\ k \cdot \sqrt{2 \cdot n_1 \cdot \Delta n_0} \cdot \int_0^{x_p^0} \sqrt{f(x) - f(x_m^0)} \cdot dx &= \pi \left(m + \frac{3}{4}\right). \end{aligned} \quad (2.3.19)$$

Если известны  $\Delta n_0, f(x)$  то из (2.3.19) численным расчетом можно найти точку поворота  $x_p^0$  (*глубина распространения волноводной моды*), а значит и  $n_m$  — эффективный показатель преломления.

Заметим, что с увеличением номера моды  $m$  величина  $x_m^0$  увеличивается.

На рис. 2.15 показано распространение волноводных мод в пленочном (а) и градиентном (б) волноводе без учета эффекта Гуса-Хенхена. Моды в пленочном волноводе сосредоточены только в пленке. Моды градиентного волновода распространя-

ются на разных глубинах. С увеличением номера моды увеличивается глубина распространения волноводных мод.

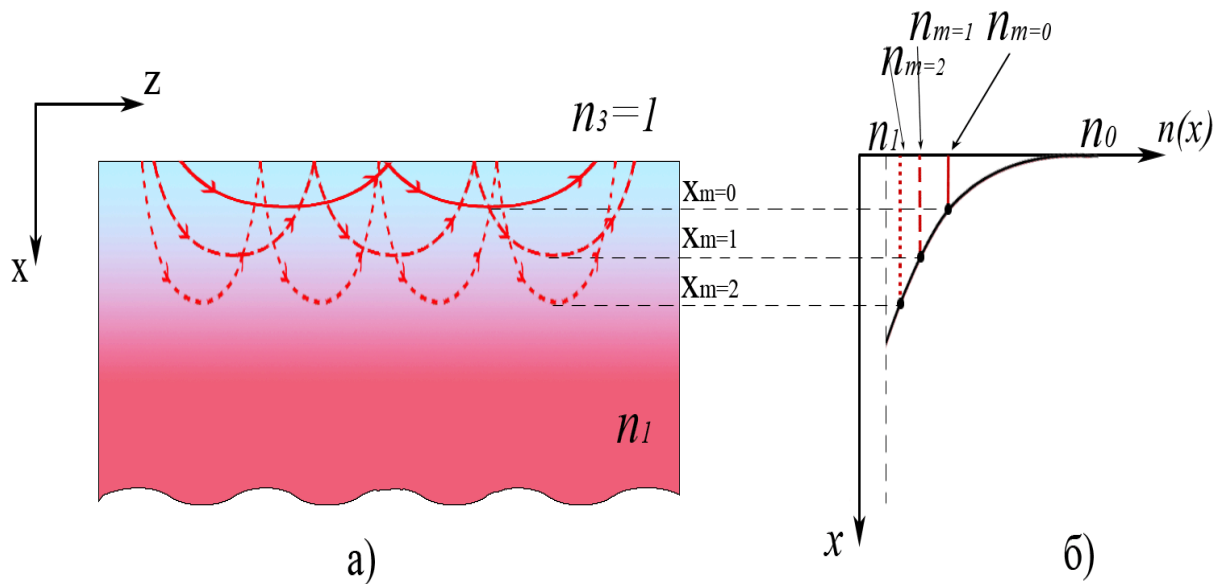


Рис.2.15. Распространение волноводных мод в пленочном (а) и градиентном (б) волноводах

Градиентный волновод может иметь немонотонное изменение показателя преломления, например, с увеличением глубины сначала увеличиваться, а потом – уменьшаться. В уравнении 2.2.11  $f(x)$  — непрерывная немонотонная функция. Такие волноводы называются «заглубленные» или в англоязычной литературе – «захороненные» - (buried). В этих волноводах отсутствуют две границы, на которых происходит полное внутреннее отражение света. Распространение света происходит за счет рефракции света. На рис.2.16 показано распространение волноводных мод в заглубленном градиентном волноводе. С увеличением номера моды увеличивается область распространения волноводных мод.

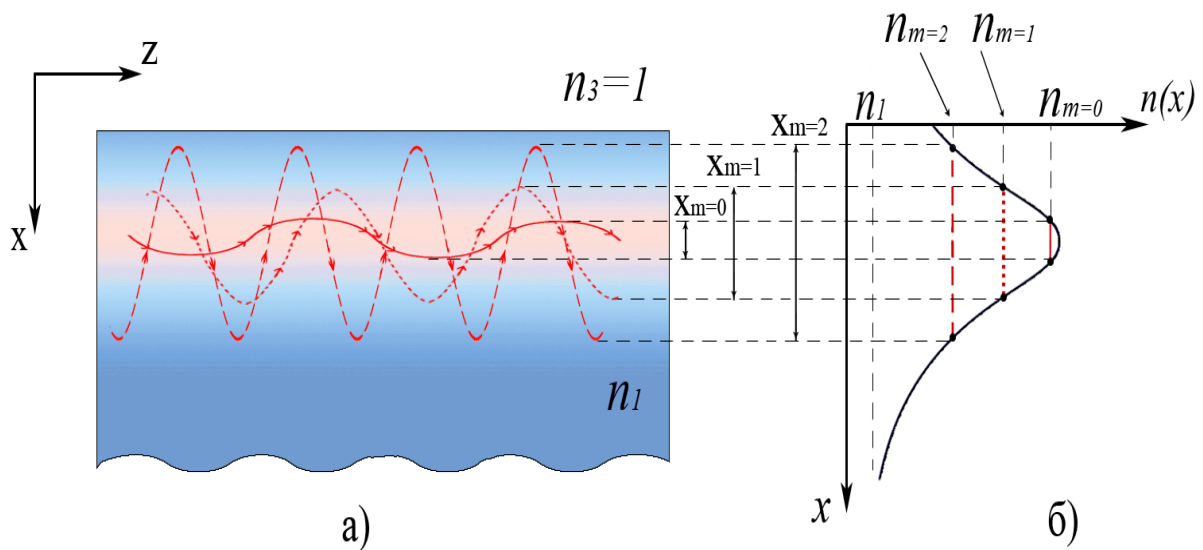


Рис.2.16. Распространение волноводных мод в заглубленном градиентном волноводе

## 2.4 Электромагнитная теория планарных волноводов

### 2.4.1 Волновые уравнения для планарных волноводов

$$\bar{\nabla} \times \bar{E} = -i \cdot \omega \cdot \mu \cdot \bar{H}, \quad (2.4.1)$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{H} = i \cdot \omega \cdot \varepsilon \cdot \bar{E}. \quad (2.4.2)$$

Будем исходить из уравнений Максвелла для комплексных амплитуд:

Для диэлектрических волноводов, как правило,  $\mu = \mu_0$ .

Диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  в общем случае является тензором второго ранга.

Будем рассматривать среды, в которых оси координат (рис. 2.8) совпадают с главными осями тензора  $\hat{\varepsilon}$ :

$$\hat{\varepsilon} = \begin{vmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{vmatrix}, \quad (2.4.3)$$



причем в общем случае  $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2 \neq \varepsilon_3$ .

Такой вид  $\hat{\varepsilon}$  имеет в изотропной среде и кубических кристаллах (тогда  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3$ ), и в частных случаях в одноосных и двуосных кристаллах.

Для планарных волноводов (рис. 2.8) рассматриваем волны, у которых поля не зависят от  $y$ , т.е.  $\frac{d}{dy} = 0$ , и которые распространяются вдоль оси  $Z$ :

$$\begin{pmatrix} \bar{E}_p \\ \bar{H}_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{E}_{pt} \\ \bar{H}_{pt} \end{pmatrix} \cdot \exp[-i \cdot \beta_p \cdot z]. \quad (2.4.4)$$

Подставляя в (2.4.1)  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  из (2.4.4), получим:

$$i \cdot \beta \cdot E_y = -i \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot H_x, \quad (2.4.5)$$

$$-i \cdot \beta \cdot E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -i \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot H_y, \quad (2.4.6)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -i \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot H_z. \quad (2.4.7)$$

Аналогично, из (2.4.2):

$$i \cdot \beta \cdot H_y = i \cdot \omega \cdot \varepsilon_1 \cdot E_x, \quad (2.4.8)$$

$$-i \cdot \beta \cdot H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} = i \cdot \omega \cdot \varepsilon_2 \cdot E_y, \quad (2.4.9)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = i \cdot \omega \cdot \varepsilon_3 \cdot E_z. \quad (2.4.10)$$

Уравнения (2.4.5), (2.4.7), (2.4.9) образуют систему, которая содержит только составляющие поля  $E_y$ ,  $H_x$ ,  $H_z$ , и описывают ТЕ-волны. Уравнения (2.4.6), (2.4.8), (2.4.10) описывают ТМ-волны, у которых имеются составляющие поля  $H_y$ ,  $E_x$  и  $E_z$ .

Подставим в (2.4.9)  $H_x$  и  $H_z$  из (2.4.5) и (2.4.7) и преобразуем его в волновое уравнение для  $E_y$  (ТЕ-волны):

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (n_y^2 \cdot k^2 - \beta^2) \cdot E_y = 0, \quad (2.4.11)$$

где

$n_y$  — показатель преломления среды для волн, поляризованных по оси  $y$ ,

$$n_y^2 \cdot k^2 = n_y^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot \omega^2 = \varepsilon_2 \cdot \mu_0 \cdot \omega^2,$$

$$k = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}.$$

Составляющие  $H_x$  и  $H_z$  связаны с  $E_y$ :

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega \cdot \mu_0} \cdot E_y,$$

$$H_z = \frac{i}{\omega \cdot \mu_0} \cdot \frac{\partial E_y}{\partial x}. \quad (2.4.12)$$

Волновое уравнение для  $H_y$  (ТМ-моды) получим из (2.4.6), подставляя туда  $E_x$  и  $E_z$

$$n_x^2 \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{n_z^2} \cdot \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) + (n_x^2 \cdot k^2 - \beta^2) \cdot H_y = 0, \quad (2.4.13)$$

где  $n_x^2 \cdot \varepsilon_0 = \varepsilon_1$ ,  $n_z^2 \cdot \varepsilon_0 = \varepsilon_3$ ,

$n_x$  и  $n_z$  — коэффициенты преломления для волн с поляризацией по  $X$  и по  $Z$ , соответственно. Компоненты  $E_x$  и  $E_z$  выражаются через  $H_y$ :

$$E_x = \frac{\beta}{\omega \cdot \varepsilon_0 \cdot n_x^2} \cdot H_y,$$

$$E_z = -\frac{i}{\omega \cdot \varepsilon_0 \cdot n_z^2} \cdot \frac{\partial H_y}{\partial x}. \quad (2.4.14)$$

Таким образом, мы получили волновые уравнения (2.4.11), (2.4.13) для ТЕ- и ТМ-мод планарных волноводов.

## 2.4.2 Моды тонкопленочного волновода

Для тонкопленочного волновода  $n = const$  и, если  $n_x = n_z$ , уравнения (2.3.11) и (2.3.13) имеют одинаковый вид.

Рассмотрим ТЕ-волны. Общее решение уравнения (2.4.11)

$$E_y^k = (A_k \cdot \exp[-i \cdot \chi_k \cdot x] + B_k \cdot \exp[i \cdot \chi_k \cdot x] \cdot \exp[i \cdot \beta \cdot z]) \quad (2.4.15)$$

для поля в волноводе, подложке и покровной среде:

$$\text{где } \chi_K = (n_{Ky}^2 \cdot k^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}},$$

Индекс  $K = 0,1,2$  — соответствует пленке, подложке и покровному слою, соответственно.

Постоянная распространения  $\beta$  вдоль оси  $Z$  должна быть одинаковой во всех трех средах, чтобы выполнялись граничные условия.

Рассмотрим вначале волноводные моды, для которых

$$\begin{aligned} \chi_0^2 &= n_{0y}^2 \cdot k^2 - \beta^2 > 0, \\ \chi_1^2 &= n_{1y}^2 \cdot k^2 - \beta^2 = -\gamma_1^2 < 0, \\ \chi_2^2 &= n_{2y}^2 \cdot k^2 - \beta^2 = -\gamma_2^2 < 0, \end{aligned} \quad (2.4.16)$$

и решения (2.4.15) примут вид:

$$\begin{aligned} E_y^1 &= A_1 e^{\gamma_1 x}, & \text{при } x \leq 0, \\ E_y^0 &= A_0 e^{-i\chi_0 x} + B_0 e^{i\chi_0 x}, & \text{при } 0 \leq x \leq h, \\ E_y^2 &= B_2 e^{-\gamma_2(x-h)}, & \text{при } x \leq h. \end{aligned} \quad (2.4.17)$$

Здесь мы учли, что поле при  $x \rightarrow \infty$  должно стремиться к нулю, и положили произвольные постоянные  $A_2$  и  $B_1$  равными нулю.

Для нахождения постоянных  $A$  и  $B$  воспользуемся условием непрерывности тангенциальных компонент на границах сред:

$$\begin{aligned} E_y^1 &= E_y^0 \Big|_{x=0}, & (a) \\ H_z^1 &= H_z^0 \Big|_{x=0}, & (б) \\ E_y^2 &= E_y^0 \Big|_{x=h}, & (в) \\ H_z^2 &= H_z^0 \Big|_{x=h}. & (г) \end{aligned} \quad (2.4.18)$$

Из (а) и (б), с учетом (2.4.17) следует:

$$A_1 = B_0 + A_0, \quad (2.4.19)$$

$$B_2 = A_0 e^{-i\chi_0 h} + B_0 e^{i\chi_0 h}. \quad (2.4.20)$$

Из (б) и (г), используя (2.4.12) и (2.4.17):

$$\gamma_1 A_1 = -i\chi_0 A_0 + i\chi_0 B_0 \quad (2.4.21)$$

$$-\gamma_2 B_2 = -i\chi_0 e^{-i\chi_0 h} A_0 + i\chi_0 e^{i\chi_0 h} B_0 \quad (2.4.22)$$

Уравнения (2.4.19) — (2.4.22) образуют систему линейных однородных уравнений относительно неизвестных  $A_1, A_0, B_0, B_2$ , и ее определитель должен быть равен нулю:

$$\Delta_{TE} = \begin{vmatrix} 1 & -1 & -1 & 0 \\ \gamma_1 & i\chi_0 & -i\chi_0 & 0 \\ 0 & -e^{-i\chi_0 h} & -e^{i\chi_0 h} & 1 \\ 0 & i\chi_0 e^{-i\chi_0 h} & -i\chi_0 e^{i\chi_0 h} & -\gamma_2 \end{vmatrix} = 0. \quad (2.4.23)$$

Раскрывая (2.4.23) и преобразуя его, можно получить дисперсионное уравнение для ТЕ-мод:

$$\chi_0 h = \arctg\left(\frac{\gamma_2}{\chi_0}\right) + \arctg\left(\frac{\gamma_1}{\chi_0}\right) + m\pi; \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.4.24a)$$

Учитывая, что  $\beta^2 = k^2 n^{*2}$ , и выражая из (2.4.16)  $\chi_0, \gamma_1, \gamma_2$ , из (2.4.24) получим:

$$kh = \frac{1}{\sqrt{n_{0y}^2 - n_m^2}} \left( m\pi + \arctg\sqrt{\frac{n_m^2 - n_{1y}^2}{n_{0y}^2 - n_m^2}} + \arctg\sqrt{\frac{n_m^2 - n_{2y}^2}{n_{0y}^2 - n_m^2}} \right). \quad (2.4.24б)$$

Дисперсионное уравнение для ТЕ-волн (2.4.24б) совпадает с полученным в приближении с геометрической оптики уравнением (2.4.7).

Чтобы найти постоянные  $A_0$  и  $B_0$ , через  $A_1$  можно воспользоваться уравнениями (2.4.19) и (2.4.21). Далее из (2.4.20) и (2.4.22) нетрудно найти  $B_2$ . В результате решение для волноводных ТЕ-мод приводится к виду:

$$\begin{aligned} E_y^1 &= E_0 e^{\gamma_1 x} \cos\left(\frac{\varphi_1}{2}\right), & x \leq 0, \\ E_y^0 &= E_0 \cos\left(\chi_0 x - \frac{\varphi_1}{2}\right), & 0 \leq x \leq h, \\ E_y^2 &= E_0 e^{-\gamma_2(x-h)} \cos\left(\frac{\varphi_2}{2}\right), & x \geq h, \end{aligned} \quad (2.4.25)$$

где  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  определяются из (2.4.4).

Аналогично можно найти распределение поля излучательных мод подложки:

$$\begin{aligned}
E_y^1 &= E_1 \cos(\chi_1 x + \frac{\varphi_1}{2}), & x \leq 0, \\
E_y^0 &= E_0 \cos(\chi_0(x-h) + \frac{\varphi_2}{2}), & 0 \leq x \leq h, \\
E_y^2 &= E_2 e^{-\gamma_2(x-h)}, & h \leq x.
\end{aligned} \tag{2.4.26}$$

Запишем также решения для поля ТМ-мод, для волновода с  $n_x = n_z$ , когда вид уравнений (2.4.11) и (2.4.13) одинаков:

$$\begin{aligned}
H_y^1 &= E_0 \cos(\frac{\varphi_1}{2}) e^{\gamma_1 x}, & x \leq 0, \\
H_y^0 &= H_0 \cos(\chi_0 x - \frac{\varphi_2}{2}), & 0 \leq x \leq h, \\
H_y^2 &= H_0 \cos(\frac{\varphi_2}{2}) e^{-\gamma_2(x-h)}. & x \leq h.
\end{aligned} \tag{2.4.27}$$

### 2.4.3 Свойства мод тонкопленочного волновода

а) Распределение электрических и магнитных полей в пленочной волноводной структуре для ТЕ и ТМ- и мод.

Распределение поля  $E_y$  в ТЕ – модах изображено на рис. 2.17.

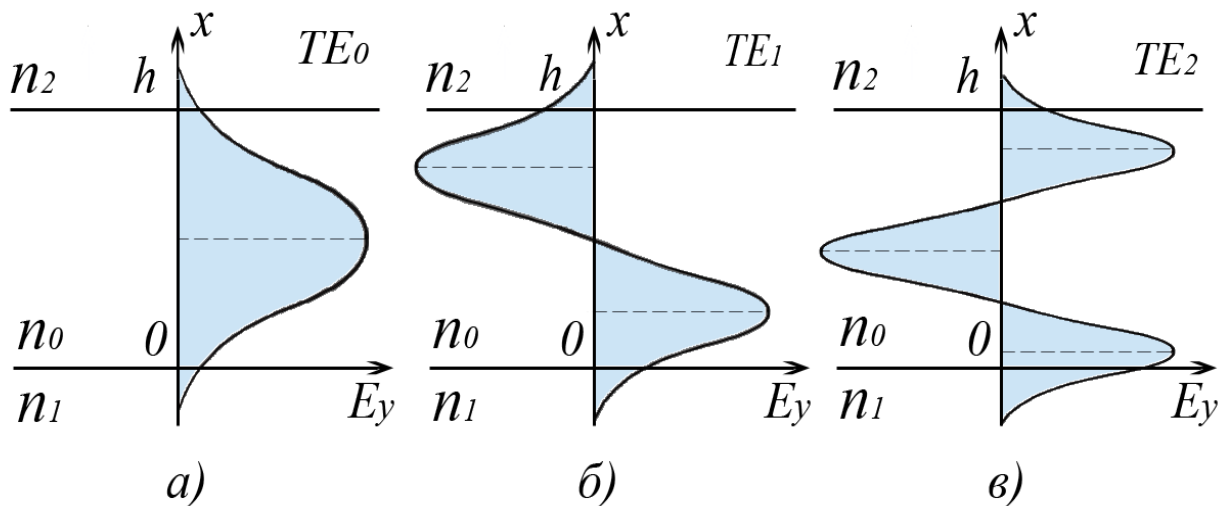


Рис. 2.17. Распределение поля  $E_y$  в ТЕ – модах

Аналогичный вид будет иметь и распределение  $H_y$ , для ТМ – мод, как следует из (2.3.26) и (2.3.27). Хорошо видно, что число

нулей в распределении поля  $E_y$  в волноводе равно порядку волноводной моды. Отметим также, что с увеличением порядка моды поля на границе пленка-подложка и пленка-покровная среда возрастают.

б) Ортогональность мод волновода.

Как волноводные, так и излучательные моды ортогональны между собой. Свойство ортогональности очень важно, оно лежит в основе многих волноводных теорий (теория возбуждения волновода, теория возмущения волновода и т.д.), и присуще всем волноводам — планарным и полосковым. Для двух мод, распространяющихся в одном направлении:

$$\left| \frac{E_1}{H_1} \right| = \left| \frac{E_j(x, y)}{H_j(x, y)} \right| \cdot e^{-j\beta \rho^z}, \quad \left| \frac{E_2}{H_2} \right| = \left| \frac{E_m(x, y)}{H_m(x, y)} \right| \cdot e^{-j\beta m^z},$$

где  $\rho$  и  $m$  совокупность поперечных индексов мод, соотношение ортогональности и нормировки (ортонормировки) имеет вид:

$$\vec{P} = \int_{-\infty}^{\infty} [E_{tp} \cdot H_{tm}^*] dx \cdot dy = \delta_{pm}, \quad (2.4.28)$$

где  $t$  — обозначает поперечные составляющие поля,  $\vec{P}$  — кросс-мощность, переносимая вдоль волновода (усредненная по времени мощность),  $\delta_{pm}$  — символ Кронекера. В данном выражении  $E_{tp}$  и  $H_{tm}$  нормируются на единичную мощность  $\vec{P}$ .

в) Мощность, переносимая по планарному волноводу модами ТЕ- и ТМ-.

В планарном волноводе определим мощность, переносимую модой на единицу ширины волновода, как

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} dx \cdot S_z = \int_{-\infty}^{\infty} [E_t \cdot H_t^*] \cdot dx, \quad (2.4.29)$$

где  $S_z$  — z-компонента вектора Умова-Пойнтинга.

Для ТЕ-мод:

$$S_z = -E_y \cdot H_x^*, \quad (2.4.30a)$$

откуда с учетом (2.4.12) получим:

$$S_z = \frac{\beta}{\omega \cdot \mu_0} \cdot E_y^2, \quad (2.4.30b)$$

Используя выражения для полей (2.4.26), найдем из (2.4.29) мощность на единицу ширину волновода:

$$\begin{aligned}
P &= \frac{\beta}{\omega\mu_0} \left[ \int_{-\infty}^0 (E_y')^2 dx + \int_0^h (E_y^0)^2 dx + \int_h^{\infty} (E_y^2)^2 dx \right] = \\
&= \frac{\beta}{\omega\mu_0} \left[ \int_{-\infty}^0 E_0^2 \cos^2 \frac{\varphi_1}{2} e^{2\gamma_1 x} dx + \int_0^h E_0^2 \cos^2 \left( \chi_0 x - \frac{\varphi_1}{2} \right) dx + \right. \\
&\quad \left. + \int_h^{\infty} E_0^2 \cos^2 \frac{\varphi_2}{2} e^{-2\gamma_2(x-h)} dx \right] = \\
&= \frac{\beta}{\omega\mu_0} E_0^2 \left[ \cos^2 \frac{\varphi_1}{2} * \frac{1}{\gamma_1} + h + \frac{1}{2\chi_0} \sin(2\chi_0 x - \varphi_1) \Big|_0^h + \cos^2 \frac{\varphi_2}{2} * \frac{1}{\gamma_2} \right] = \\
&= \frac{\beta}{2\omega\mu_0} E_0^2 \left[ h + \frac{1}{2\gamma_1} + \frac{1}{2\gamma_2} + \frac{\cos\varphi_1}{2\gamma_1} + \frac{\sin\varphi_1}{2\chi_0} + \frac{\cos\varphi_2}{2\gamma_2} + \frac{\sin\varphi_2}{2\chi_0} \right].
\end{aligned}$$

Учитывая, что  $tg \frac{\varphi_{1,2}}{2} = \frac{\gamma_{1,2}}{\chi_0}$ , а также формулу из тригонометрии

$$tg \frac{\varphi}{2} = \frac{1 - \cos \varphi}{\sin \varphi}, \text{ получим:}$$

$$P = \frac{\beta}{2\omega\mu_0} E_0^2 \left( h + \frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} \right) = \frac{1}{2} n_m \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_0^2 h_{эфф}^{TE}. \quad (2.4.31)$$

Пользуясь такой же методикой, можно вычислить мощность, переносимую ТМ модой, на единицу ширины волновода:

$$\begin{aligned}
P &= \int_{-\infty}^{\infty} E_x H_y dx = \frac{\beta}{2\omega\varepsilon_0} H_0^2 \frac{1}{n_0^2} \left( h + \frac{1}{\gamma_1 q_1} + \frac{1}{\gamma_2 q_2} \right) = \\
&= \frac{n_m}{2n_0^2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} H_0^2 h_{эфф}^{TM}, \quad (2.4.32)
\end{aligned}$$

где  $q_1$  и  $q_2$  — так называемые коэффициенты приведения:

$$\begin{aligned}
q_1 &= \left(\frac{n_m}{n_0}\right)^2 + \left(\frac{n_m}{n_1}\right)^2 - 1; \\
q_2 &= \left(\frac{n_m}{n_0}\right)^2 + \left(\frac{n_m}{n_2}\right)^2 - 1.
\end{aligned}
\tag{2.4.33}$$

#### 2.4.4 Волновые уравнения для градиентных планарных волноводов

Рассмотрим распространение ТЕ-волн в волноводе с экспоненциальным профилем показателя преломления:

$$n(x) = n_1 + \Delta n_m f(x) = n_1 + \Delta n_m e^{\frac{x}{d}}, \quad x < 0, \tag{2.4.34}$$

где  $d$  — примерно соответствует глубине диффузии.

При этом волновое уравнение (2.3.11) примет вид:

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + \left[ k^2 2n_1 \Delta n_m e^{\frac{x}{d}} - (\beta^2 - k^2 n_1^2) \right] E_y = 0. \tag{2.4.35}$$

Введем новую переменную  $\eta = x/d$ , тогда (2.4.35) можно привести к виду

$$\frac{d^2 E_y}{d\eta^2} + (be^\eta - c)E_y = 0, \tag{2.4.36}$$

где  $b = 2k^2 \Delta n n_1 d^2$ ,  $c = d^2 \gamma_0^2 = d^2 (\beta^2 - k^2 n_1^2)$ .

Решение (2.3.36) хорошо известно и выражается через цилиндрические функции

$$E_y = AZ_\nu(2\sqrt{be^\eta}), \tag{2.4.37}$$

где  $\eta = x/d$ ,  $A$  — произвольная константа.

Из условия  $E_y \rightarrow 0$  при  $x \rightarrow -\infty$  находим, что ему удовлетворяют функции Бесселя. Находя  $\nu$  и подставляя ее в (2.4.37), получим

$$E_y = AJ_{2d\gamma_0} \left[ 4\pi \sqrt{2n_1 \Delta n} \left( \frac{d}{\lambda} \right) e^{\frac{x}{2d}} \right]. \tag{2.4.38}$$

Для покровной среды решение нам известно:



$$E_y^{(2)} = B e^{-\gamma_2 x}, \quad x \geq 0 \quad (2.4.39)$$

Приравнивая тангенциальные компоненты полей  $E_y$  и  $E_y^{(2)}$ ,  $H_z$  и  $H_z^{(2)}$  (их находим из (2.4.12) при  $x = 0$ ), получим дисперсионное уравнение:

$$\frac{J_{2d\gamma_0-1}(\xi) - J_{2d\gamma_0+1}(\xi)}{J_{2d\gamma_0}(\xi)} = -\frac{\gamma_2 \lambda}{\pi \sqrt{2n_1 \Delta n}}, \quad (2.4.40)$$

где  $\xi = 4\pi \sqrt{2n_0 \Delta n} \frac{d}{\lambda}$ .

В уравнение (2.4.40) входят постоянные затухания:

$$(\gamma_0)^2 = k^2 (n_m^2 - n_1^2), \quad \text{и} \quad (\gamma_2)^2 = k^2 (n_m^2 - n_2^2),$$

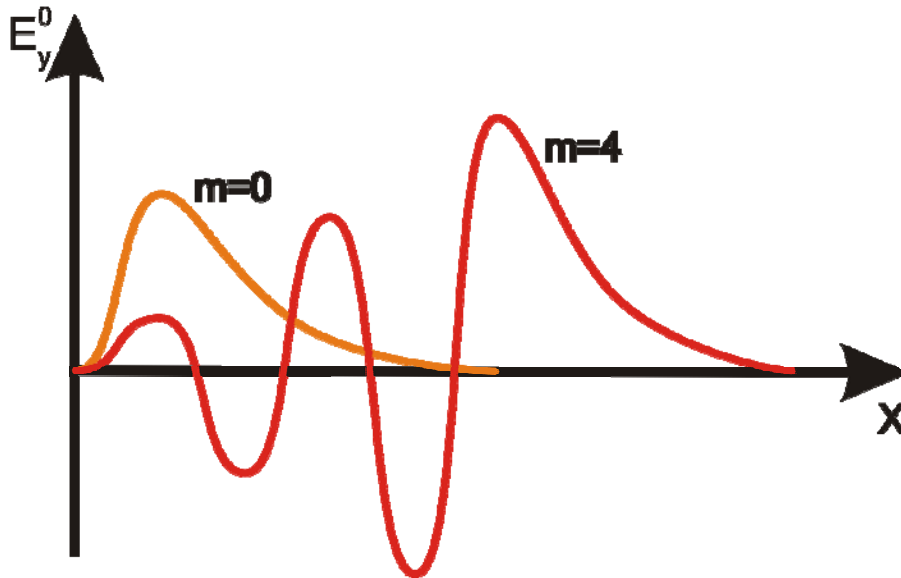


Рис. 2.18. Типичная картина распределения полей в волноводе

в которых неизвестным является  $n_m$  — эффективный показатель преломления моды. Это уравнение может быть решено численно. Существует приближенный метод — для малых  $\Delta n$ , когда правая часть (2.4.40) много больше, чем любые значения функции Бесселя в левой части. Тогда считается, что знаменатель в левой части (2.4.40) равен нулю, и  $n_m$  легко находится. Типичные картины распределения поля в волноводе имеют вид, показанный на рис. 2.18. Отсюда можно сделать вывод, что эффективная толщина данного волновода с увеличением номера моды увеличивается, а осцилляции поля нарастают по мере углубления в волновод-

ный слой. Что касается ТМ-волн, то уравнение (2.3.13) можно привести к виду:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} - \frac{2}{n_z} \left( \frac{\partial n_z}{\partial x} \right) \frac{\partial H_y}{\partial x} + \frac{n_z^2}{n_x^2} (n^2 k^2 - \beta^2) H_y = 0. \quad (2.4.41)$$

Это уравнение будет иметь такой же вид, как и (2.3.11), если градиент показателя преломления  $n_z$  будет достаточно мал.

$$\left| \frac{\partial n_z}{\partial x} \right| \ll \left( \frac{n_z^3}{2n_x^2} \right) \left( n_x^2 k^2 - \beta^2 \right) \frac{H_y}{\frac{\partial H_y}{\partial x}}. \quad (2.4.42)$$

В этом случае вид решения для ТМ-волн будет таким же, как и для ТЕ-волн.

К сожалению, аналитическое решение уравнений (2.4.11) и (2.4.13) возможно далеко не всегда. Исключение составляют профили:

а) параболический, с  $n(x) = n_0 \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{x^2}{x_0^2} \right)$ ; (2.4.43)

б)  $1/ch^2$ , где  $n(x) = \frac{\Delta n}{ch^2 \left( \frac{2x}{h} \right)}$ . (2.4.44)

Если профиль показателя преломления имеет другой вид (например, функций Гаусса или дополнительной функции ошибок), то решение уравнений (2.4.11) и (2.4.13) проводится методом ВКБ, или численными методами решения дифференциальных уравнений.

На рис.2.19 показано распределение амплитуды полей ( $E$ ) волноводных мод в пленочном (а), градиентном (а) и заглубленном (б) волноводах. Проанализируем рисунки 2.18 и 2.19:

1) Номер волноводной моды соответствует числу узлов в распределении амплитуды полей мод, т.е. когда  $E$  меняет знак. В одномодовом волноводе распространяется мода с номером  $m=0$ , при этом, узлы в распределении поля отсутствуют. В двухмодовом волноводе распространяются две моды: нулевая с индексом  $m=0$  и первая с индексом  $m=1$ . При этом у моды с индексом  $m=1$  имеется один узел в распределении поля, т.е. в этом узле  $E$  меняет знак.

2) Моды в пленочном волноводе сосредоточены только в пленке. Распределения амплитуды поля практически симметричны.

3) Моды градиентного волновода распространяются на разных глубинах. С увеличением номера моды увеличивается глубина распространения волноводных мод и амплитуда поля. При этом в распределении амплитуды поля наблюдается асимметрия.

4) В заглубленном градиентном волноводе с увеличением номера моды увеличивается область распространения волноводных мод. Распределения амплитуды поля практически симметричны.

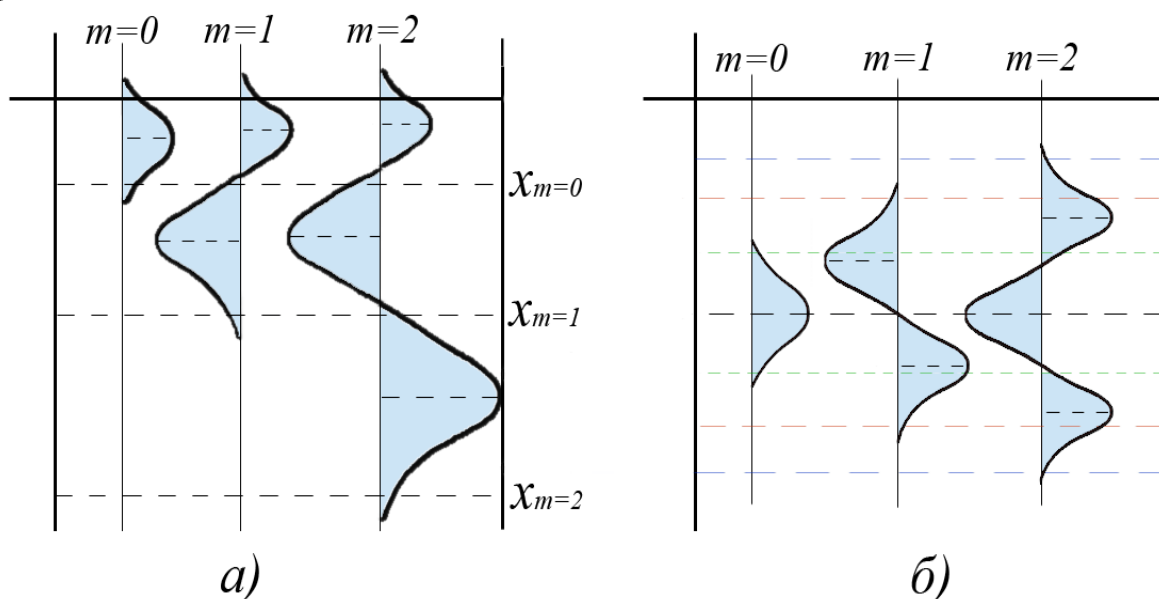


Рис.2.19. Распределение амплитуды полей ( $E$ ) волноводных мод в пленочном(а), градиентном (а) и заглубленном (б) волноводах.

### 3 ПОЛОСКОВЫЕ ВОЛНОВОДЫ

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

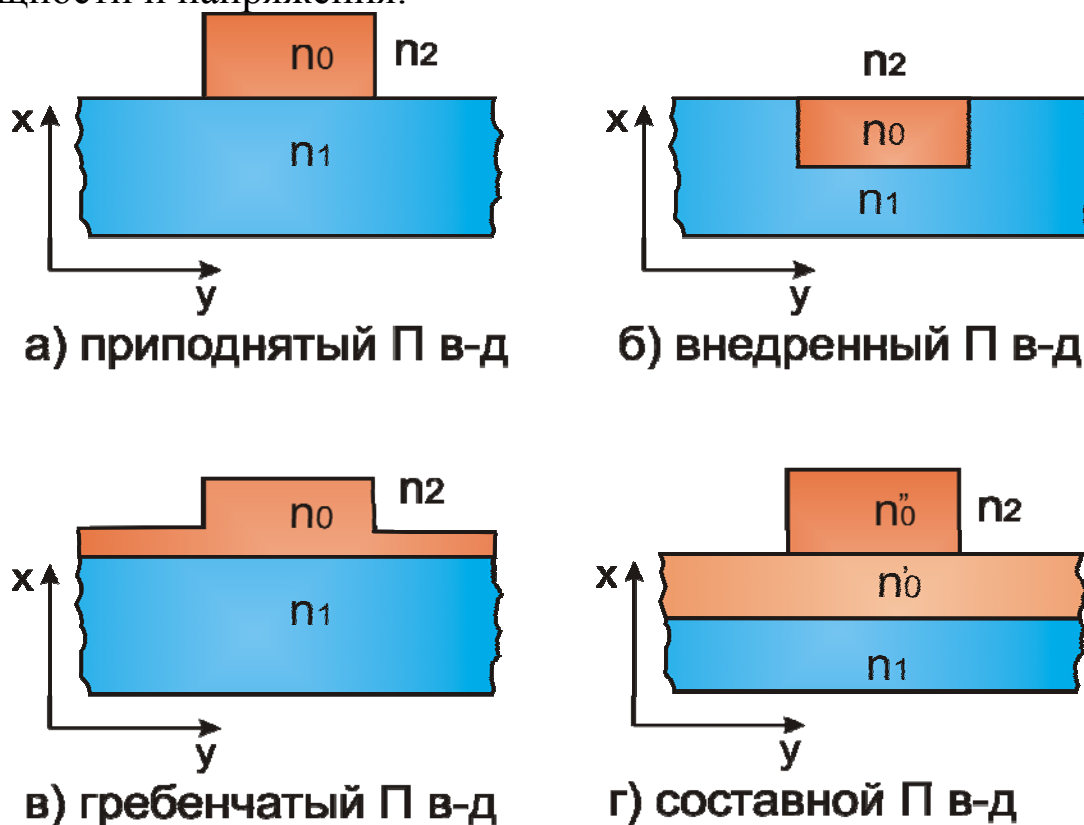


Рис. 3.1. Различные типы полосковых волноводов

Ограничение волноводной плоскости «в ширину» (по оси  $Y$ ) может быть достигнуто различными методами. В качестве примера рассмотрим волноводы четырех типов, изображенные на рис. 3.1. Такие волноводы, также как и планарные, могут быть пленочными и градиентными. Пленочные волноводы — это те, у которых  $n_0$  не зависит от  $X$  и  $Y$ . В градиентных волноводах  $n_0 = n(x, y)$  или  $n_0 = n(x)$ . Методы изготовления полосковых волноводов мы

рассмотрим позднее, заметим только, что существует мнение, согласно которому при изготовлении волноводов гребенчатого и составного типов, требование к разрешению и допустимой шероховатости могут быть пониженными. Обе эти структуры используют окружающую полосу волновод, т.е. планарные волноводы с обеих сторон полосы обеспечивают распространение, по крайней мере, одной волноводной моды.

Анализ полосковых волноводов значительно сложнее, чем планарных, и точные аналитические решения для мод полосковых волноводов отсутствуют. Перечислим основные результаты, полученные для полосковых волноводов к настоящему времени:

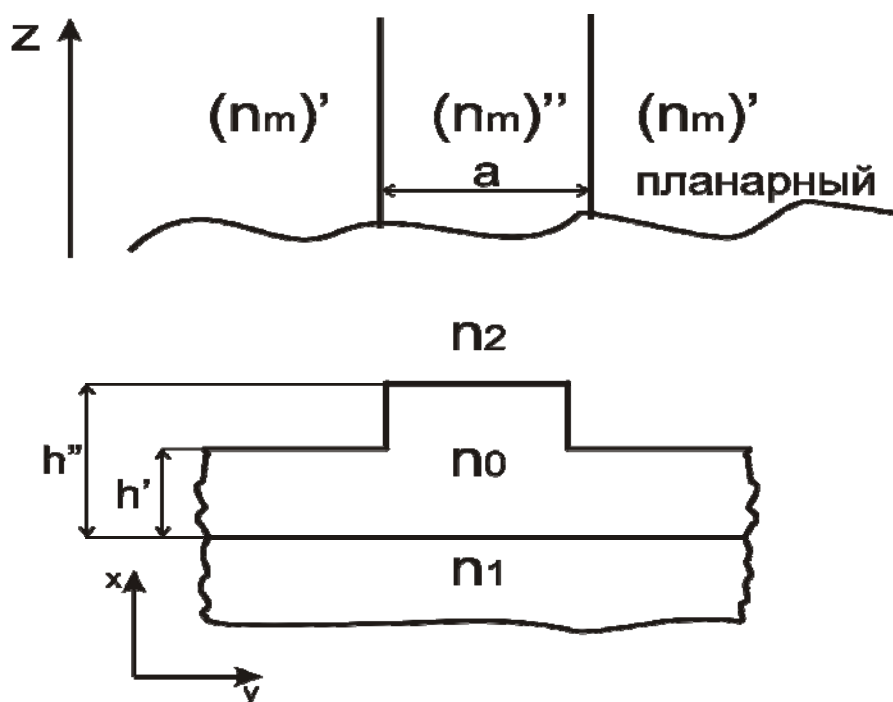


Рис. 3.2. Волновод гребенчатого типа

1) для пленочных волноводов, внедренных в однородную среду с более низким показателем преломления (т.е. для  $n_1 = n_2$ ) сделаны численные расчеты. Шлоссер и Унгер описали численный метод анализа таких волноводов, вдали от отсечки, и для большого отношения ширины к высоте. Для волноводов с отношением ширины к высоте от 1 до 2 Гоелл воспользовался цилиндрическими функциями;

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

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

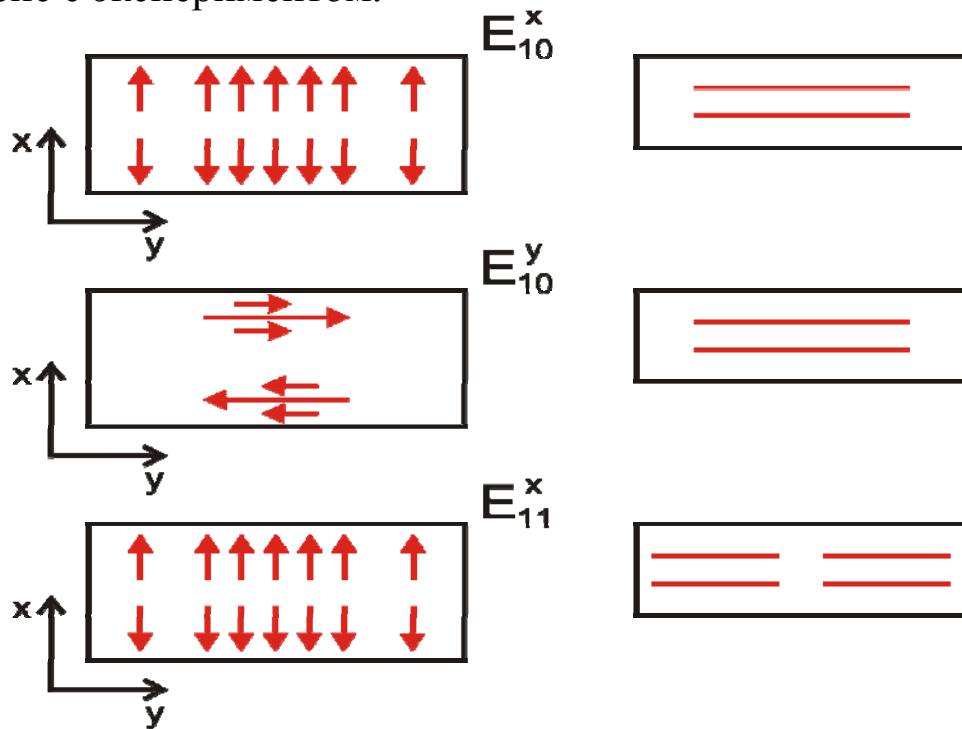


Рис. 3.3 Распределение компонент поля  $\vec{E}$  в некоторых модах для пленочного волновода погруженного типа.

Рассмотрим применение метода эффективного показателя преломления для анализа волновода гребенчатого типа (рис. 3.2). В области гребня толщина пленки  $h''$  больше, чем  $h'$  вокруг гребня, поэтому эффективный показатель преломления  $(n_m)''$  в области гребня больше, чем  $(n_m)'$ . Мы считаем волновод в области гребня близким к планарному, поэтому для нахождения  $(n_m)'$  и  $(n_m)''$  можно воспользоваться дисперсионным уравнением (2.3.7). Теперь полосковый волновод мы представим в виде симметричного планарного волновода, изображенного на рис. 3.2 вверху, с  $n'_0 = (n_m)''$ ,  $n'_1 = n'_2 = (n_m)'$ , и с толщиной  $a$ . Мы как бы принимаем пленку слева и справа от гребня за подложку и покровную среду. Подставляя теперь в (2.3.7) вместо  $n'_0 \rightarrow (n_m)''$ ,  $n'_2 = n'_1 \rightarrow (n_m)'$ , и вместо  $h \rightarrow a$ , найдем численным расчетом эффективный показатель преломления  $m$ -й поперечной моды полоскового волновода  $(n_m)'''_m \rightarrow n_m$ . Обычно пленку, окружающую гребень, считают одномодовой. Тогда моды полоскового волновода нумеруются

двумя индексами —  $m$  (по оси  $X$ ) и  $p$  — (по оси  $Y$ ). Эти индексы указывают число нулей в распределении поля по оси  $X$  и  $Y$ , соответственно, в полосковом волноводе. В области вне гребня, как и в планарном волноводе, поля моды спадают по экспоненциальному закону. В полосковых волноводах существуют два набора мод. Одни обозначаются через  $E_{pm}^x$ , и поле такой моды имеет две «сильные» компоненты  $E_x$  и  $H_y$ . Составляющие  $H_x$ ,  $H_z$ ,  $E_y$ ,  $E_z$  в этой моде малы по величине. Второй набор имеет обозначение  $E_{pm}^y$ , «сильные» компоненты здесь  $E_y$ ,  $H_x$ , а слабые —  $H_y$ ,  $H_z$ ,  $E_x$ ,  $E_z$ . Распределение компонент поля  $\vec{E}$  в некоторых модах приведено на рис. 3.3 для пленочного волновода погруженного типа. В градиентных полосковых волноводах структура поля будет иметь более сложный вид.

## 4 МЕХАНИЗМЫ ПОТЕРЬ В ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

Потери энергии волноводной моды при распространении в волноводе связаны с несколькими механизмами. Во-первых, это собственное поглощение в материале волноводного слоя, подложки и покровной среды. Во-вторых, это связь с другими волноводными модами, излучательными модами. Третий вид потерь имеет место в изогнутых планарных и полосковых волноводах. Рассмотрим вначале второй вид потерь.

### 4.1 Рассеяние света в другие моды волновода

Пусть по волноводу распространяется в виде волноводной моды с номером  $p_1$ , световой пучок, ограниченный в направлении  $X$  (рис. 4.1.), по зигзагообразной траектории, под углом  $\theta_{p_1}$ .

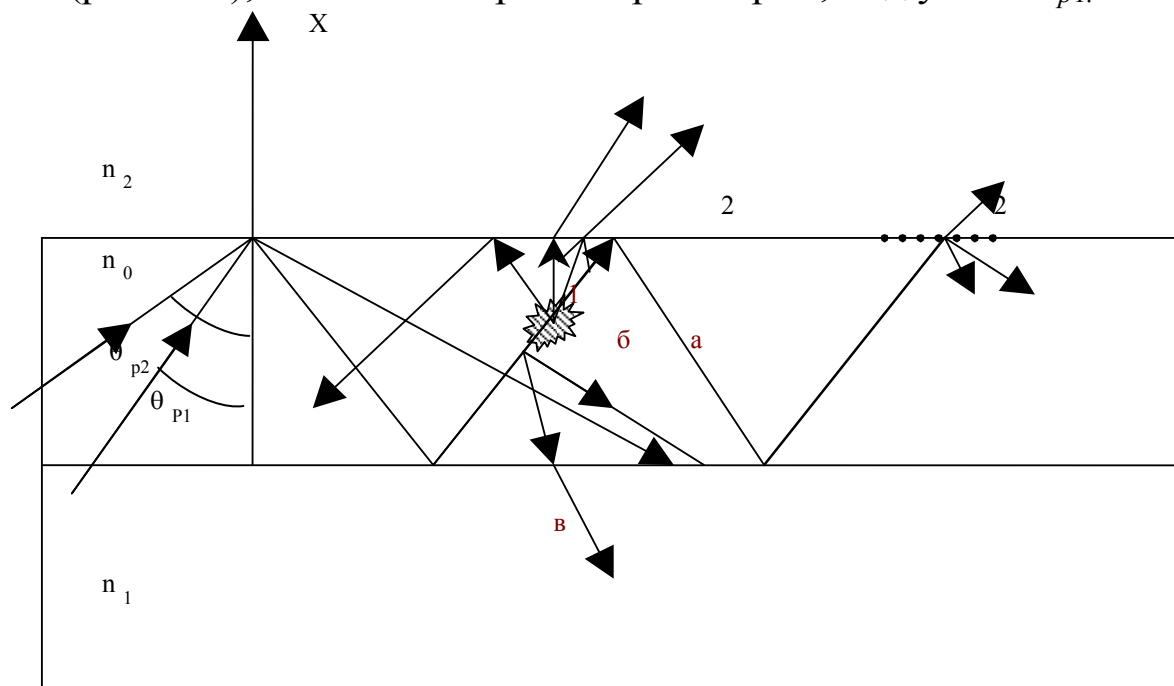


Рис. 4.1. типичные случаи световых потерь в волноводе

Как внутри волновода, так и на границе раздела с подложкой и покровной средой в любом волноводе существуют оптические неоднородности (например, 1 и 2). Этими неоднородностями могут быть границы зерен, поры, области с другими фазовым составом материала, оптические несовершенства поверхности (шеро-



ховатости) и т.д. Световой пучок волноводной моды  $p_1$ , попадая, например, в область локализации неоднородности 1, будет на ней рассеиваться. Поэтому, часть энергии моды, пойдет далее по волноводу, по траектории а. Остальная энергия рассеивается в другие волноводные моды, например, в моду  $p_2$  (траектория б), в излучательную моду подложки (в), в излучательную моду (г). Естественно, что часть энергии будет рассеиваться в ту же волноводную моду  $p_1$ , в плоскости волновода XZ, и также покинет пределы светового пучка. Аналогичные эффекты будут происходить, при попадании луча в область поверхностной неоднородности 2. Отметим два эффекта, которые наблюдаются при рассмотренном рассеянии.

1. Благодаря рассеянию на неоднородностях и возникновению излучательных мод при распространении света по волноводу можно визуально наблюдать трек (траекторию) световых лучей. Чем больше неоднородностей (т.е. чем хуже качество волновода), тем лучше виден трек.

Если световой пучок вывести из волновода, например, с помощью призмного элемента связи, то в выведенном световом пучке будут наблюдаться так называемые *m-линии*, связанные с рассеянием света в плоскости волновода, а также *m-линии* для других волноводных мод (рис. 4.2). В случае а) в волновод вводилась  $TE_0$  мода, а в случае б) —  $TM_0$  мода.

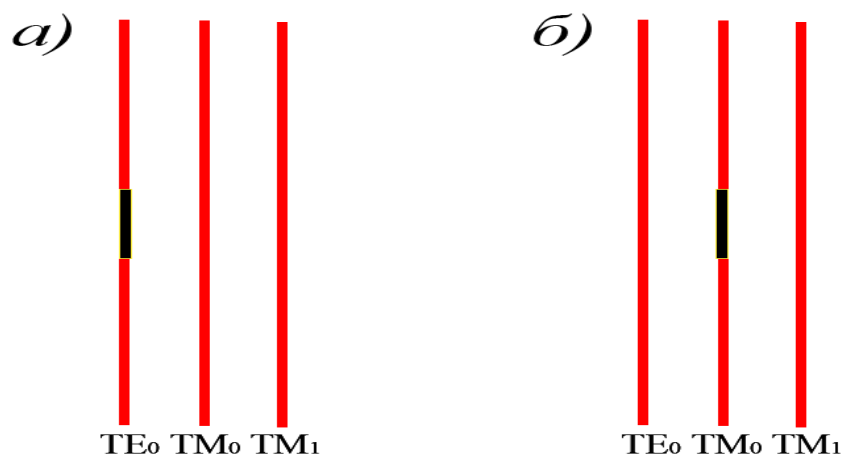


Рис. 4.2. *m-линии*

2. В пленочных волноводах поверхностные потери с увеличением номера моды растут быстрее, чем объемные. Отношение этих потерь найдем

из рисунка 4.3, считая, что объемные потери пропорциональны пройденному зигзагообразной волной расстоянию  $l$ , а поверхностные — числу отражений от границ пленки  $N$ :

$$\frac{\alpha_{нов}}{\alpha_{об}} \approx \frac{N}{l} = \frac{N}{N \cdot h / \cos \theta} = \frac{n_0^2 - n_m^{*2}}{n_0 \cdot h}. \quad (4.1)$$

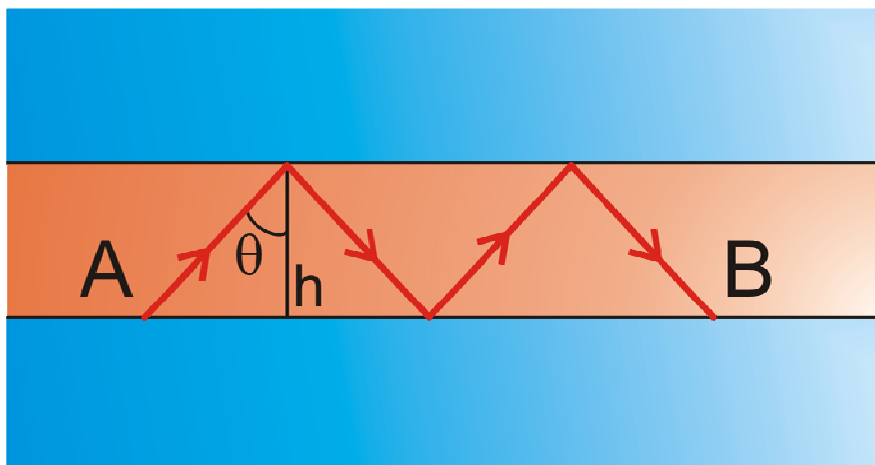


Рис. 4.3. К расчету объемных потерь

С увеличением  $m$  эффективный показатель преломления  $n_m^*$  уменьшается, и вклад поверхностных потерь в общее затухание растет. Например, для  $Ta_2O_5$  в книге под редакцией М. Барноски приведена зависимость (рис. 4.4). Суммарные потери с увеличением толщины пленки уменьшаются, т.к. с увеличением  $h$   $n_m^*$  увеличивается, что приводит также к уменьшению  $N$ , для  $m$ -ой моды.

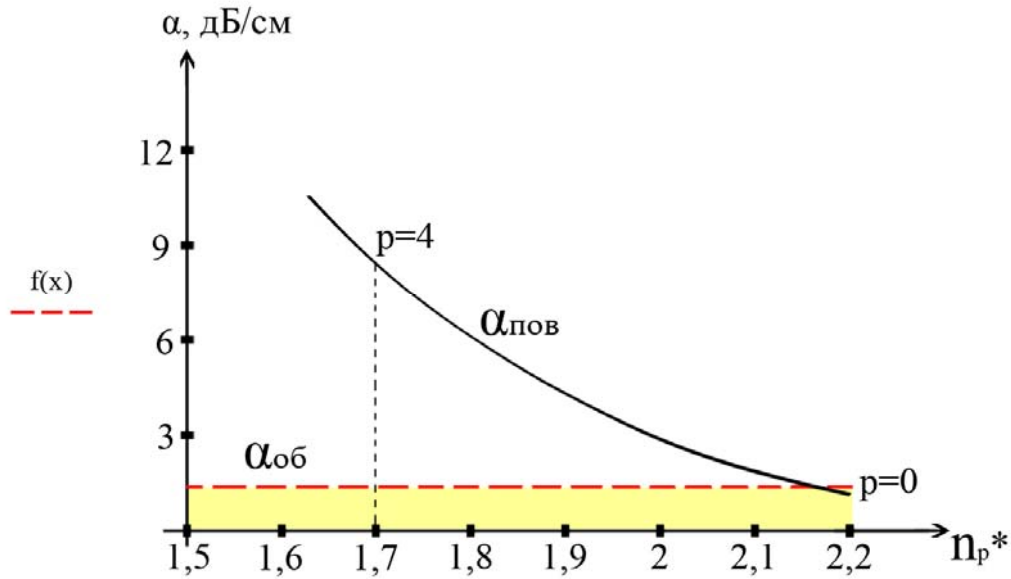


Рис. 4.4. зависимость потерь в волноводе от эффективного показателя преломления

Заметим, что в градиентных волноводах, наоборот, с увеличением порядка моды потери уменьшаются. Основные потери там поверхностные, а для мод высокого порядка основная энергия волны распространяется на большей глубине, чем, например, для нулевой моды.

## 4.2 Потери на изгибе

Потери в изогнутых волноводах возникают по двум причинам. Во-первых, в зависимости от радиуса кривизны волновода изменяется картина волноводных мод и при переходе от прямого волновода к изогнутому неизбежны потери. Во-вторых, самосогласованная картина поля, имеющая место в поперечном сечении волновода, не может двигаться со скоростью, превышающую скорость света в вакууме (рис. 4.5). Поэтому часть энергии волны при  $x > x_r$ , должна излучаться во вторую среду (вакуум).

В работе Маркатили показано, что потери на изгибе будут пренебрежимо малы, если радиус кривизны волновода  $R$  удовлетворяет неравенству:

$$R > \frac{24\pi^2}{\lambda^2 \gamma_2^3}. \quad (4.2)$$

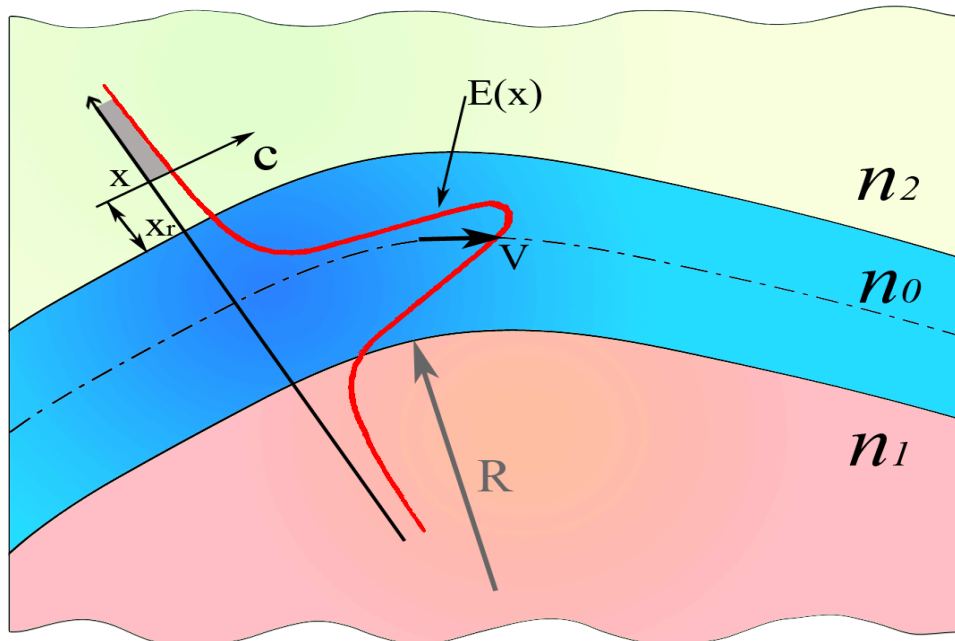


Рис. 4.5. Самосогласованная картина поля в поперечном сечении волновода

## 5 ИНТЕГРАЛЬНООПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ СВЯЗИ

Здесь мы рассмотрим устройства, преобразующие энергию «объемного» светового пучка в волноводную моду (или моды), а также элементы связи между оптическими волноводами разных типов.

### 5.1 Торцевой ввод излучения в планарные и полосковые волноводы

Наиболее просто реализуется ввод излучения в волновод через торец (рис. 5.1, а, б).

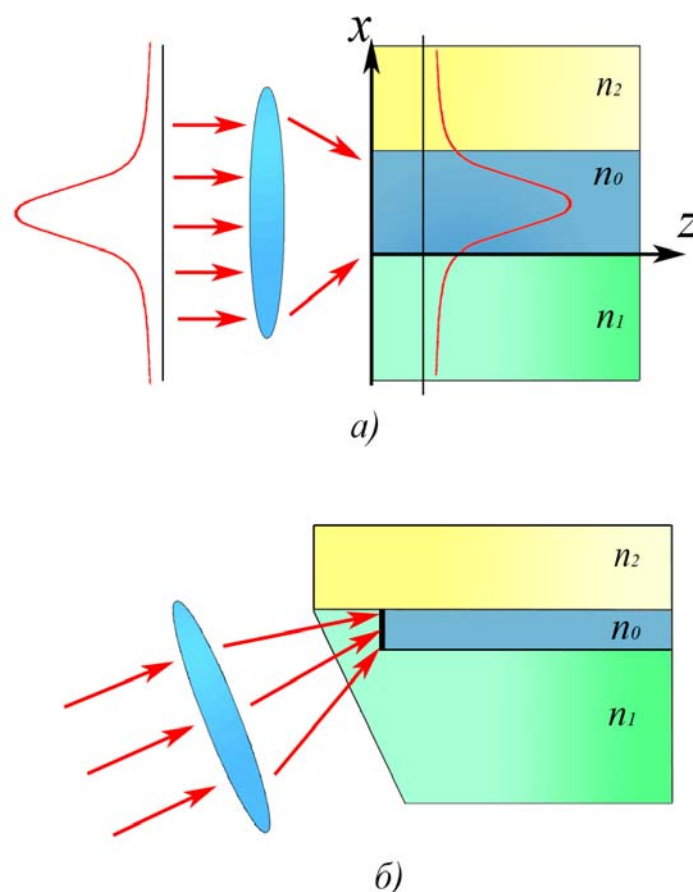


Рис. 5.1. Торцевой ввод излучения в волновод

Преобразование энергии пучка в необходимую моду волновода достигается путем согласования поля пучка, падающего слева на торец, с полем этой моды. В частности, основная  $TE_0$  мода обладает распределением амплитуды, очень близкую к гауссову. Такую форму имеет распределение амплитуды в лазер-

ных пучках. Необходимое согласование полей можно осуществить при помощи снижения ширины вводимого лазерного пучка с помощью микрообъектива, фокусируя его на торец волновода.

Если между профилем распределения падающего пучка и формой распределения поля волноводной моды существует какое либо несоответствие, то оптическая энергия тратится на возбуждение нежелательных мод более высоких порядков и излучательных мод. В принципе возможно почти полное согласование профилей полей, например, путем соответствующего подбора геометрии линз. Поэтому торцевой ввод можно осуществить с эффективностью 100%. Другое достоинство — удобство ввода в полосковые волноводы.

Недостатки:

1. Если торец не совсем гладкий и плоский, то появляются потери. Обычно такой ввод хорошо реализуется для диффузионных волноводов, для сколотых торцов эпитаксиальных волноводов, например, на основе GaAs.

2. Поскольку толщина волновода порядка 1–5 мкм, линзы и лазерный пучок требуют тщательного центрирования и микроманупулирования.

3. Для планарных волноводов, с целью получения пучков нужной ширины, требуются цилиндрические или астигматические линзовые системы.

4. Плотность мощности на торце очень велика, и он со временем обгорает, т.к. находится на воздухе.

## **5.2 Тонкопленочный волновод с суживающимся краем**

Данный элемент представляет собой тонкую пленку на подложке, которая на конце сужается (рис. 5.2).

Поэтому зигзагообразная волна, падая на суживающийся край, продолжает распространяться зигзагообразно, но угол падения на границу раздела пленка-подложка уменьшается. В результате в некоторой точке угол становится меньше критического, и световая энергия начинает попадать в подложку.

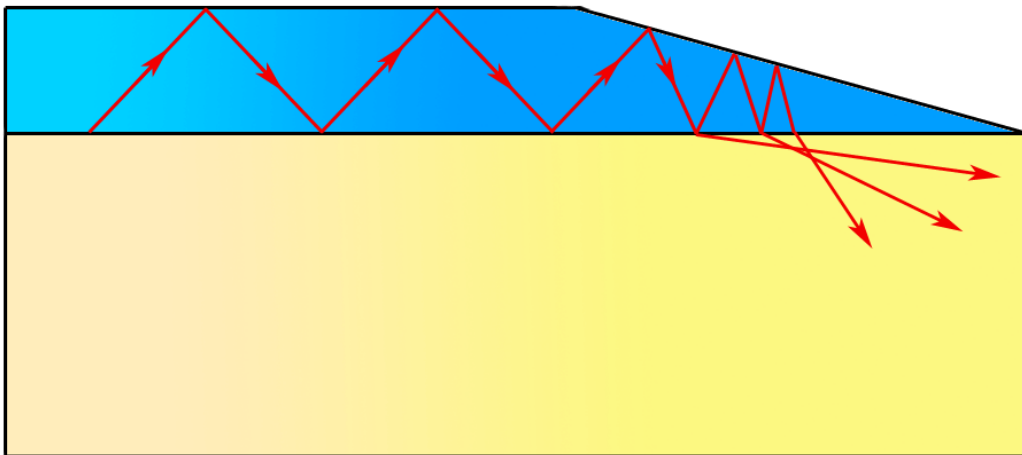


Рис. 5.2. Тонкопленочный волновод с суживающимся краем

Сформированный таким элементом связи пучок состоит из многих лучей, с расходимостью от 1 до 20 градусов. Эффективность вывода может достигать 70%, но большая расходимость пучка снижает достоинства этого элемента связи. Применяется он, например, в интегральных фотоприемниках. Эффективность ввода через суживающийся край обычно очень мала, поскольку трудно настроить и согласовать распределение падающего пучка, с расходящимся распределением показанным на рис. 5.2.

### 5.3 Призмный элемент связи

Наибольшее распространение в настоящее время получили призмные элементы связи, позволяющие достаточно просто возбуждать в планарных волноводах с высокой эффективностью, различные волноводные моды.

Рассмотрим призму с показателем преломления  $n_3 > n_0$ , расположенную на расстоянии  $\delta$  над планарным волноводом (рис. 5.3). Входящий в призму луч претерпевает полное внутреннее отражение от ее основания. Благодаря полному отражению поле в призме представляет собой стоячую волну, а ниже основания призмы поле спадает по экспоненциальному закону и называется «исчезающим» полем.

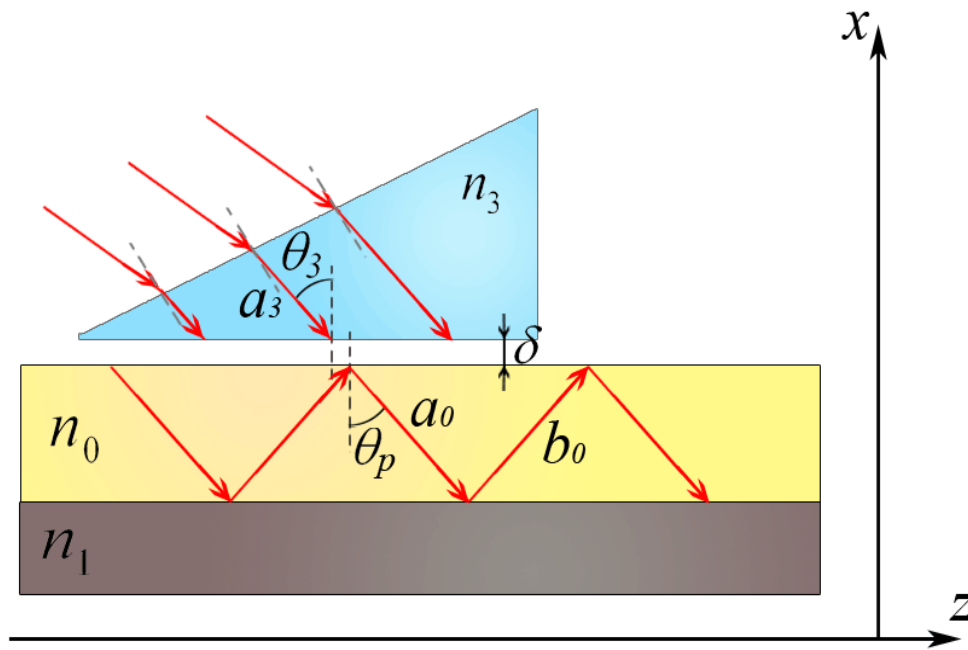


Рис. 5.3. Призмный элемент связи

«Исчезающее» поле проникает в пленку и возбуждает в ней световую волну. Этот процесс называется оптическим туннелированием (волна проходит через потенциальный барьер). Чтобы возбудить ту или иную волноводную моду, необходимо выполнить условия синхронизма, чтобы горизонтальная составляющая волнового вектора волны в призме  $kn_3 \sin \theta_3$  была равна постоянной распространения  $p$ -й волноводной моды  $kzp$ :

$$\begin{aligned} k_z &= kn_m = kn_3 \sin \theta_z \\ n_m &= n_0 \sin \theta_p = n_3 \sin \theta_3, \end{aligned} \quad (5.3.1)$$

(5.3.1) как видно выражает закон Синеллиуса для зигзагообразной волны в пленке и волны в призме. Отсюда следует, что изменяя угол  $\theta_3$  в призме, можно возбуждать в волноводе различные волноводные моды.

В случае синхронизма поля на двух сторонах воздушного зазора находятся в фазе в каждой точке вдоль  $z$ . Как уже отмечалось, связь между полями обусловлена проникновением экспоненциального «хвоста» волны в призме в волновод, и проникновением «хвоста» поля волноводной моды, также экспоненциального в призму.



Пусть  $a_3$  и  $b_3$  — амплитуды полей входящей и отраженной волны в призме, а  $a_0$  и  $b_0$  — амплитуды полей волн в волноводе. Благодаря описанной выше связи энергия непрерывно переходит из призмы в пленку вдоль области связи, от  $z = const$ . Очевидно, что увеличение амплитуды волны в пленке  $a_0$  при прохождении расстояния  $dz$ , должно быть пропорционально  $a_3$ . С другой стороны волна  $b_0$  (или что то же,  $a_0$ ) будет так же переходить в призму, поэтому можно записать:

$$\frac{da_0}{dz} = Ta_3 - Sa_0, \quad (5.3.2)$$

где  $T$  и  $S$  — постоянные связи, зависящие от типа волновода, коэффициентов преломления  $n_3$  и  $n_p^*$ , от зазора  $\delta$ .

При  $z = 0$   $a_0 = 0$ , и  $a_0$  увеличивается линейно, если  $Ta_3 = const$ . При больших  $z$   $a_0$  может увеличиться настолько, что  $Sa_0$  приближается к значению, которое почти компенсирует член  $Ta_3$ , при этом  $\frac{da_0}{dz} = 0$ , и  $a_0$  достигает насыщения. Следовательно, длина области связи должна иметь оптимум.

Предположим теперь, что  $a_3$  распределена равномерно между  $x = 0$  и  $x = l$ , а  $T = const$ . В этом случае энергия, переходящая из призмы в пленку в области  $0 < x < l$ , возвращается в призму при  $x > l$ . Поэтому необходимо создать так называемый «обрыв связи», совмещая правый край пучка в призме с правым краем призмы.

Для расчета эффективности связи вначале рассмотрим выводное призмное устройство связи, изображенное на рис. 5.4.

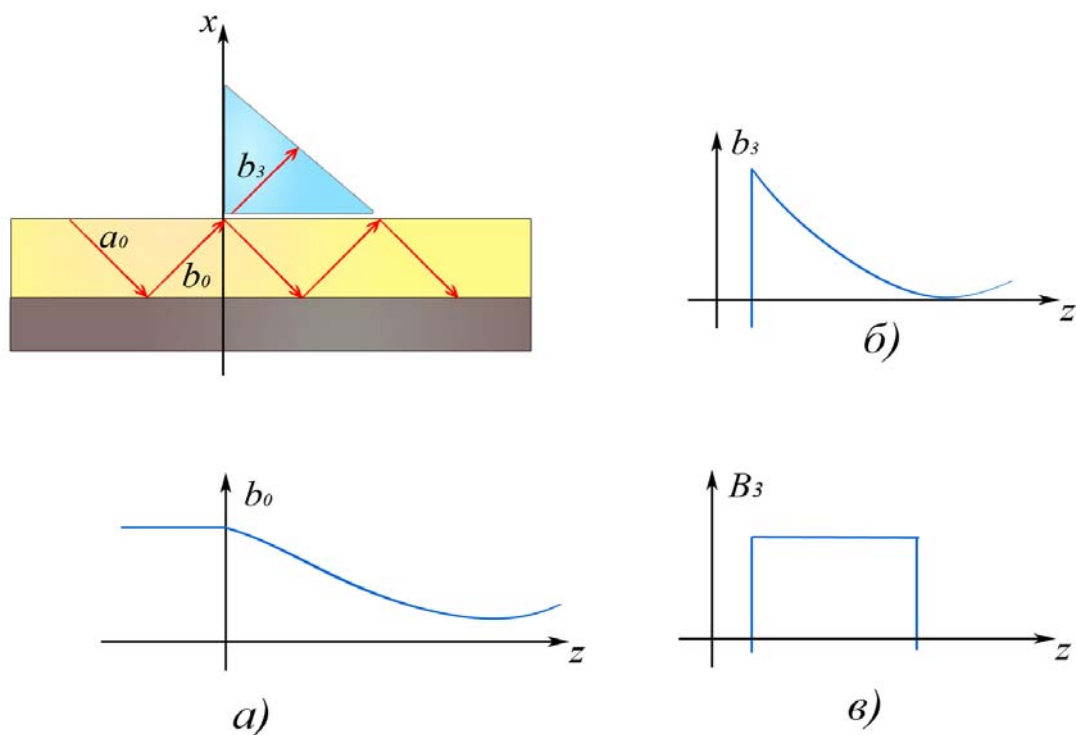


Рис. 5.4. Выводное призмное устройство связи

Теперь в волноводе распространяются волны  $a_0$  и  $b_0$ , в призме —  $b_3$ , при этом  $a_3 = 0$ . Заменяя в (5.3.2)  $a_0$  на  $b_0$  и полагая  $a_3 = 0$ , получим:

$$\begin{aligned} b_0 &= b_0(0) \exp(-Sz), & z > 0, & \quad (5.3.3) \\ b_0(z) &= b_0(0), & z < 0. & \end{aligned}$$

Поток мощности в пленке, пропорциональный  $b_0(x)b_0^*(x)$ , должен уменьшаться как  $\exp(-2Sz)$ , а эта мощность должна появиться в призме в виде волны  $b_3$  (см. также рис. 5.4,б)

$$\begin{aligned} b_3 &= b_3(0) \exp(-Sz), & z > 0, & \quad (5.3.4) \\ b_3(z) &= 0, & z < 0. & \end{aligned}$$

Из (5.3.4) следует, что практически вся энергия может из пленки перейти в призму, и что амплитуда по сечению выходного пучка меняется по экспоненциальному закону. Принцип обратности в линейной оптике позволяет считать, что если направить луч на призму в направлении противоположном  $b_3$ , и если распределение амплитуды в нем будет точно таким же, как  $B_3(z)$ , то вся световая энергия должна ввестись в волновод. Если же вводимый лазерный луч будет иметь равномерное по поперечному

сечению распределение  $B_3(z)$  (рис. 5.4,в), то часть,  $B_3(z)$ , соответствующая  $b_3(z)$ , будет восприниматься пленкой, а оставшаяся часть будет отражаться основанием призмы. Найдем эффективность связи, как корреляцию между реальным распределением амплитуды в лазерном луче с «идеальным» распределением:

$$\eta = \frac{\int_0^l B_3(z)b_3^*(z)dz}{\int_0^l B_3(z)B_3^*(z)dz \int_0^l b_3(z)b_3^*(z)dz}. \quad (5.3.5)$$

Считая  $B_3(z) = const$ , и подставляя сюда также  $b_3(z)$  из (5.3.4), получим:

$$\eta = \frac{2 [1 - \exp(-Sl)]^2}{Se (1 - \exp(-2Sl))}. \quad (5.3.6)$$

Оптимальная длина связи находится из условия  $Sl = 1,25$ ; при этом  $\eta = 0,81$ . Заметим, что параметр  $S$  определяется выражением:

$$S = \frac{\exp(-\gamma_2 \delta) \sin(\varphi_2) \sin \varphi_{32}}{h_{эфф} \operatorname{tg} \theta_p}, \quad (5.3.7)$$

где  $\varphi_{32}$  — сдвиг фаз при отражении от границы раздела призма — покровная среда.

Недостаток рассмотренного призмного элемента связи — необходимость обеспечения равномерного зазора  $\delta = \frac{\lambda}{8} \div \frac{\lambda}{4}$ .

Иногда обрыв связи осуществляется при использовании призмы с цилиндрическим или сферическим основанием (рис. 5.5).

При этом луч вводится в области с необходимой величиной зазора  $\delta$ , для обеспечения оптимальной величины  $Sl$ , а отраженные лучи  $b_0$  попадают в область с большим  $\delta$  и не туннелируют в призму. Призмы с цилиндрическим основанием, на наш взгляд, очень удобны.

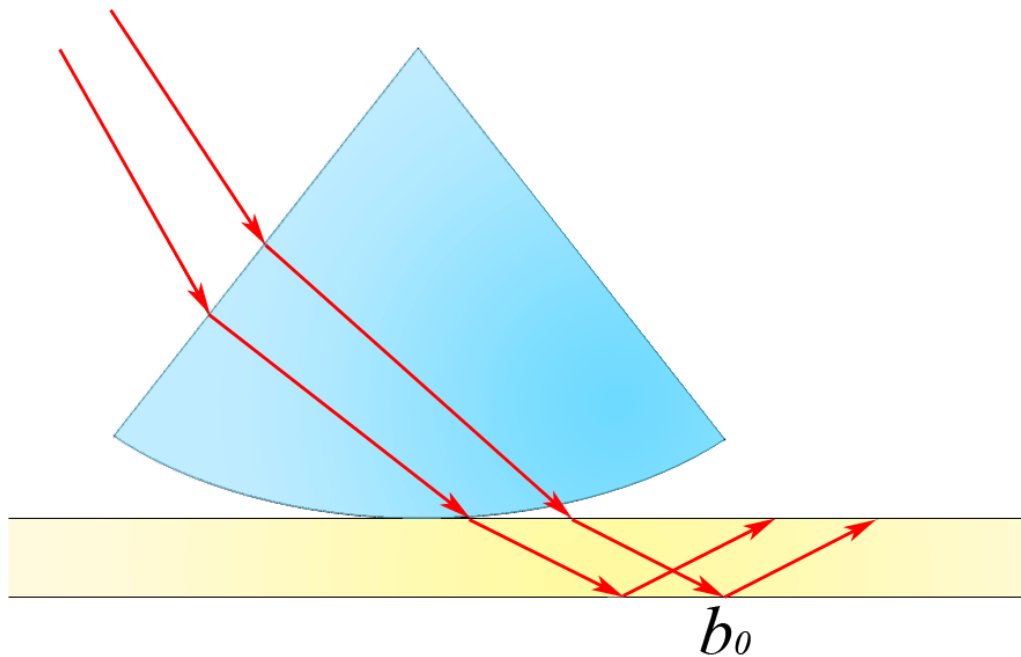


Рис.5.5. Обрыв связи при помощи призмы со сферическим основанием

#### 5.4 Решеточный элемент связи

Решеточный элемент связи работает аналогично призмённому, только призма и зазор здесь заменены решеткой (рис. 5.6), которая, например, может накладываться непосредственно на волновод.

Для описания работы решеточного элемента связи можно воспользоваться такими же простыми рассуждениями, как и для призмённого.

В этом случае волноводная мода из-за периодического характера решетки должна сопровождаться появлением пространственных гармоник в области решетки. Как известно, постоянные распространения этих гармоник вдоль  $z$  равны:

$$\beta_{\nu} = \beta_{op} + \left(\frac{2\pi\nu}{d}\right), \quad \nu = 0; \pm 1; \pm 2, \dots \quad (5.4.1)$$

где  $\beta_{op}$  — почти равна постоянной распространения волноводной моды, если решетка влияет только как малое возмущение волновода, а  $\nu$  — номер пространственной гармоники.

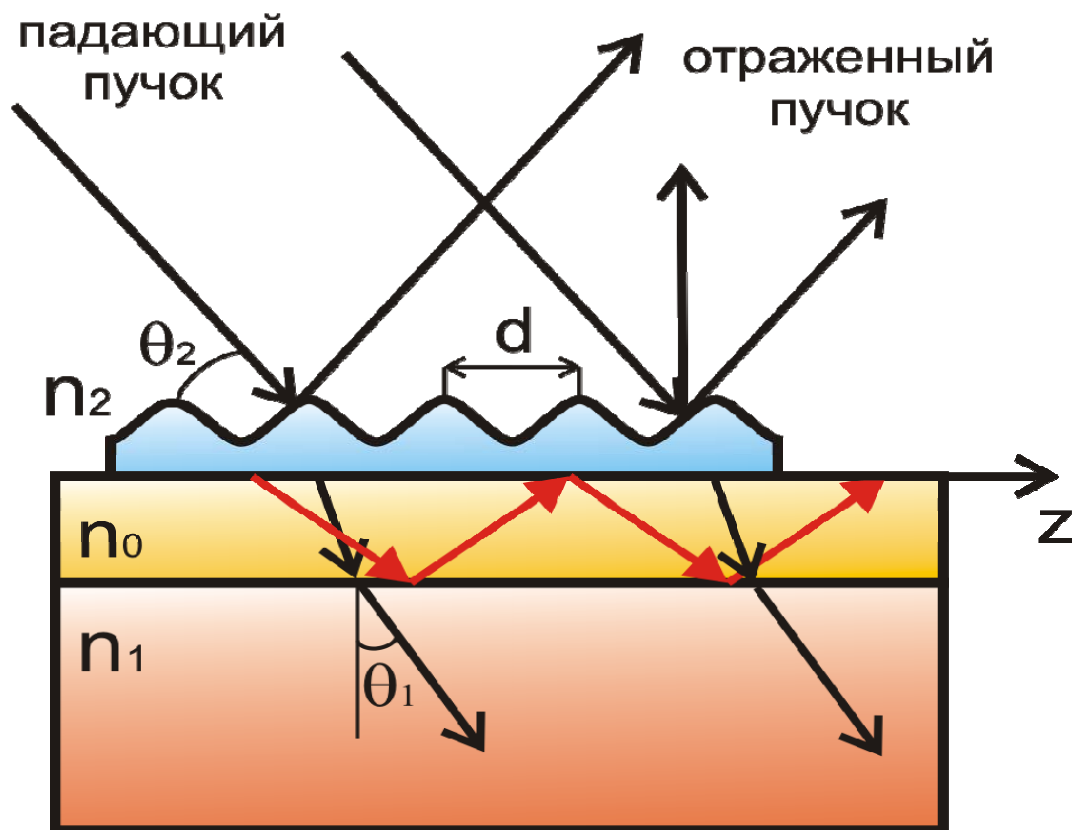


Рис. 5.6. Решеточный элемент связи

Чтобы существовал синхронизм с излучательной модой или с излучательной модой подложки, должно выполняться соотношение:

$$k_{zi} = kn_i \sin \theta_i = \beta_v = \beta_{op} + v\left(\frac{2\pi}{d}\right), \quad i = 1, 2, \dots \quad (5.4.2)$$

где  $k_{zi}$  — проекция волнового вектора в первой или второй среде на ось  $z$ .

Соотношение (5.42) удобно анализировать на векторных диаграммах, если ввести в рассмотрение вектор решетки  $\bar{k}_{dv} = \bar{z}_0 v\left(\frac{2\pi}{d}\right)$  и вектор  $\bar{\beta}_{zv} = \bar{z}_0 \beta_v$  (рис. 5.7). Здесь изображено сечение поверхностей волновых векторов  $k_1$  и  $k_2$  (в подложке и покровной среде). Проекции этих векторов на ось  $z$  равны  $k_i \sin \theta_i$ , поэтому удовлетворяя соотношению (5.4.2), можно найти все интересующие нас величины. Заметим, что при выводе излучения через решетку (и при вводе также) может существовать несколько дифракционных пучков, излучающихся в подложку и покровную среду. Можно реализовать и однопучковый режим связи через подложку.

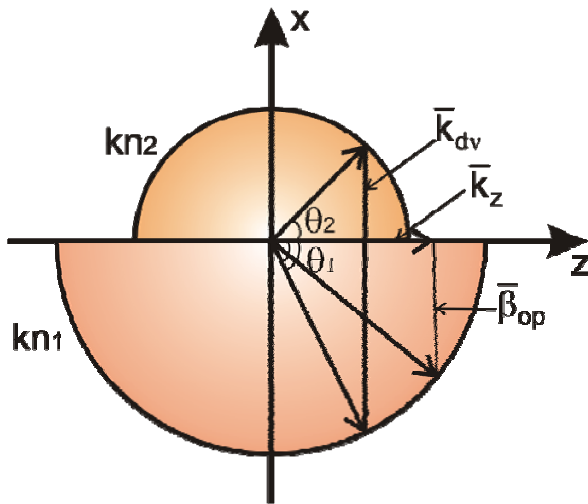


Рис. 5.7. Диаграмма волновых векторов

Методика расчета эффективности решетки ввода такая же, как и для призмной связи. Расчет может осуществляться по формуле (5.3.4) и (5.3.5), где  $S$  обычно определяется экспериментально. Эффективность ввода зависит от многих факторов: от профиля решетки, который может быть прямоугольным, синусоидальным, треугольным и

т.д., от высоты и периода гофра и других факторов, и может достигать значений  $\approx 80\%$  (теоретически).

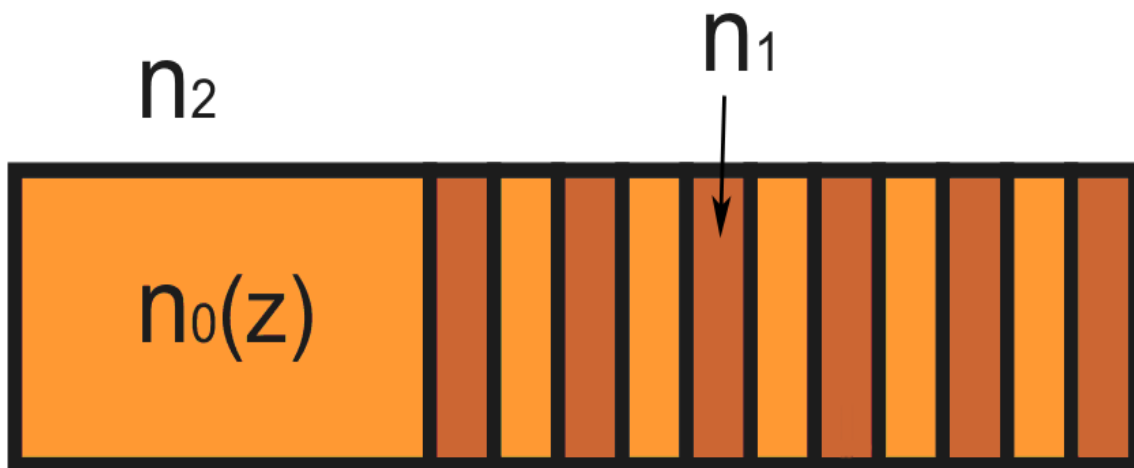


Рис. 5.8. Решеточный элемент, реализованный при помощи периодической модуляции показателя преломления

Кроме гофрирования поверхности, решеточный элемент связи может быть получен также с помощью периодической модуляции показателя преломления волноводной структуры (рис. 5.8).

### 5.5 Элементы связи между волноводами

Иногда необходимо передать световую волну из одного волновода (планарного или полоскового) в другой волновод. Особенно большое внимание в настоящее время уделяется сты-

ковке планарных и полосковых волноводов с волоконными световодами. Здесь мы рассмотрим основные виды и принципы построения таких устройств.

### 5.5.1 Элементы связи между планарными волноводами

Если волноводы находятся на одной подложке, то устройства связи могут выполняться способом, изображенном на рис 5.9, а, б. В первом случае волноводы с показателем преломления  $n'_0$  и  $n''_0$  разделены пленкой с показателем преломления  $n'_2 < n'_0, n''_0$ . Связь между волноводами осуществляется за счет «исчезающих полей». В области, где два волновода перекрываются, поля связаны друг с другом уравнениями связанных волн:

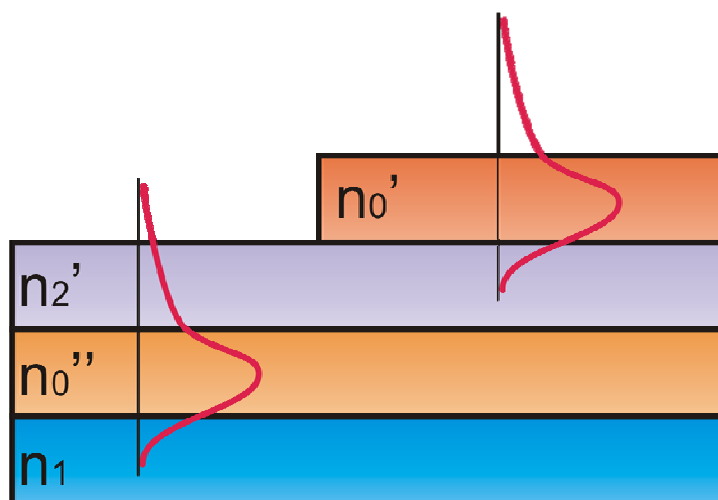
$$\frac{dE'_y}{dz} = -i\delta\beta E'_y - i\chi E''_y, \quad (5.5.1)$$

$$\frac{dE''_y}{dz} = i\delta\beta E''_y - i\chi E'_y,$$

где  $\delta\beta = \beta' - \beta''$  — расстройка по постоянным распространения,  $\chi$  — коэффициент связи. При  $\delta\beta = 0$ , решения имеют простой вид; для граничных условий  $E''_y(0) = 1$ ;  $E'_y(0) = 0$ :

$$E''_y(z) = \cos \chi z, \quad (5.5.2)$$

$$E'_y = -i \sin \chi z.$$



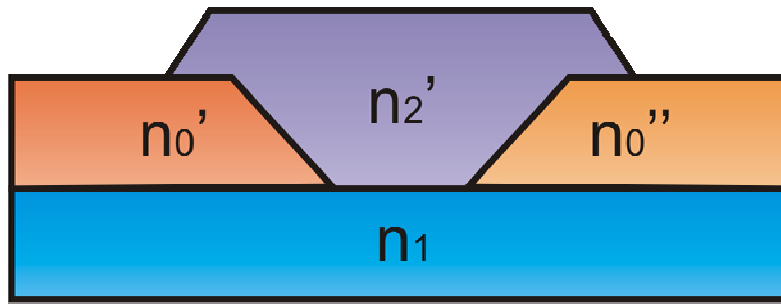


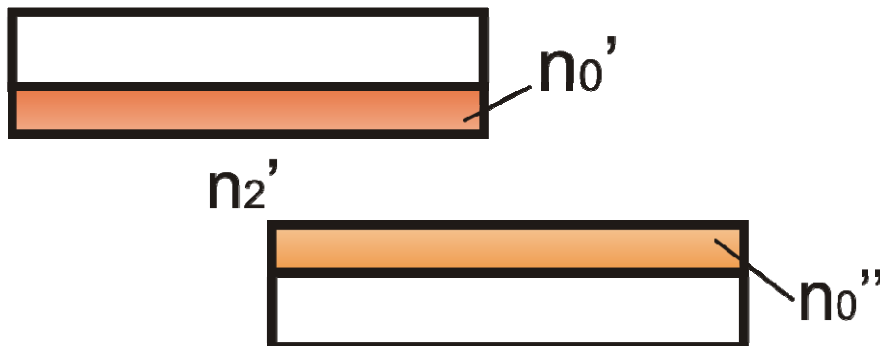
Рис. 5.9. Связующее устройство между волноводами, расположенными на одной подложке.

- а) волноводы разделены пленкой
- б) передача энергии через суживающиеся края волноводов

Таким образом, на расстоянии  $l = \frac{\pi}{2\chi}$  происходит полная передача энергии из одного волновода в другой. К сожалению, условие синхронизма на практике реализовать трудно.

Более практичный способ иллюстрируется на рис 5.9,б. Здесь происходит передача энергии через суживающийся край в промежуточный волновод с показателем преломления материала  $n_2' > n_1$ , затем переходит через суживающийся край в волновод 2 с  $n_0''$ . Эффективность такой связи может быть близка к 100%.

Если волноводы находятся на разных подложках, они могут быть связаны через промежуточный слой с  $n_2' < n_0', n_0''$  (рис. 5.10,а). Если волноводы имеют разные постоянные распространения, то удобно воспользоваться соответствующей решеткой (рис. 5.10,б). Сообщалось о достижении эффективности такой связи  $\sim 65\%$ .





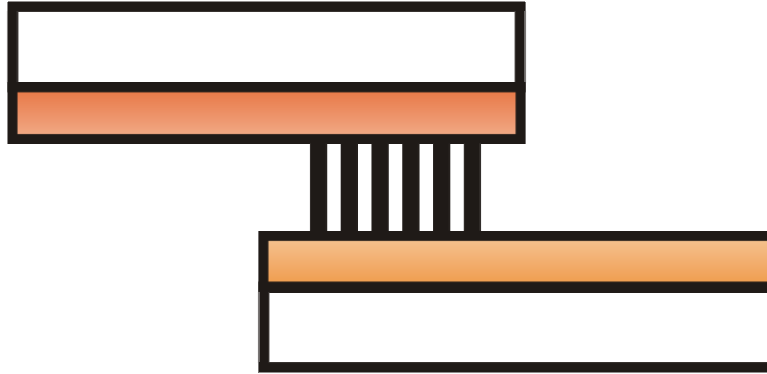


Рис. 5.10. Связующее устройство между волноводами, расположенными на разных подложках.

- а)связь через промежуточный слой
- б)связь через решетку

### 5.5.2 Элементы связи между полосковыми и планарными волноводами

Наиболее прост рупорный переход (рис. 5.11) от широкого волновода, близкого к планарному, к полосковому. Может быть, например, достигнута эффективность  $\approx 90\%$ , при переходе от  $a_1=50$  мкм к  $a_2=3$  мкм, на длине 2 мм.

«Призменный концевой» элемент связи показан на рис. 5.12. Связь между планарным скошенным волноводом и полоском осуществляется с помощью затухающего поля, которое проникает в зазор между двумя волноводами. Одна из трудностей заключается в необходимости иметь точный и четко ограниченный зазор между волноводами для получения высокой эффективности связи и одномодового режима работы.

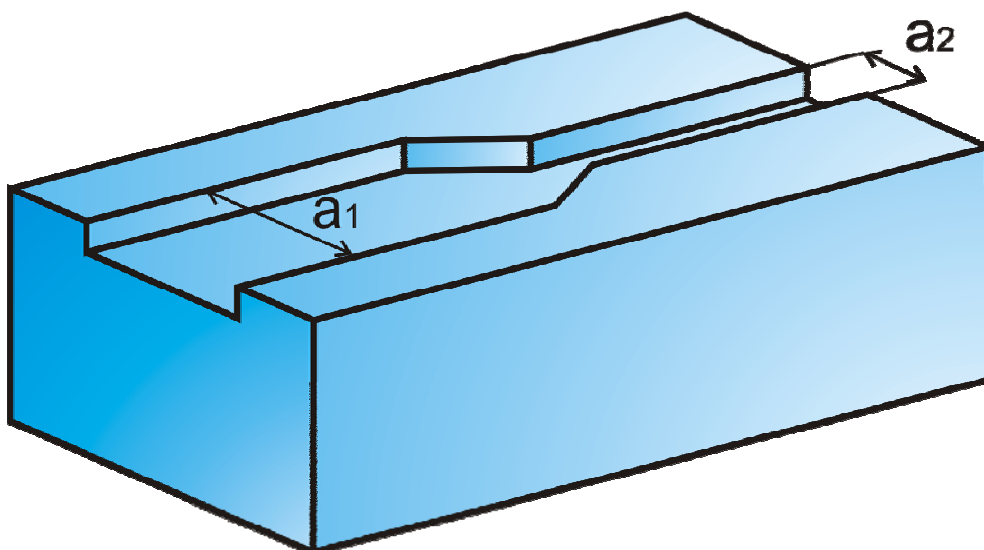


Рис. 5.11. Рупорный переход от планарного волновода к полосковому

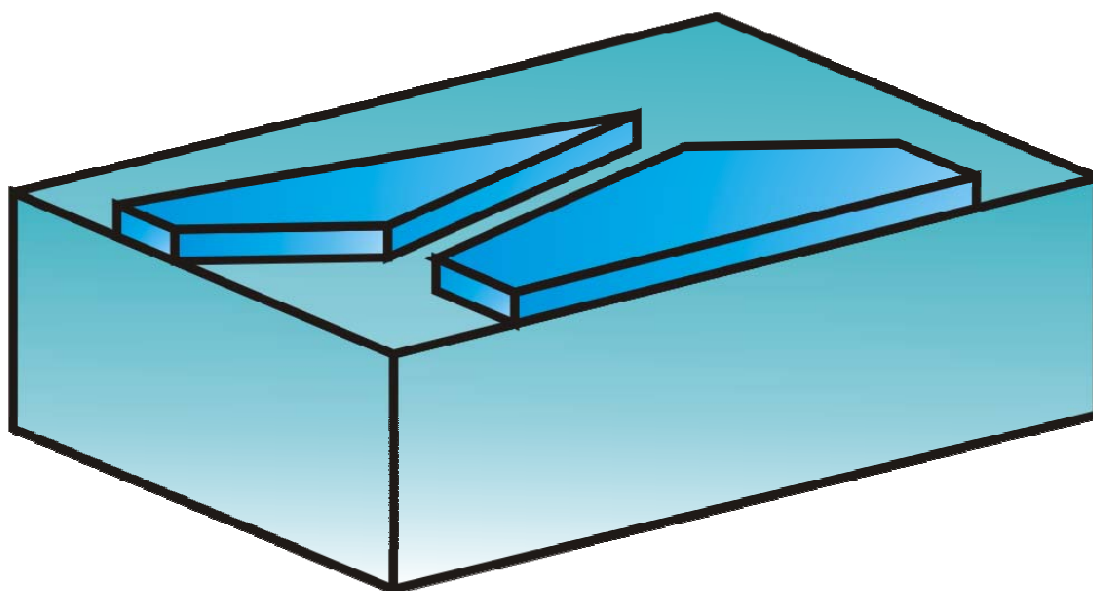


Рис. 5.12. «Призмный концевой» элемент связи

### 5.5.3 Элементы связи между полосковыми волноводами

Широко применяются в направленных ответвителях, электрооптических модуляторах и т.д. Связь — за счет «исчезающих полей» (рис. 5.13, вид на подложку сверху). Схема на рис. (5.13,а) очень критична к допускам. Анализ таких устройств на основе

теории связанных волн показывает, что эффективность связи может быть  $\approx 100\%$ .

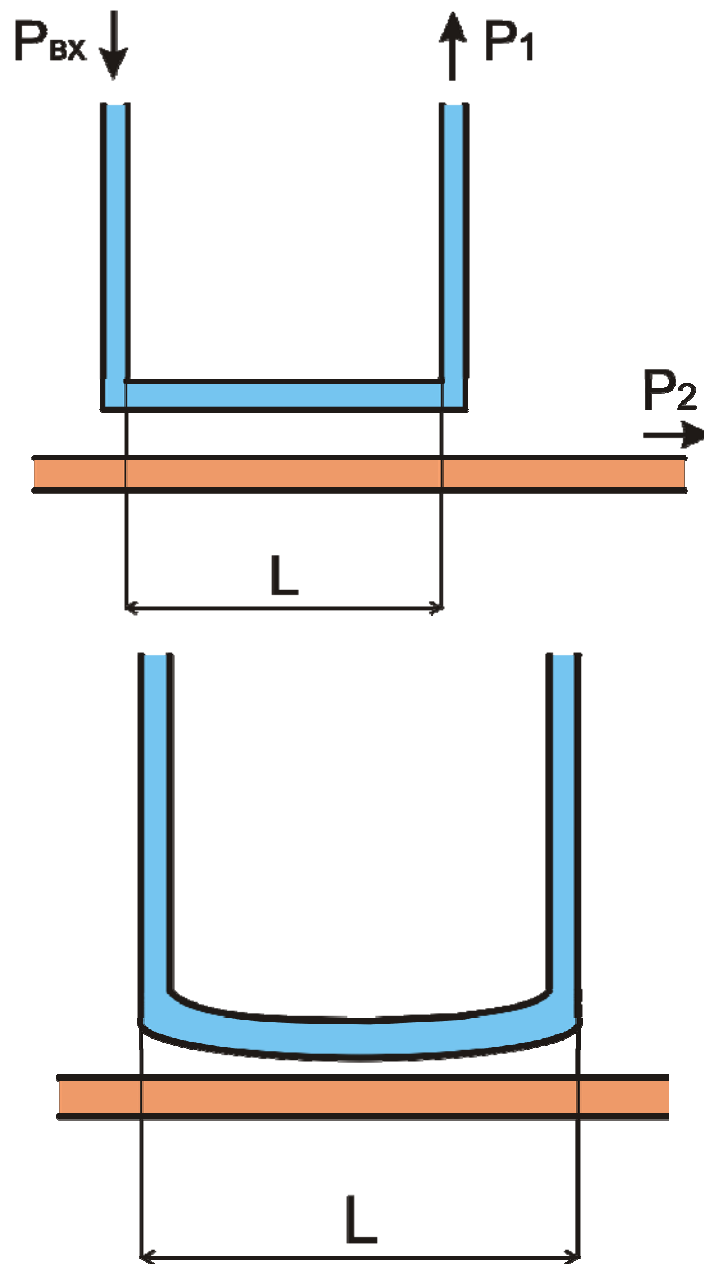


Рис. 5.13. Различные элементы связи между полосковыми волноводами

#### 5.5.4 Элементы связи между волноводами и волокнами.

Элементы связи между волноводами и волокнами имеют очень большое практическое значение (для ВОЛС). Некоторые схемы показаны на рис. 5.14. Из волновода в волокно достигнута эффективность  $\eta=50\%$ , в обратном направлении хуже. Метод

б) применяют в основном для многомодовых волокон, хотя эффективность не высокая. В случае в) — связь с помощью решетки.

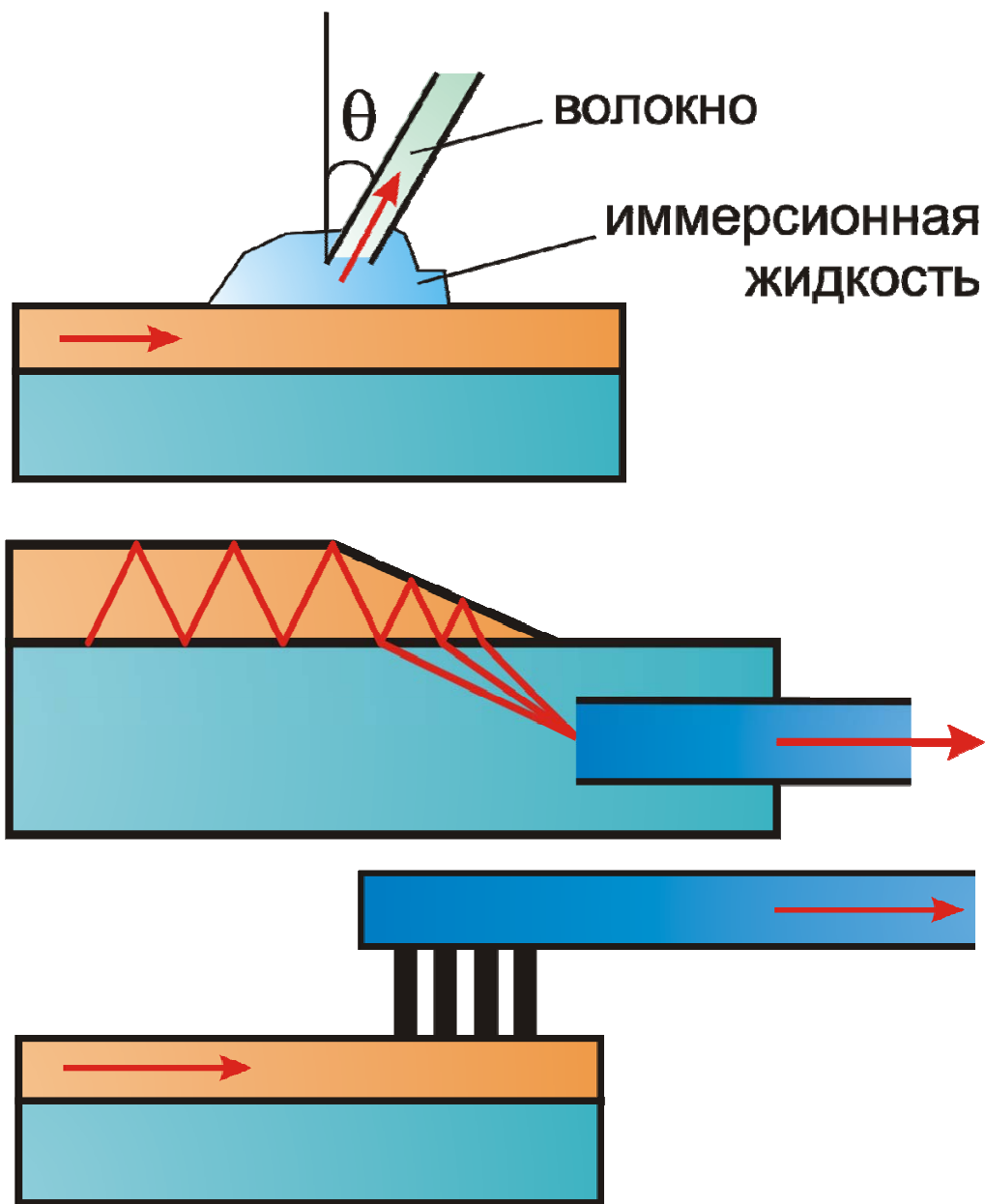


Рис. 5.14. Различные элементы связи между волокнами и волноводами

## 6 ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

В этом разделе мы рассмотрим методы измерения важнейших характеристик оптических волноводов — показателей преломления волноводных мод, профиля показателя преломления градиентных, затухания волноводных мод.

### 6.1 Измерение эффективных показателей преломления волноводных мод

Для измерения эффективных показателей преломления волноводных мод  $n_m$  планарных волноводов удобно применять призмный метод ввода (рис. 6.1).

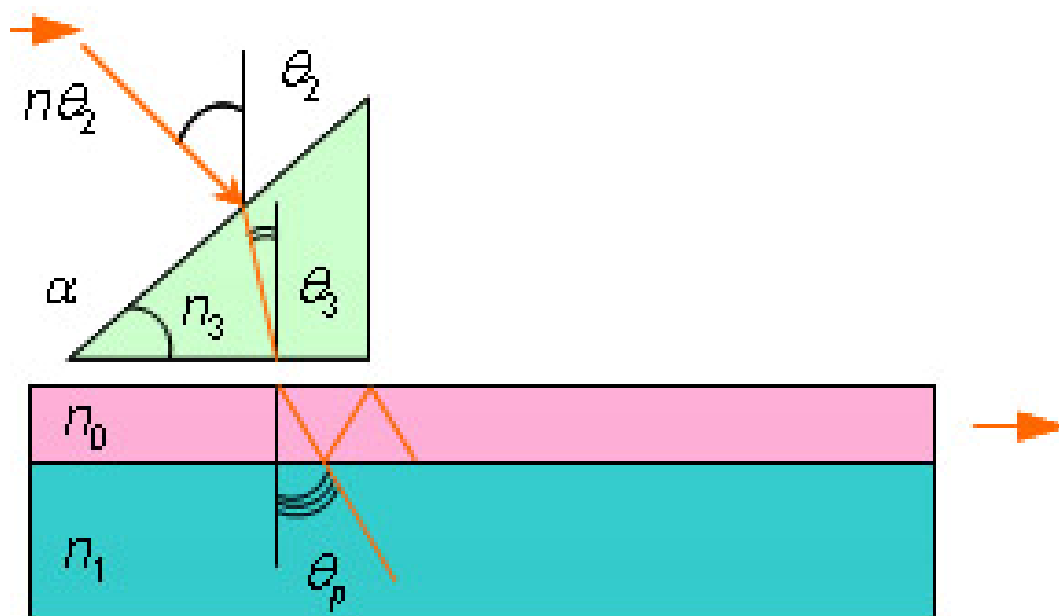


Рис. 6.1. Призмный метод ввода света в волновод

Как мы установили ранее, в пленке возбуждается  $p$ -я волноводная мода, если угол  $\theta_3$  удовлетворяет соотношению (5.1):

$$n_0 \cdot \sin \theta_p = n_3 \cdot \sin \theta_3 = n_m.$$

Выражая угол  $\theta_3$  через угол  $\theta_2$  — угол падения светового луча на входную грань призмы, легко получить:

$$n_m = n_3 \cdot \sin \left[ \alpha + \arcsin \left( \frac{\sin \theta_2}{n_3} \right) \right], \quad (6.1)$$

причем положительным считается угол  $\theta_2$ , когда луч отклонен от нормали  $\bar{n}$  к основанию призмы (на рис. 6.1 —  $\theta_2 < 0$ ), а  $\alpha$  — угол у основания призмы.

Для измерения углов ввода волновод с призмой устанавливается обычно на столе оптического гониометра (например, гониометра-спектрометра ГС-6 и ему подобных). Точность измерения углов  $\theta_2$  на таком гониометре составляет несколько угловых секунд, поэтому этот метод позволяет измерять  $n_m$  с точностью до  $10^{-5}$ . Естественно, что  $n_3$  и  $\alpha$  тоже должны быть известны с такой точностью. Регистрацию введенной моды можно осуществлять визуально, по треку, или с помощью фотоприемника. В случае пленочного волновода фотоприемник помещают вблизи выводной призмы, а для диффузионного удобно помещать его вблизи торца подложки с волноводом. В последнем случае можно также определить показатель преломления подложки, поскольку при некотором угле  $\theta_2$ , когда левая часть (6.1) будет равна  $n_1$ , преломленный луч будет распространяться в подложке под углом  $\theta_1 = 90^\circ$  (точно под поверхностью).

## 6.2 Измерение показателя преломления материала пленки и толщины тонкопленочных волноводов

Показатели преломления  $n_m$  различных волноводных мод подчиняются дисперсионному уравнению (2.3.7) для тонкопленочного волновода:

$$\frac{2\pi \cdot h}{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{n_0^2 - n_m^2}} \left\{ \pi\rho + \arctg \left[ \left( \frac{n_0}{n_1} \right)^z \cdot \sqrt{\frac{n_m^2 - n_1^2}{n_0^2 - n_m^2}} \right] + \arctg \left[ \left( \frac{n_0}{n_2} \right)^z \cdot \sqrt{\frac{n_m^2 - n_2^2}{n_0^2 - n_m^2}} \right] \right\}.$$

Если известны показатели преломления хотя бы двух волноводных мод, например,  $TE_0$  и  $TE_1$ , а также  $n_1$  и  $n_2$ , то составляя систему уравнений с двумя неизвестными —  $n_0$  и  $h$ , по значениям  $n_{m1}$  и  $n_{m2}$  мы можем определить как эффективный показатель преломления материала пленки  $n_0$ , так и толщину волновода  $h$ .

Обычно расчет проводится численным методом. Для этого можно исключить из системы  $\frac{h}{\lambda}$ , и в полученное уравнение с требуемым шагом (исходя из заданной точности) подставлять различные значения  $n_0$ . Можно пользоваться и другими методами численного решения уравнений, например, итерационными. После вычисления  $n_0$  вычисляется из (2.3.7) толщина пленки  $h$ . Точность измерения  $n_0$  может достигать  $10^{-5}$ , а  $h$  —  $10^{-3}$  от абсолютной величины.

Заметим, что в некоторых случаях на точность измерения  $n_m$  в системе подложка — пленка — покровный среда может повлиять призма ввода (т.к. фактически  $n_m$  измеряется для системы подложка — пленка — зазор — призма). Как правило, влиянием призмы пренебрегают, поскольку вносимая ею ошибка обычно невелика (меньше, чем связанная с ошибками измерения).

### 6.3 Измерение затухания в волноводе

Для измерения затухания волноводных мод применяют методы рассеянного и прошедшего света. В методе рассеянного света измеряется свет, рассеянный неоднородностями в волноводе, с помощью фотоприемника с диафрагмой. Этот фотоприемник движется вдоль поверхности волновода вблизи от нее. Примерный вид зависимости интенсивности рассеяния от расстояния изображен на рисунке 6.2.

Поскольку центры рассеяния распределены вдоль пленки неравномерно и имеют разную «эффективную поверхность рассеяния», требуется статистическая обработка результатов измерения, например, по методу наименьших квадратов. Иногда затухание света в волноводе столь велико, что длина трека не превышает нескольких миллиметров. В этом случае трек можно сфотографировать и фотопленку профотометрировать на микрофотометре.

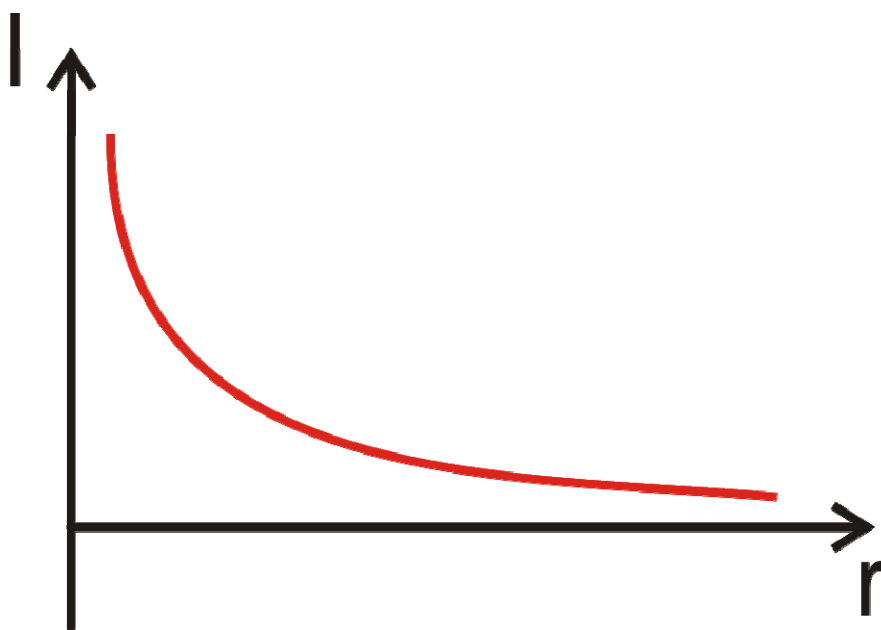


Рис. 6.2. Зависимость интенсивности рассеяния от расстояния

В методе прошедшего света сравниваются интенсивность света при различных положениях выводной призмы. К сожалению, при перестановке призмы условия ввода и вывода могут изменяться, что приводит к значительным экспериментальным ошибкам.

Потенциально точность измерения затухания может составлять сотые доли дБ/см. На практике недостатки экспериментальной установки не позволяют измерить затухание  $\alpha < 1$  дБ/см.



## 7 ПАССИВНЫЕ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Пассивные элементы интегральной оптоэлектроники предназначены для преобразования пространственной структуры световых пучков, преобразования волноводных мод, для изменения направления распространения света в волноводах. Рассмотрим наиболее важные из них.

### 7.1 Планарные линзы

В настоящее время разработано несколько типов планарных линз: геодезические линзы, линзы Люнеберга, линзы с изменением эффективного показателя преломления волновода и торцевые отражающие линзы (последние аналогичны зеркалам). Рассмотрим вначале геодезические линзы.

#### 7.1.1 Геодезические линзы

Геодезическая линза представляет собой углубление в подложке в виде сферического сегмента, на который нанесен оптический волновод (рис. 7.1).

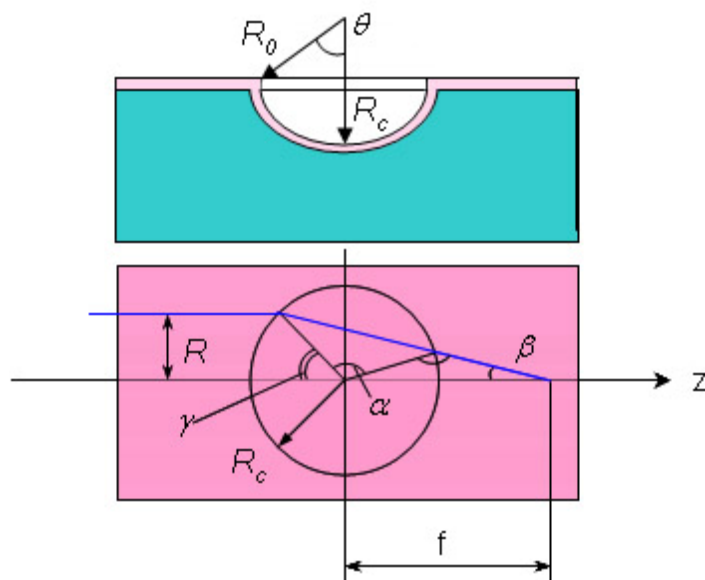


Рис. 7.1. Геодезическая линза, вид сверху и сбоку

Длина оптического пути луча в центре углубления больше, чем на краях, а так как постоянная распространения во всех точках одинакова, то за углублением фазовые фронты искривляются,

и лучи отклоняются к оси  $z$ . При попадании на линзу узкого светового луча, параллельного оптической оси  $z$ , на расстоянии  $R$  от нее, луч пересечет оптическую ось на расстоянии  $f$  от центра линзы.

Соотношение между радиусом углубления и фокусным расстоянием  $f$  можно получить из решения треугольника:

$$f = R_c \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin \beta} = R_c \left[ \frac{\sin \alpha}{\operatorname{tg} \beta} - \cos \alpha \right]. \quad (7.1)$$

В соотношение (7.1) входят углы  $\alpha$  и  $\beta$ , которые можно выразить через угол  $\gamma = \arcsin \frac{R}{R_c}$ , и угол  $\theta$ , воспользовавшись принципом Ферма.

$$\beta = 2(\gamma - \operatorname{arctg}(\cos \theta \cdot \operatorname{tg} \gamma)); \quad (7.1a)$$

$$\alpha = \gamma + 2\operatorname{arccctg}(\cos \theta \cdot \operatorname{tg} \gamma). \quad (7.1b)$$

В параксиальном приближении, при  $\frac{R}{R_c} \ll 1$ , считая тогда  $\gamma \approx \frac{R}{R_c}$ , из (7.1) можно получить:

$$f_0 = \frac{R_c}{2(1 - \cos \theta)}, \quad (7.2)$$

где  $f_0$  — так называемый параксиальный фокус. Заметим, что с увеличением апертуры светового пучка (т.е. с увеличением  $R$ ), фокусное расстояние  $f$  увеличивается (рис. 7.2).

Это говорит о том, что у данной линзы существуют достаточно сильные продольные аберрации. Чтобы уменьшить их влияние, обычно используют лишь 20–30 % апертуры линзы (т.е.  $\frac{R}{R_c} = 0,2-0,3$ ).

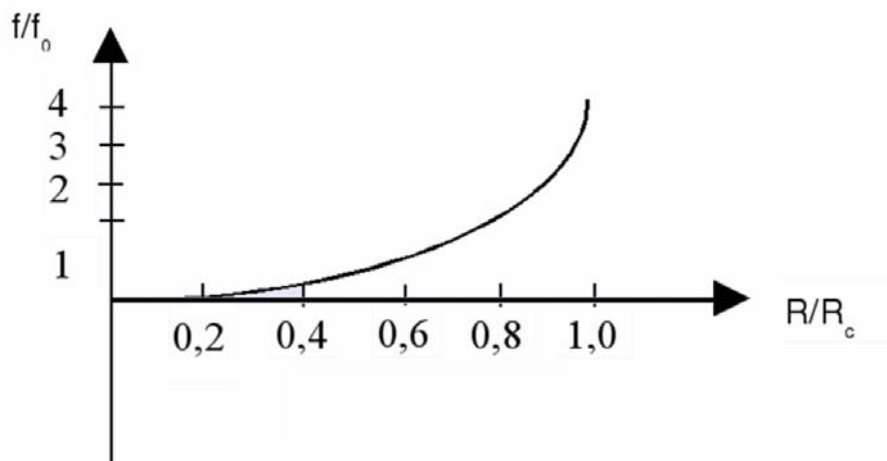


Рис. 7.2. Увеличение фокусного расстояния линзы с увеличением апертуры светового пучка

Заметим, что геодезическая линза может быть выполнена как на основе диффузионных, так и пленочных волноводов. При этом могут быть получены фокусные расстояния от  $\sim 10$  мм до десятков см. Недостатком линзы являются потери, которые возникают при переходе световых волн из планарного волновода в сферическое углубление и при распространении по сферической поверхности, которая является «изогнутым» волноводом. Для уменьшения потерь острые кромки обычно скругляют.

Для уменьшения aberrаций углубление можно выполнять асферической формы, однако технология изготовления в этом случае значительно усложняется.

Кроме продольных aberrаций геодезическая линза обладает и поперечными aberrациями, при этом размер фокального пятна превышает дифракционный предел. Например, для линзы с параметрами  $R_c = 4$  мм,  $f_0 = 162$  мм размер при апертуре  $a = 2$  мм, составил  $\sim 40$  мкм. Расчетное значение было порядка 30 мкм. С уменьшением апертуры aberrации также уменьшаются.

### 7.1.2 Линзы с изменением эффективного показателя преломления волновода

Вид такой линзы изображен на рисунке 7.3. В области линзы волновод утолщен, и  $\frac{h''}{\lambda}$  больше, то и  $n_m$  будет там больше.

Таким образом, эта линза представляет собой полный аналог обычной «объемной» линзы.

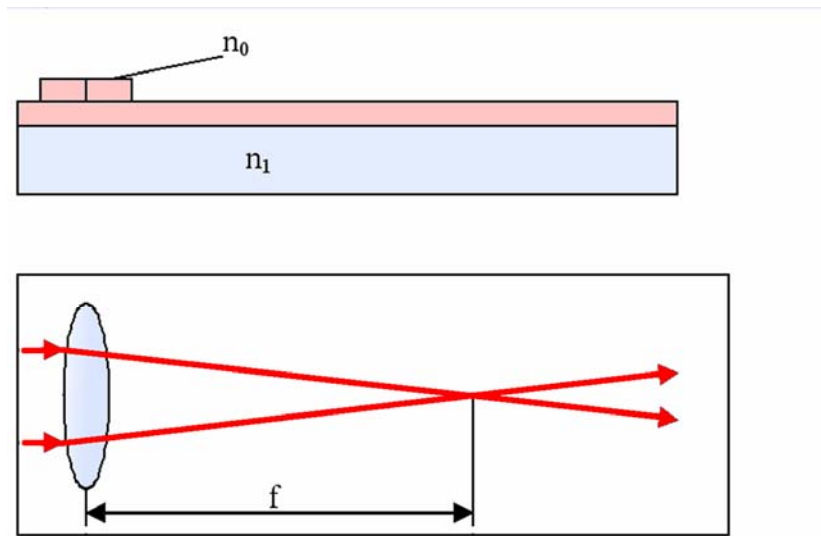


Рис. 7.3. Линза с изменением эффективного показателя преломления волновода

### 7.1.3 Планарные линзы Люнеберга

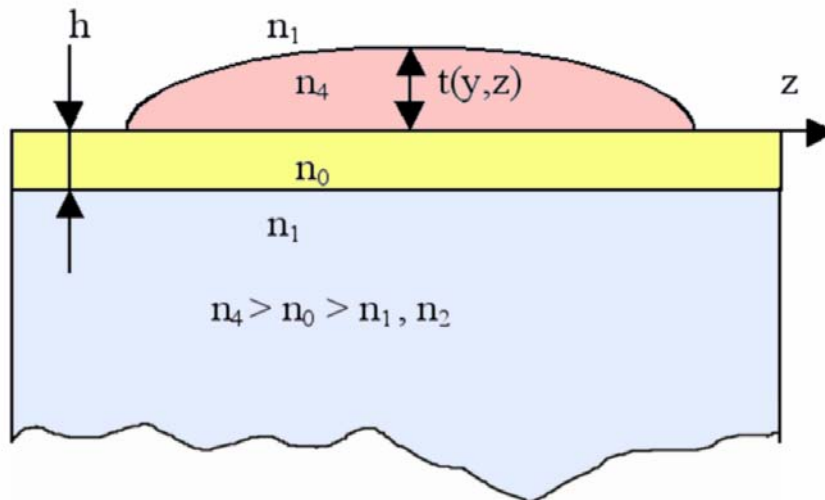


Рис. 7.4. Планарная линза Люнеберга

В линзах Люнеберга показатель преломления меняется по определенному закону. В планарном варианте этого можно дос-

тичь, меняя толщину волновода (рис. 7.4). Для такой линзы профиль рассчитывается на ЭВМ и должен иметь сложный вид. Фокусные расстояния такой линзы могут быть очень малыми. К сожалению, их нельзя применять для диффузионных волноводов, т.к. у них  $n_m$  изменяется очень незначительно при нанесении на волновод пленки с  $n_4 > n_0$  (поле на границе очень мало, и пленка влияет слабо на  $n_m$ ). Сложность заключается и в подборе материала с  $n_4 > n_0$ .

#### 7.1.4 Торцевые отражатели

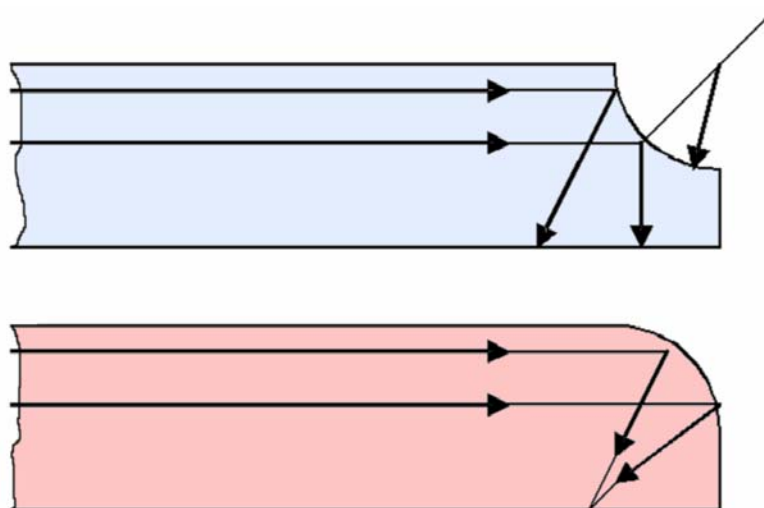


Рис. 7.5. Торцевые отражатели

В некоторых волноводах, например, в диффузионных, а также со сколотыми торцами, можно отражать свет от торца волновода (рис. 7.5). Придав торцу цилиндрическую форму с нужным радиусом кривизны можно реализовать положительные и отрицательные линзы. Торцы должны быть оптически полированы и иметь острый край. Выщербленный край приводит к рассеянию в другие моды. Может быть использовано полное внутреннее отражение, а также на торец можно напылить отражающее металлическое покрытие.

## 7.2 Планарные призмы

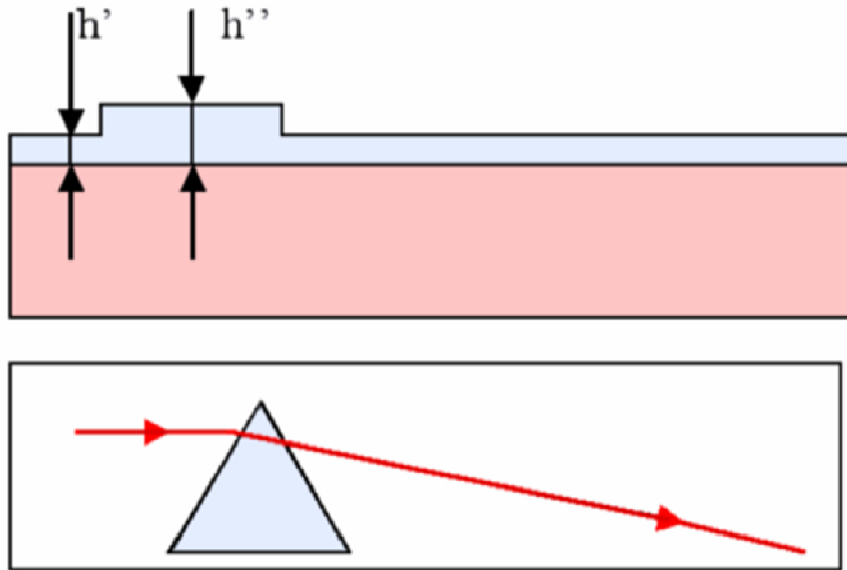


Рис. 7.6. Планарная призма

Способ реализации призм основан на изменении толщины волновода, или применении двухслойной волноводной структуры, где  $\beta_{op}$  — почти равна постоянной распространения волноводной моды, если решетка влияет только как малое возмущение волновода. Первый способ изображен на рис 7.6. Второй способ может быть реализован как нанесением призмы сверху, так и наоборот, когда на подложку наносится сначала «призма», а затем волновод.

Один из вариантов показан на рис 7.7. Призмы вследствие дисперсии волновода, могут разделять моды, расщеплять их на отдельные пучки. Если свет немонахроматический, то будет происходить его разложение в спектр.

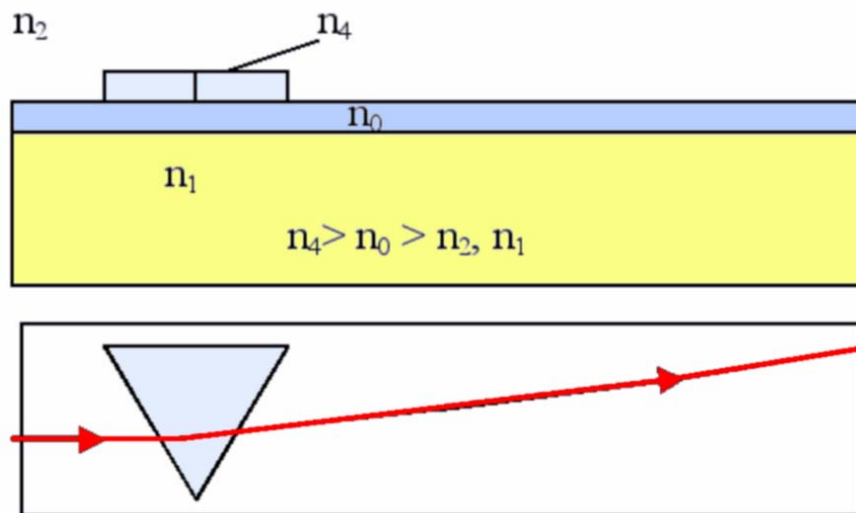


Рис. 7.7. Планарная призма

## 8 УПРАВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

В этом разделе мы рассмотрим методы электрического управления световыми волнами в волноводных структурах. Наибольшее распространение для этой цели получили в настоящее время акустооптические, электрооптические и магнитооптические устройства. В первом случае механизм управления основан на известном вам фотоупругом эффекте, когда диэлектрическая проницаемость волноводного слоя и подложки модулируется акустической волной. Фотоупругий эффект наблюдается, во всех материалах, (т.к. описывается тензором 4-го ранга), поэтому акустооптическое управление возможно для всех типов волноводов. Если подложка или волноводный слой выполнены на основе монокристаллов относящихся к нецентросимметричному классу симметрии, то в этом случае возможно изменение диэлектрической проницаемости этих материалов, а значит, и управление светом, за счет линейного электрооптического эффекта ( $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{LiTaO}_3$ ). В магнитооптических материалах используется эффект Фарадея. Существуют и другие способы (эффект Франца-Келдыша, квадратичный электрооптический эффект и т.д.), но последние в настоящее время изучены слабо и применяются редко. Мы рассмотрим подробно акустооптические и электрооптические методы модуляции, отклонения и переключения положения светового луча в волноводных структурах.

### 8.1 Акустооптические методы управления в планарных структурах

Под действием акустической волны происходит изменение диэлектрической проницаемости  $\Delta \hat{\epsilon}$  среды за счет двух эффектов. Первый эффект — фотоупругий, описываемый тензором  $\hat{p}$  четвертого ранга:

$$\Delta \epsilon'_{ij} = \epsilon_{im}^0 \epsilon_{nj}^0 p_{mnl}^E u_{kl}, \quad (8.1)$$

где  $\epsilon_{im}^0$  — компоненты невозмущенного тензора диэлектрической проницаемости,  $p_{mnl}^E$  — компоненты фотоупругого тензора, из-



меренные при постоянном электрическом поле,  $u_{kl}$  — компоненты тензора деформаций, вызванные упругой волной.

Второй эффект является непрямым и проявляется в средах без центра симметрии — упругая волна за счет пьезоэффекта создает электрическое поле, которое за счет электрооптического эффекта изменяет  $\hat{\epsilon}$ :

$$\Delta \epsilon_{ij}'' = \epsilon_{im}^0 \epsilon_{nj}^0 r_{mnp} E_p = -\epsilon_{im}^0 \epsilon_{nj}^0 \frac{(r_{mnp} n_0)(e_{rkl} n_r)}{\epsilon_{st}^* n_s n_t} U_{kl}, \quad (8.2)$$

где  $r_{mnp}$  — компонента электрооптического тензора  $\hat{r}$ ,  $e_{rkl}$  — компонента пьезоэлектрического тензора  $\hat{e}$ ,  $n_p$  — компонента вектора волновой нормали  $\bar{n}$  акустической волны,  $E_p$  — компонента поля  $\bar{E}$ , создаваемого упругой волной,  $\epsilon_{st}^*$  — компонента тензора  $\hat{\epsilon}$  на частоте упругой волны.

Заметим, что в «сильных» пьезоэлектриках типа  $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{LiTaO}_3$   $\Delta \epsilon'$  и  $\Delta \epsilon''$  сравнимы друг с другом.

### 8.1.1 Дифракция волноводных оптических волн (ВОВ) на поверхностных акустических волнах (ПАВ)

В большинстве акустооптических планарных устройств используется дифракция ВОВ на ПАВ, поскольку она является наиболее эффективной. ПАВ, как известно, являются неоднородными волнами и распространяются вблизи поверхности твердых тел. ПАВ могут быть типа волн Рэлея, Гуляева — Блюстейна, обобщенными ПАВ, если волноводный слой имеет малую толщину по сравнению с постоянной затухания деформаций по оси  $x$  (вглубь среды), или он не нагружает механически поверхность среды (например, в диффузионных волноводах). Распределение деформаций и электрического поля в таких волнах может быть представлено в виде:

$$U_{kl} = \frac{1}{2} U_{kl}^0 A(x) \exp(i(\Omega t - Kz)) + \text{к.с.} \quad (8.3)$$

$$E_m = \frac{1}{2} E_m^0 B(x) \exp(i(\Omega t - Kz)) + \text{к.с.}, \quad (8.4)$$

где  $U_{kl}$  и  $E_m^0$  — амплитуды полей при некотором  $x_0$  (обычно при  $x = 0$ ),

$A(x)$  и  $B(x)$  — функции поперечного распределения полей,  
 $\Omega$  — частота ПАВ,  
 $K$  — волновое число,  
*к.с.* — комплексно-сопряженная величина.

В (8.3) и (8.4) мы учли, что ПАВ распространяется вдоль оси  $z$ . В соответствии с формулами (8.1) и (8.2) диэлектрическая проницаемость волноводного слоя и подложки промодулирована акустической волной и образует бегущую фазовую дифракционную решетку. Волноводные моды могут дифрагировать на этой решетке, если выполняются условия синхронизма

$$\omega_\partial = \omega_n \pm \Omega, \quad (8.5)$$

$$\vec{k}_\partial = \vec{k}_n \pm \vec{K}. \quad (8.6)$$

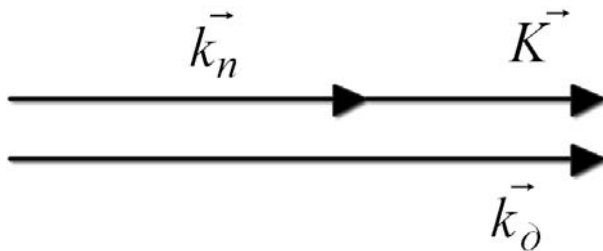


Рис. 8.1. Равенство векторов

$$|\vec{k}_n| = k \cdot n_m^*, \quad |\vec{k}_\partial| = k \cdot n_n^*.$$

Решение для компонент поля  $E_y$  в  $TE_m$  и  $TE_n$  волнах будем искать в виде:

$$E_y^{(m)} = \frac{C_m(z)}{2} E_m(x) \exp[i(\omega_m t - k \cdot n_m^* z)] + \text{к.с.}; \quad (8.7)$$

$$E_y^{(n)} = \frac{C_n(z)}{2} E_n(x) \exp[i(\omega_n t - k \cdot n_n^* z)] + \text{к.с.},$$

где,  $E_m(x)$ ,  $E_n(x)$  — нормированные на единичную мощность распределения поля  $E_y$  в  $TE_m$ - и  $TE_n$ - волнах, соответственно;

$C_m$  и  $C_n$  — амплитуды полей.

Поскольку амплитуды в  $E_y^m$  и  $E_y^n$  зависят от  $z$ , вместо волнового уравнения (2.29) нужно воспользоваться уравнением в следующей форме:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + k^2 \varepsilon_{yy} E_y = 0. \quad (8.8)$$

С учетом этого, а также (8.1)—(8.4), запишем  $\varepsilon_{yy}$  в виде

$$\varepsilon_{yy} = \varepsilon_2^0 + \frac{1}{2} \Delta\varepsilon_2(x) S \cdot \exp[i(\Omega t - Kz)] + \text{к.с.}, \quad (8.9)$$

где  $S$  — амплитуда упругой волны.

Подставляя теперь (8.7), (8.9) в (8.8), учтем (8.6) и пренебрежем членами типа  $\frac{\partial^2 C}{\partial z^2}$  (используем приближение медленно меняющихся амплитуд) и приравняем члены с одинаковым фазовым множителем:

$$-2i\beta_m E_m \frac{\partial C_m}{\partial t} + \left[ \frac{\partial^2 E_m}{\partial x^2} + (k^2 \varepsilon_2^0 - \beta^2) E_m \right] C_m = -\frac{k^2}{2} \Delta\varepsilon_2(x) C_n E_n S. \quad (8.10)$$

Первый член в квадратных скобках (8.10) равен нулю. По аналогии второе уравнение:

$$-2i\beta_n E_n \frac{\partial C_n}{\partial z} = -\frac{k^2}{2} \Delta\varepsilon_2(x) C_m E_m S. \quad (8.11)$$

Домножив (8.10) на  $E_m^*(x)$ , а (8.11) на  $E_n^*(x)$  и проинтегрировав по  $x$  от  $-\infty$  до  $+\infty$ , приходим к системе уравнений связанных волн

$$\begin{cases} \frac{dC_m}{dz} = -i \frac{k}{4(n_m^*)^2} \Gamma_{mn} C_n S; \\ \frac{dC_n}{dz} = -i \frac{k}{4(n_n^*)^2} \Gamma_{nm} C_m S, \end{cases} \quad (8.12)$$

где  $\Gamma_{mn}$  и  $\Gamma_{nm}$  — так называемые интегралы перекрытия:

$$\Gamma_{mn} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} E_m^*(x) \Delta\varepsilon_2(x) E_n(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} E_m^*(x) \cdot E_m(x) dx},$$

$$\Gamma_{nm} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} E_n^*(x) \Delta\varepsilon_2(x) E_m(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_n(x)| dx}.$$
(8.13)

Если  $C_m(0) = C_0$ , а  $C_n(0) = 0$ , то эффективность дифракции при  $x = 1$  можно найти из решения (8.12) в виде

$$\eta = \frac{|E_n|^2}{|E_m(0)|^2} = \sin^2 \left( \frac{\pi}{2\lambda} \cdot \frac{lS}{\sqrt{n_m^* n_n^*}} \sqrt{\Gamma_{mn} \Gamma_{nm}} \right). \quad (8.14)$$

Аналогичным образом можно рассмотреть и другие виды дифракции. При выполнении условий синхронизма выражение для эффективности дифракции будет иметь такой же вид, как и (8.14). Однако расчет  $\sqrt{\Gamma_{mn} \Gamma_{nm}}$  будет гораздо сложнее, т.к. будет необходим, например, учет не только  $\Delta\epsilon_{22}$  но и других компонент тензора  $\Delta\hat{\epsilon}$ . Например, при брэгговской дифракции ТЕ-мод в YZ-срезе LiNbO<sub>3</sub>, когда ПАВ распространяется вдоль оси z, выражение для  $\eta$  примет вид:

$$\eta = \sin^2 \left( \frac{2\pi\delta_0}{\lambda} \frac{n^3}{4\cos\theta} \frac{2\pi \cdot l}{\Lambda} |\tilde{\rho}| \right), \quad (8.15)$$

где  $\delta_0$  — амплитуда смещения поверхности в направлении y,

$\Lambda$  — длина волны ПАВ,

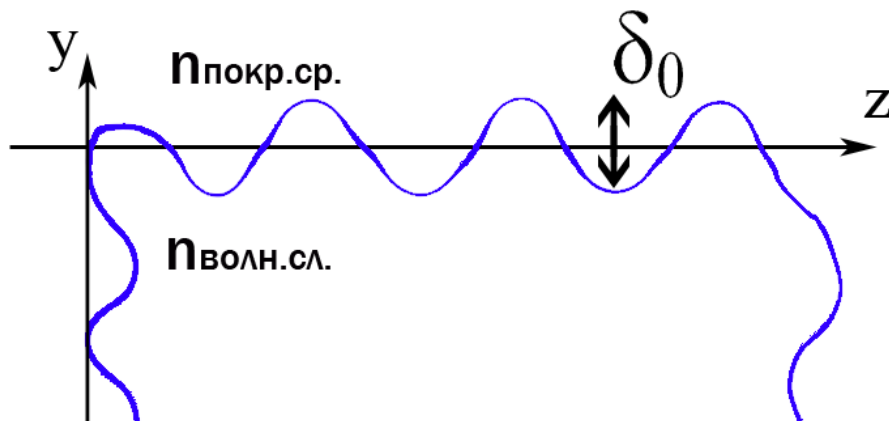
$\tilde{\rho}$  — эффективная фотоупругая константа, которая имеет вид с учетом интегралов перекрытия:

$$\tilde{\rho} = \tilde{\rho}_{AO} + \tilde{\rho}_{эо} + \tilde{\rho}_{ряб}. \quad (8.16)$$

Здесь  $\rho_{AO}$  — обусловлена АО-эффектом,

$\rho_{эо}$  — электрооптическим эффектом,

$\rho_p$  — рябью поверхности, изменяющей толщину волновода (рис. 8.2). Мы не будем записывать выражения для  $\rho_{AO}, \rho_{эо}, \rho_p$ .



### 8.1.2 Особенности АО взаимодействия в планарных волноводах

а) одной из важнейших характеристик АО модулятора является эффективность дифракции, которая определяется плотностью акустической мощности  $\frac{\rho_{ак}}{\Lambda} \sim S^2, \delta_0^2$ , длиной взаимодействия  $l$  и эффективной фотоупругой постоянной  $|\tilde{\rho}|$ . Планарные устройства выгодно отличаются от объемных по этой характеристике, поскольку  $\rho_{ак}$  в ПАВ гораздо выше, чем для объемных акустических волн  $\left(\frac{\rho_{ак}^{об}}{lh} \sim S^2\right)$ , где  $h$  — ширина акустического пучка, составляющая миллиметры, а  $\Lambda$  — микрометры. Величина  $\eta=90\%$ , достигается при дифракции на ПАВ при  $P_{э} \approx 300$  мВт в YZ-срезе LiNbO<sub>3</sub>. В том же кристалле на объемных волнах получены  $\eta \approx 1\%$ , при этой же мощности  $P_{э}$  и длине  $l$ ;

б) важной характеристикой является полоса рабочих частот, которая при дифракции TE<sub>m</sub>-TE<sub>m</sub>, TM<sub>m</sub>TM<sub>m</sub> (без изменения номера моды) определяется брэгговской полосой, равной

$$\Delta f_{бр} = \frac{5,55 \cdot V^2 n}{\pi \cdot l \cdot \lambda \cdot f_0}, \quad (8.17)$$

где  $V$  — скорость,

$f$  — частота упругих волн,

и частотной зависимостью эффективности дифракции.

Последняя имеет место, поскольку с увеличением частоты ПАВ «прижимается» к поверхности. Поэтому на низких частотах интеграл перекрытия мал, т.к. акустическая волна «размазана» вглубь подложки ( $S^2/\Lambda$  — мало). На очень высоких частотах, наоборот, лишь часть оптического волновода возмущена упругой волной. Расчеты подтверждаются экспериментальными результатами (рис. 8.3), причем дифракция TE<sub>0</sub>-TE<sub>0</sub>, как и следовало ожидать, наиболее эффективна, т.к.  $|\tilde{\rho}|$  и  $E_y$  для нее очень хорошо «перекрываются».

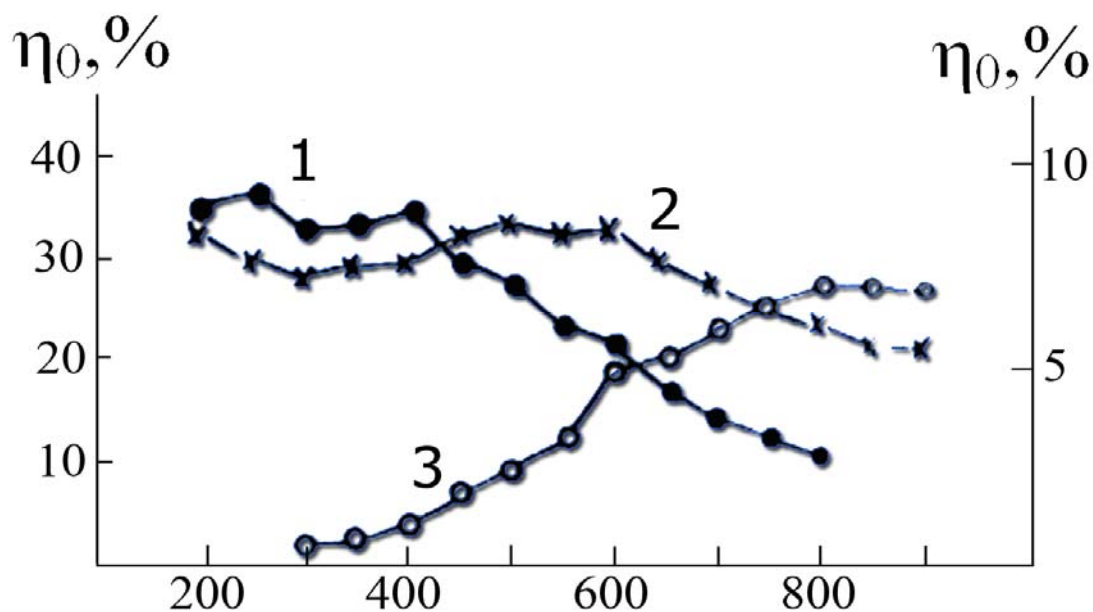


Рис. 8.3 1 —  $TE_0-TE_0$ ; 2 —  $TE_1-TE_1$ ; 3 —  $TM_0-TM_0$ ;  
1, 2 — масштаб слева; 3 — масштаб справа

При конструировании планарных модуляторов необходимо учитывать эти факторы и подбирать параметры оптических волноводов и ПАВ оптимальным образом. Например, в настоящее время из всех исследованных ориентаций  $LiNbO_3$  наиболее высокочастотным является  $YZ$  – срез.

Для обеспечения широкой полосы  $\Delta f$  в ПАОМ, можно применять известный в объемных АО модуляторах метод автоподстройки угла Брэгга, который реализуется ступенчатой металлизацией поверхности, по которой распространяется ПАВ (рис. 8.4).

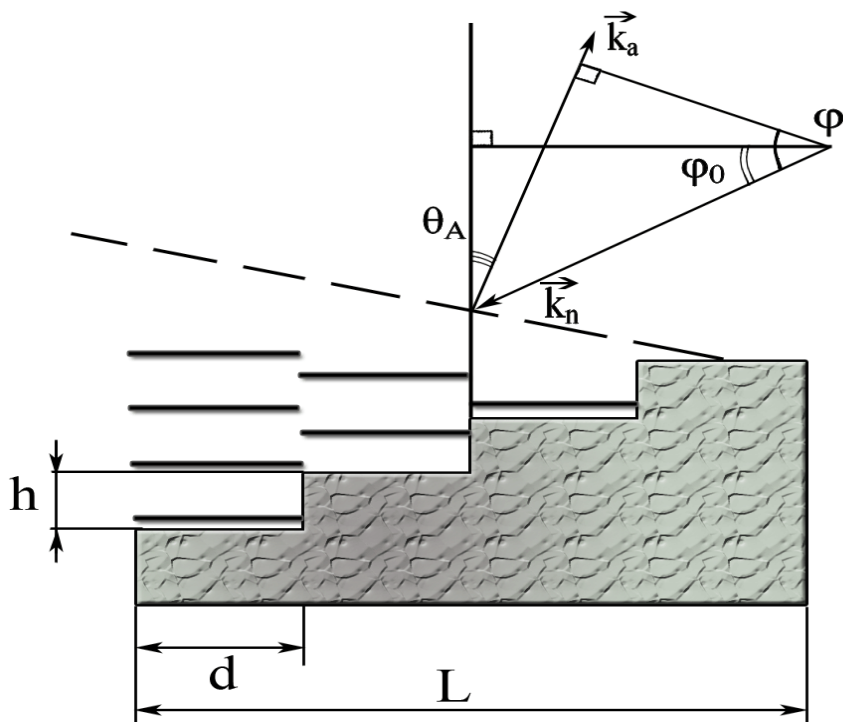


Рис. 8.4. Ступенчатая металлизация поверхности

Характеристика такого модулятора приведена на рисунке 8.5.

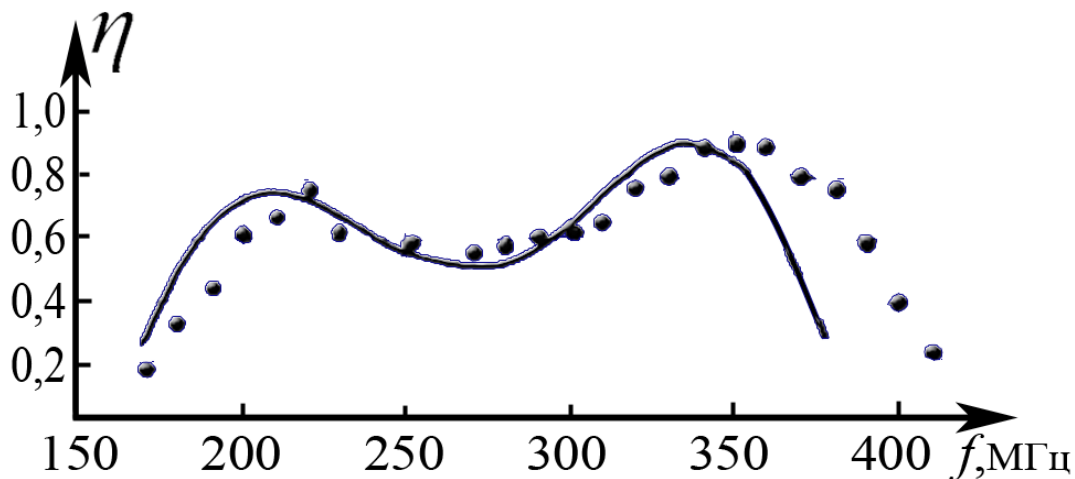


Рис. 8.5. Характеристика модулятора со ступенчатой металлизацией

На более высоких частотах для увеличения широкополосности этот метод использовать невозможно, там можно применить дифракцию с изменением номера моды (аналогичную анизотропной или аномальной дифракции в объемных АОМ). При этом малая угловая расходимость ПАВ приводит к достаточно широкой полосе частот:

$$\Delta f = 2v \sqrt{\frac{2n}{\lambda_0 l}}, \quad (8.18)$$

которая не зависит от  $f_0$ .

в) В планарных волноводах возможна дифракция не только в волноводные, но и в излучательные моды (обычно в излучательные моды подложки). Рассмотрим векторную диаграмму этого процесса (рис. 8.6).

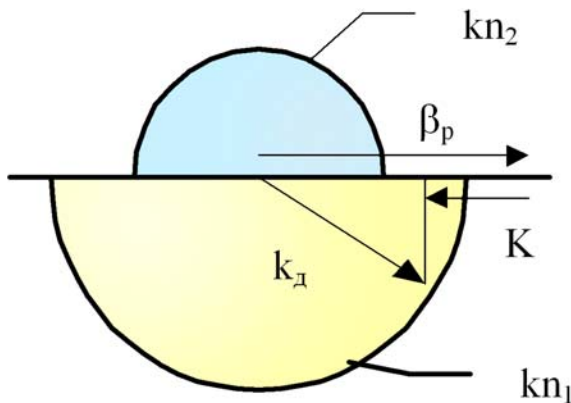


Рис. 8.6. Векторная диаграмма дифракции в излучательные моды

числе и волноводных в излучательные; сканирование волноводных мод в плоскости волновода, и излучательных в перпендикулярной волноводу плоскости.

Она аналогична рассмотренной ранее для решеточного ввода и вывода излучения. Здесь роль дифракционной решетки играет ПАВ. Эффективность дифракции в этой структуре может составлять десятки процентов.

В заключение заметим, что акустооптическими методами с помощью ПАВ, можно осуществлять частотную и амплитудную модуляцию ВОВ; преобразование мод, в том

## 8.2 Электрооптические методы управления излучением в волноводных структурах

### 8.2.1 Фазовые ЭО модуляторы

Волноводные ЭО модуляторы используют те же принципы, что и объемные. Однако «доступность» светового поля для воздействия на его характеристики открывает большие возможности. Наиболее просто реализуются фазовые модуляторы планарного и полоскового типов (рис. 8.7).



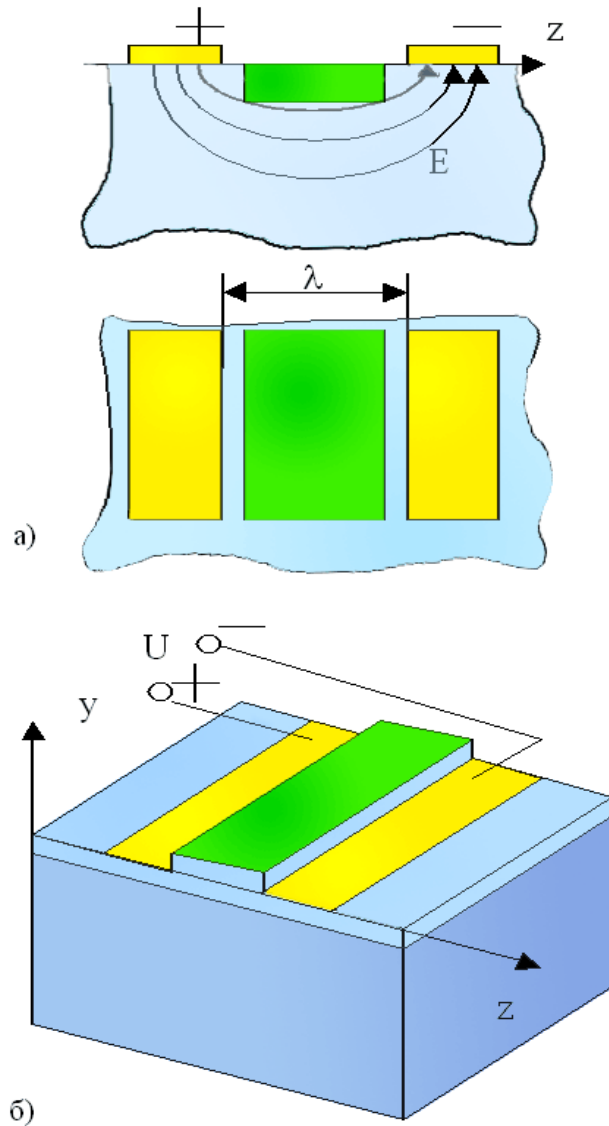


Рис. 8.7. Фазовые модуляторы планарного (а) и полоскового (б) типа.

Здесь используется поперечный электрооптический эффект в диффузионном волноводе на основе  $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{LiTaO}_3$ . ТЕ — волна в этом случае распространяется вдоль оси  $x$ , поэтому сдвиг фаз будет равен

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi n_e^3}{\lambda} r_{33} E_3 l. \quad (8.19)$$

В  $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{LiTaO}_3$  именно  $r_{33}$  максимален среди ЭО коэффициентов. Используя структуры с малым зазором между электродами, можно реализовать модуляторы с очень малым управляю-

щим напряжением. Например, в  $\text{LiNbO}_3$  получены для структуры а)  $U=8\text{В}$ , для структуры б)  $U=1,2\text{В}$ , для  $\Delta\varphi=1\text{рад}$ .

## 8.2.2 Модуляторы и переключатели решеточного типа

Если на планарный волновод нанести металлические электроды встречно-штыревого типа, то при подаче на них постоянного напряжения, в волноводе и подложке образуется фазовая дифракционная решетка, на которой будет происходить дифракция ВОВ (рис. 8.8).

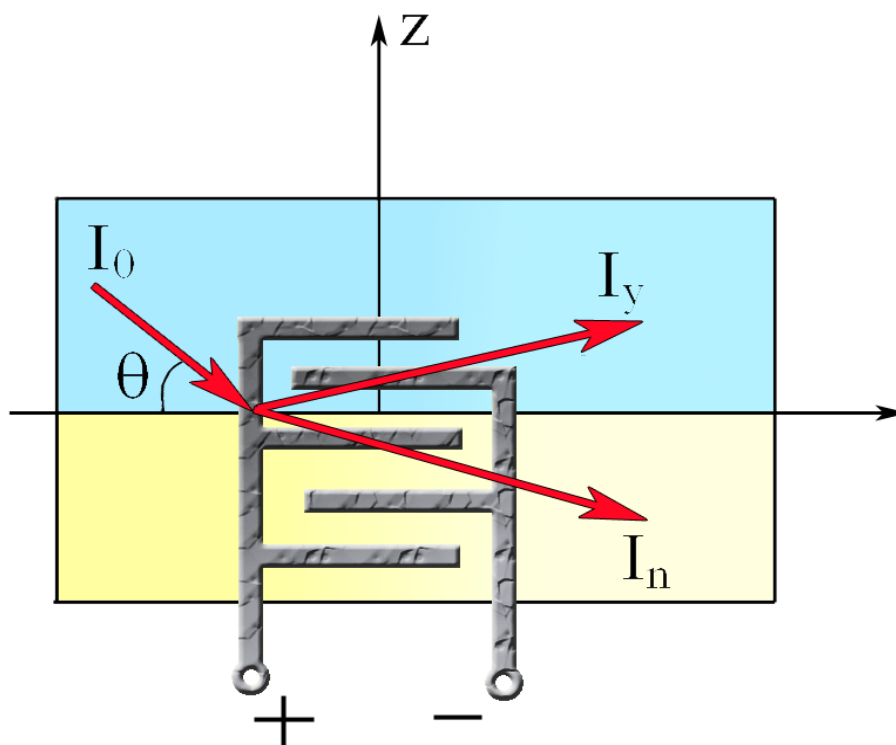


Рис. 8.8. Волновод с нанесенными электродами встречно-штыревого типа

Это позволяет модулировать свет, как в дифрагированном пучке, так и в прошедшем, по амплитуде с глубиной модуляции близкой к 100%. Управляющие напряжения составляют при этом несколько вольт (для  $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{LiTaO}_3$ ). Очевидно, что такие устройства можно использовать и для переключения положения светового пучка в дискретные положения, ведь на пути пучка  $I_0$  может быть установлено несколько решеток. Еще одно применение — создание управляемых мультиплексоров и демультимплексоров.

### 8.2.3 Электрооптические устройства управления на связанных полосковых волноводах.

Такие устройства в настоящее время разработаны в наибольшей степени, один из вариантов изображен на рис. 8.9. Два связанных полосковых волновода имеют одинаковые постоянные распространения и оптимальную длину связи. Поэтому мощность  $P_1$ , подаваемая в первое плечо, полностью передается в третье плечо. Прикладывая к электродам постоянное напряжение (в противофазе), мы изменяем постоянные распространения, и при некотором напряжении мощность будет полностью проходить во второе плечо. Эта система имеет очень малые управляющие напряжения — менее 1В. Более сложными в реализации являются интер-ферометрические устройства, в которых производится сначала разводка оптического сигнала в два плеча, в которых происходит фазовая модуляция. Затем сигналы светятся, что приводит к преобразованию фазовой модуляции в амплитудную.

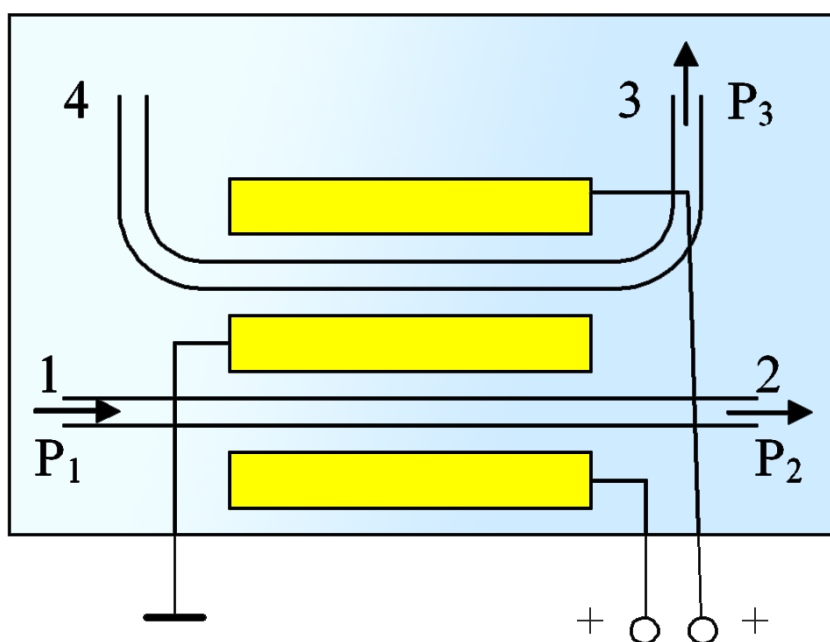


Рис. 8.9. Электрооптическое устройство управления на связанных полосковых волноводах

### 8.2.4 Электрооптические призмы

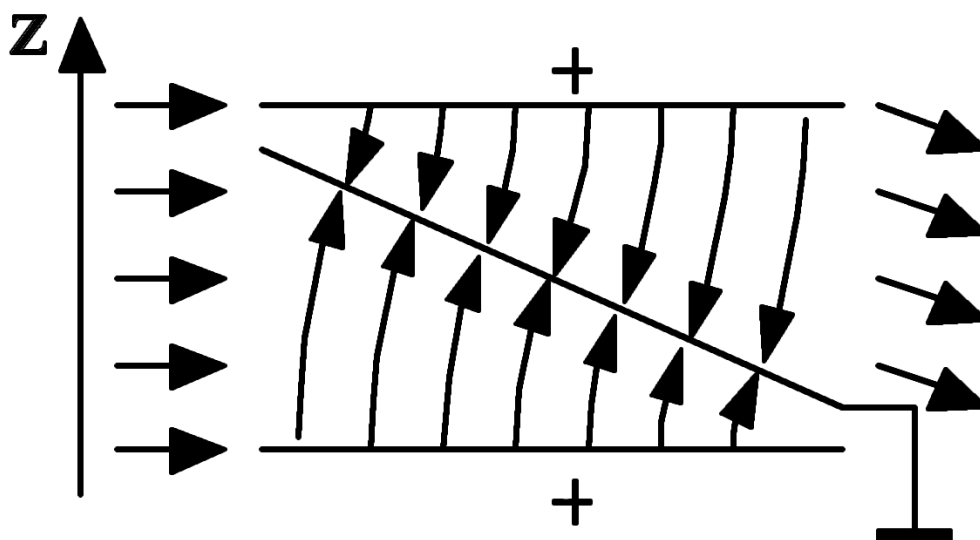


Рис. 8.10. Конфигурация электродов в электрооптической призме

Электрооптические призмы применяются для сканирования световых пучков в планарных волноводах. Конфигурация электродов приведена на рис 8.10. Поскольку верхняя часть пучка распространяется все время в среде с одной постоянной распространения, а нижняя — с другой (знаки поля, а значит, и  $\Delta\varphi$  — противоположны), на выходе структуры волна будет иметь различный по поперечному сечению фазовый сдвиг (приблизительно — линейный). Это приведет к отклонению пучка, угол которого будет зависеть от приложенного напряжения. Угол отклонения может составлять доли градуса при напряжениях в несколько десятков вольт. Апертура призмы в экспериментальных устройствах составляла  $\sim 0,1$  мм. Для более широких пучков применяют решетку из нескольких, параллельно соединенных призм.

В заключение заметим, что волноводные ЭО модуляторы, как правило, являются широкополосными. Верхняя частота определяется емкостью электродов и может достигать  $\sim 10$  ГГц.

## 9 ВОЛНОВОДНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ УСИЛИТЕЛИ И ЛАЗЕРЫ

### 9.1 Топология оптической сети

Хорошо известно, что через каждые 50 - 100 км волоконно-оптического тракта происходит ослабление оптического сигнала на 10 – 20 дБ, что требует его восстановления. До начала 90-х г. в действующих линиях связи единственным способом компенсации потерь в линии было применение регенераторов.

Регенератор – это сложное устройство, включающее в себя как электронные, так и оптические компоненты. Регенератор принимает модулированный оптический сигнал (с высокой степенью сжатия), преобразует его в электрический сигнал с той же степенью сжатия, усиливает его, и затем переводит усиленный электрический сигнал обратно в оптический с той же модуляцией и степенью сжатия (Рис.9.1). Регенератор состоит из трех важнейших компонентов: оптический приемник, электронный усилитель и оптический передатчик (рис. 9.1). Также сюда могут входить дополнительные функциональные устройства, обеспечивающие временную координацию, устранение ошибок и придающие импульсам определенную конфигурацию. Регенераторы подразделяются на **2R** и **3R** усилители: 2R - если они только усиливают сигнал и меняют его форму, 3R – кроме того, производят временное согласование. В отличие от этого, полностью оптические усилители классифицируются как 1R (только усиливающие) устройства.

Регенераторы работают с одной длиной волны и экономически не слишком выгодны. К примеру, в мультиволновых системах требуется и соответствующее число регенераторов. Поэтому, принимая во внимание, что в оптической линии установлено несколько регенераторов (обычно через каждые 50км), стоимость такой системы оказывается весьма значительной.

Пропускная способность сети или линии дальней связи с регенераторами ограничена возможностями электроники (на сегодняшний день предельная скорость обработки сигналов для электроники порядка 40 Гбит/с, а в 1986 г. она не превышала 1 Гбит/с). Интенсивные исследования нескольких групп ученых в

1985 – 1990 годах, каскад открытий и изобретений привели, в конечном счете к появлению технически совершенных промышленных эрбиевых усилителей (Erbium-Doped Fiber Amplifier - EDFA).

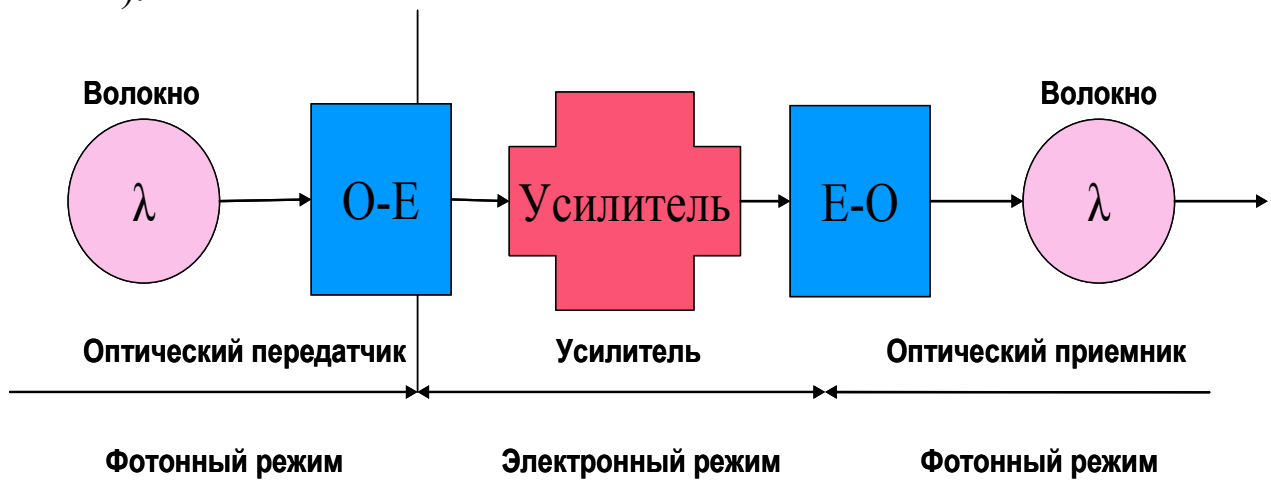


Рис. 9.1. Оптический регенератор. Его основные компоненты: оптический приемник, электронный усилитель, оптический передатчик.

O-E – переход от оптики к электронике

E-O – переход от электроники к оптике

Amr – усилитель

На рис. 9.2 показана топология оптической сети с волоконным эрбиевым оптическим усилителем.

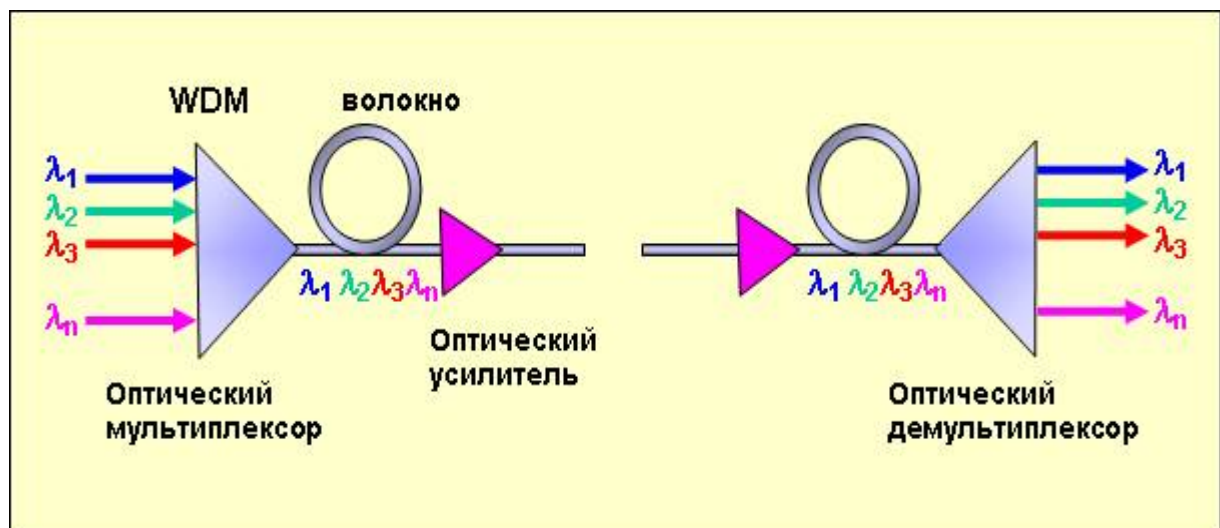


Рис.9.2. Топология оптической сети с волоконным эрбиевым оптическим усилителем.

Ключевыми элементами такой схемы являются:

- 1) **мультиплексор.** Это оптическое устройство, которое объединяет несколько спектральных каналов с длинами волн  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_n$  в один оптический канал. В литературе такие устройства называют «wavelength division multiplexing» – WDM). В современных линиях связи WDM объединяет до 40 спектральных каналов. WDM стоит на входе оптической линии связи. Если WDM стоит на выходе оптической линии связи, то его называют **демультиплексором**. Демультиплексор (WDM) выполняет обратную задачу – выбирает определенные длины волн  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_n$  и разводит их по отдельным спектральным каналам.
- 2) **оптическое волокно.** Современное оптическое кварцевое волокно имеет оптические потери 0.2 дБ/км (рис.9.3). На сегодняшний день это предельные значения для кварцевого волокна.
- 3) **оптический эрбиевый волоконный усилитель (EDFA)** – устройство, которое усиливает оптические сигналы в диапазоне длин волн 1.53- 1.58 мкм. Диапазон усиления эрбиевого усилителя совпадает с диапазоном минимальных оптических потерь в кварцевом волокне (рис.9.4). Коэффициент усиления в EDFA составляет 10 дБ/мВт.

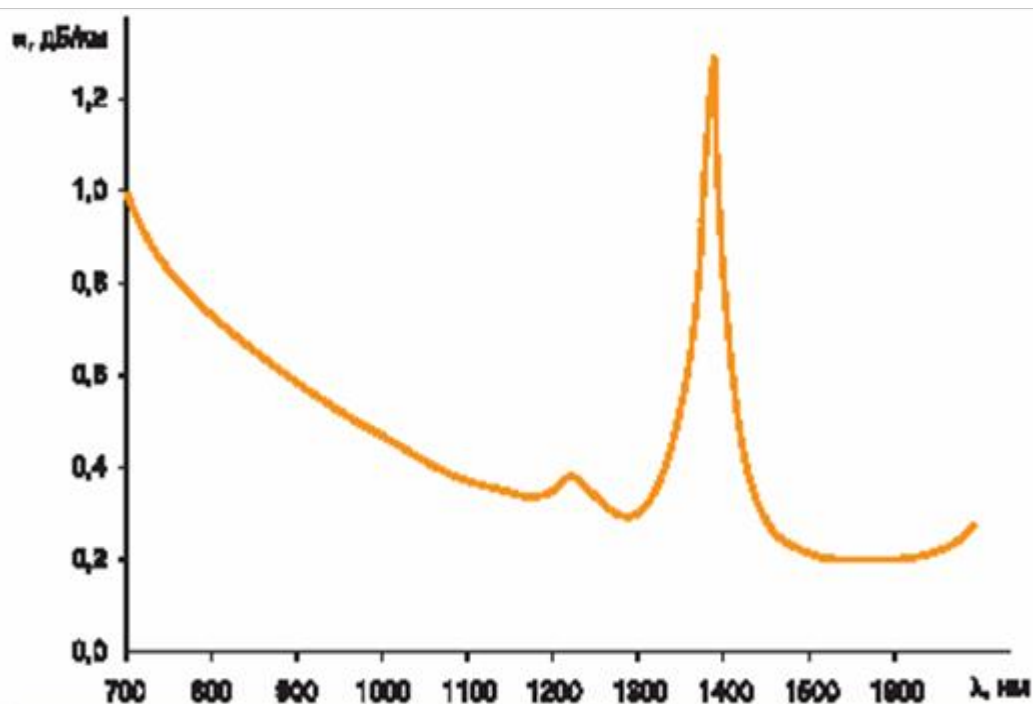


Рис.9.3. Оптические потери кварцевого волокна. Спектр оптических потерь условно делится на три окна прозрачности. I окно – область для работы полупроводниковых оптических усилителей. II и III окно - области для работы оптических усилителей на основе редкоземельных ионов.

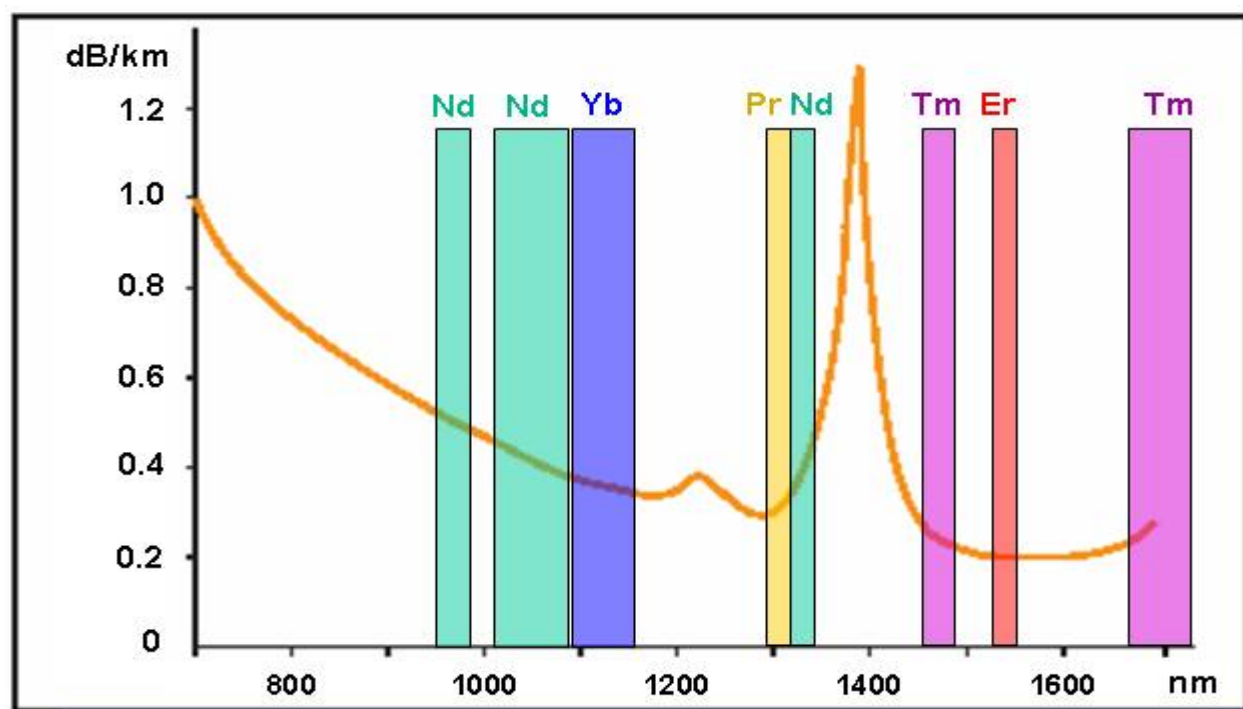


Рис.9.4. Оптические потери кварцевого волокна и диапазоны работы оптических усилителей на основе редкоземельных ионов.

Эрбиевые усилители имеют следующие преимущества:

- возможность одновременного усиления сигналов с различными длинами волн;
- непосредственное усиление оптических сигналов, без их преобразования в электрические сигналы и обратно;
- практически точное соответствие рабочего диапазона эрбиевых усилителей области минимальных оптических потерь световодов на основе кварцевого стекла.

низкий уровень шума и простота включения в волоконно-оптическую систему передачи.

Разработка и применение эрбиевых волоконных усилителей привели к революционным изменениям в линиях дальней связи и обеспечили внедрение технологии спектрального уплотнения DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing).



## 9.2 Общие характеристики усилителей

Оптические усилители основаны на типичных принципах работы лазерных устройств. Они принимают один или несколько оптических сигналов в пределах определенного диапазона частот и усиливают одновременно на каждой длине волны. То есть внутри усилителя происходит одновременное испускание фотонов каждой длины волны. Это дает усилителям значительное преимущество перед регенераторами, поскольку происходит замена нескольких устройств на одно. Оптические усилители являются 1R устройствами (в противоположность 2R и 3R регенераторам), они лишь непосредственно усиливают оптический сигнал.

Квантовый выход  $Q$  является мерой эффективности испускания фотонов на заданной длине волны при данном отклике за данный период времени. Он определяется как:

$$Q = \frac{\text{число преобразованных молекул}}{\text{число поглощенных фотонов}}$$

Однако, число поглощенных фотонов  $I_a$  не прямо пропорционально оптической плотности (optical density - **OD**) на длине волны испускания, а связано с ней уравнением:

$$I_a = k(1 - 10^{-OD}),$$

где  $k$  – константа, пропорциональная интенсивности падающего излучения.

Существует два типа оптических усилителей: полупроводниковый усилитель лазерного типа (semiconductor optical amplifier - SOA) и волоконный эрбиевый (EDFA) или празеодимовый (Praseodymium Doped fiber Amplifiers - PDFAs) усилитель. Кроме того, есть усилители, основанные на нелинейных свойствах материалов, таких как рассеяние Рамана и Бриллюэна (Raman amplifiers). Для накачки оптических усилителей требуется электрическая или оптическая энергия, переводящая электрон-дырочные пары в возбужденное состояние. Как правило, накачка реализуется подведением электрического тока (в усилителях на основе полупроводников) или излучения (для эрбиевых усилителей). Для уменьшения потерь в местах соединения между частями волоконной линии, используется слабоотражающее покрытие (antireflection coatings). Если покрытия на торцах активного элемента

(волокна) имеют высокие коэффициенты отражения (более 90%), то в объеме таких элементов реализуется обратная связь, т.е. генерация.

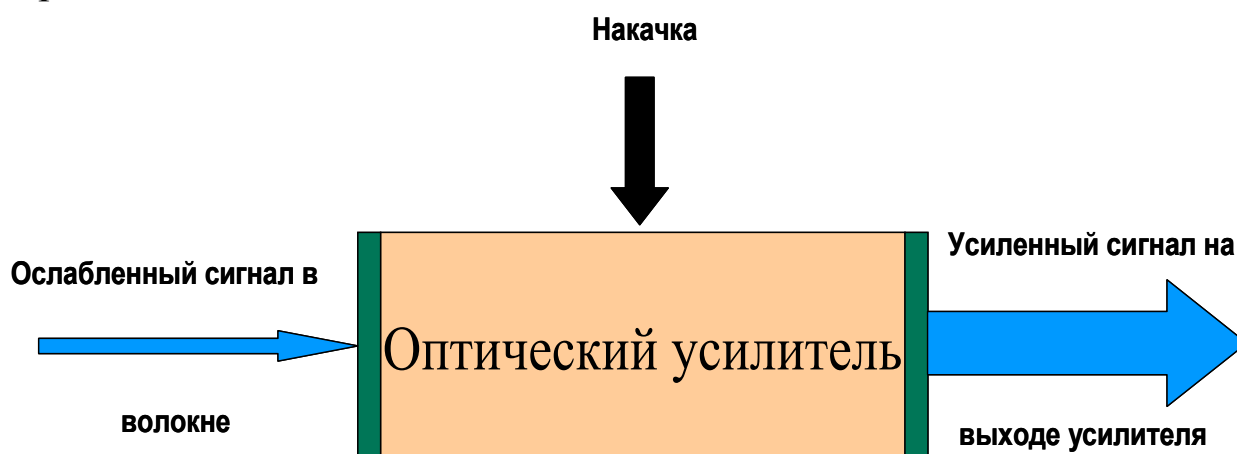


Рис. 9.5. Оптический усилитель основан на принципах работы лазера

Важнейшими характеристиками усилителя являются **усиление, эффективность усиления, диапазон усиления, предел усиления, шум**. Также оптические усилители характеризуются **поляризационной чувствительностью**.

**Усиление** – это отношение мощности сигнала на выходе усилителя к мощности входящего сигнала (измеряется в дБ).

**Эффективность усиления** представляет собой собственно усиление, как функцию входной мощности сигнала (измеряется в дБ/мВ).

**Диапазон усиления** – это интервал частот, в пределах которого эффективно работает усилитель.

**Предел усиления** – это максимальная выходная мощность, которая может быть получена в усилителе. Дальнейшее увеличение мощности входного сигнала не сможет повысить выходную мощность.

**Шум** – это неотъемлемая характеристика усилителя. В электронных усилителях он вызван спонтанной рекомбинацией пар электрон-дырка, порождающей нежелательные помехи к усиленному информационному сигналу. В оптических усилителях причиной шума является спонтанное излучение возбужденных ионов, которое будет рассмотрено дальше.

**Поляризационная чувствительность** представляет собой зависимость усиления от поляризации сигнала.

### 9.2.1. Общие представления о полупроводниковых оптических усилителях.

Самое главное преимущество полупроводниковых оптических усилителей состоит в том, что они изготавливаются на основе InGaAsP и поэтому имеют малые размеры, компактны и могут быть интегрированы с другими полупроводниковыми и оптическими компонентами. Они имеют следующие характеристики:

- Относительно высокое усиление (20 дБ)
- Предел выходной мощности составляет 5-10 дБ/м
- Широкий рабочий диапазон
- Работают в области 0.8, 0.9, 1.0, 1.3, 1.5 мкм
- Являются компактными полупроводниковыми устройствами, которые могут быть интегрированы с другими устройствами, и также могут быть использованы в качестве преобразователей длин волн.
- Несколько усилителей могут быть объединены в массив.

#### **Недостатки:**

- Температурная зависимость длины волны
- высокий шум-фактор
- большие перекрестные помехи

### 9.2.2. Общие представления об эрбиевых волоконных усилителях

Эрбиевый волоконный усилитель (EDFA) успешно используется в оптических линиях связи, в частности в DWDM-системах. По сути своей это отрезок волокна длиной в несколько метров, в больших концентрациях активированный ионами эрбия (а также дополнительно активированный Al и Ge). Ионы эрбия возбуждаются несколькими определенными длинами волн: 514, 532, 667, 800, 980 и 1480 нм. Самая короткая 514 нм - возбуждает ион эрбия на самый высокий возможный уровень энергии. С этого уровня он может опуститься на один из четырех промежуточных метастабильных уровней с испусканием фононов. С низшего метастабильно уровня он переходит в основное состояние, излучая фотоны на длине волны около 1550 нм. Похожие процессы происходят и при других указанных длинах волн, только число

метастабильных уровней уменьшается с ростом длины волны. Так, излучение с длиной волны 1480 нм возбуждает ион на низший метастабильный уровень (~10 мс). Далее, с метастабильного уровня он переходит в основное состояние, излучая фотоны на длине волны ~1550 нм. На рис. 9.6 изображены три самых важных энергетических уровня эрбия (нижний – основной, верхний – короткоживущий ~1 мкс и промежуточный – метастабильный ~10 мс), а также процессы переходов между ними. Ион эрбия на самом деле имеет гораздо более сложную схему энергетических уровней, но для простоты в этом разделе мы ее не приводим.

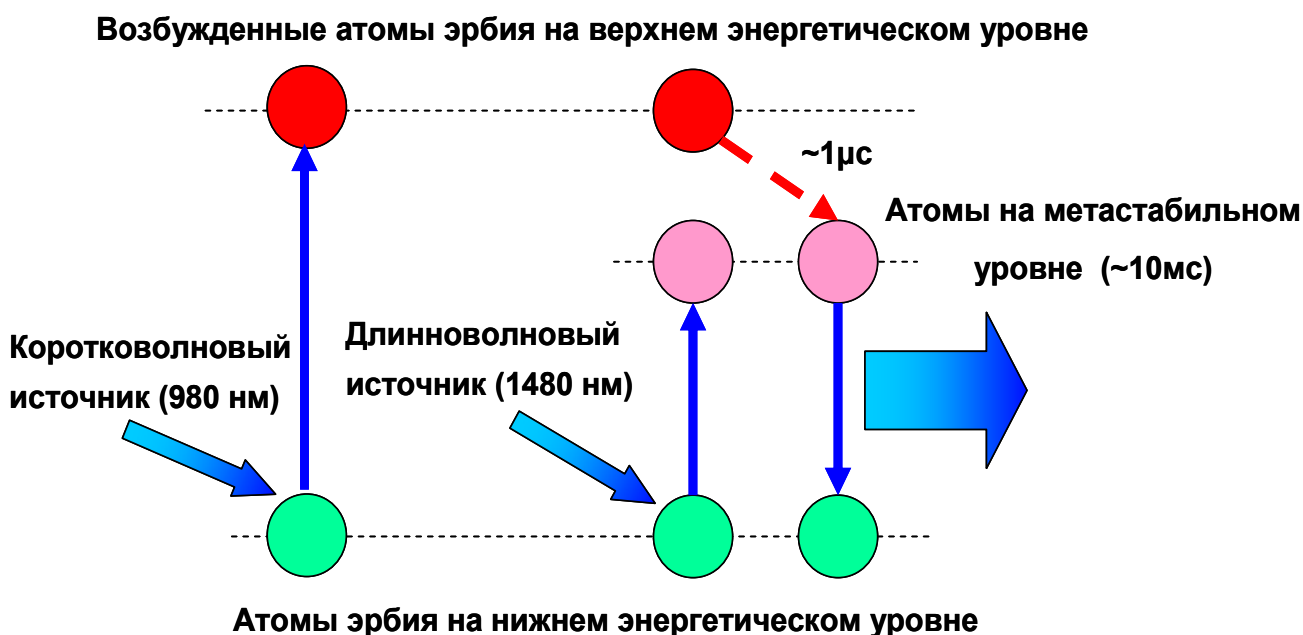


Рис. 9.6. Схема спонтанного излучения эрбия (показаны два низших уровня)

Две самые распространенные длины волны накачки – 980 и 1480 нм (рис.9.6). Распространяясь по усилителю, излучение накачки переводит ионы эрбия в возбужденное состояние и происходит вынужденное излучение с испусканием фотонов в диапазоне 1520-1620 нм. Усилители, которые работают в области 1525-1565 нм называются C-band-усилителями, а усилители, работающие в диапазоне 1568-1620 нм - L-band-усилителями. Когда EDFA накачивается на 980 нм, примерно через 1 мкс возбужденные ионы падают на метастабильный уровень, на котором они могут находиться, пока через усилитель не пройдет сигнал, после чего ионы переходят в основное состояние, испуская свет с той же длиной волны, что и проходящий сигнал. Если за 10 мс через накачанный усилитель не пройдет сигнал, то ионы эрбия спонтанно перейдут

в основное состояние, испуская свет с длиной волны порядка 1550 нм (рис. 9.6). В коммуникациях эффективная скорость передачи информации очень высока (Гб/с), а время передачи единицы информации очень мало (пс) по сравнению с временами жизни метастабильных уровней (мс), поэтому межсимвольной интерференции не происходит. Тем не менее, спонтанное испускание усиливает общий шум.

Эрбиевый волоконный оптический усилитель состоит из (рис. 9.7):

- источника оптической накачки,
- соединительного устройства – спектрального мультиплексора, который соединяет канал накачки на одной длине волны (например 980 нм) и канал полезного сигнала, который необходимо усилить (например 1550 нм),
- активированного эрбием волокна длиной 5 – 8 м, (концентрация ионов эрбия в волокне составляет  $10^{17}$  ионов/см<sup>3</sup>,
- двух изоляторов (по одному на каждый конец усилителя).

Несущее сигнал волокно соединено через изолятор, подавляющий отражение, с активированным волокном. Изолятор на втором конце усилителя подавляет отражение при переходе в выходное волокно (рис. 9.7).

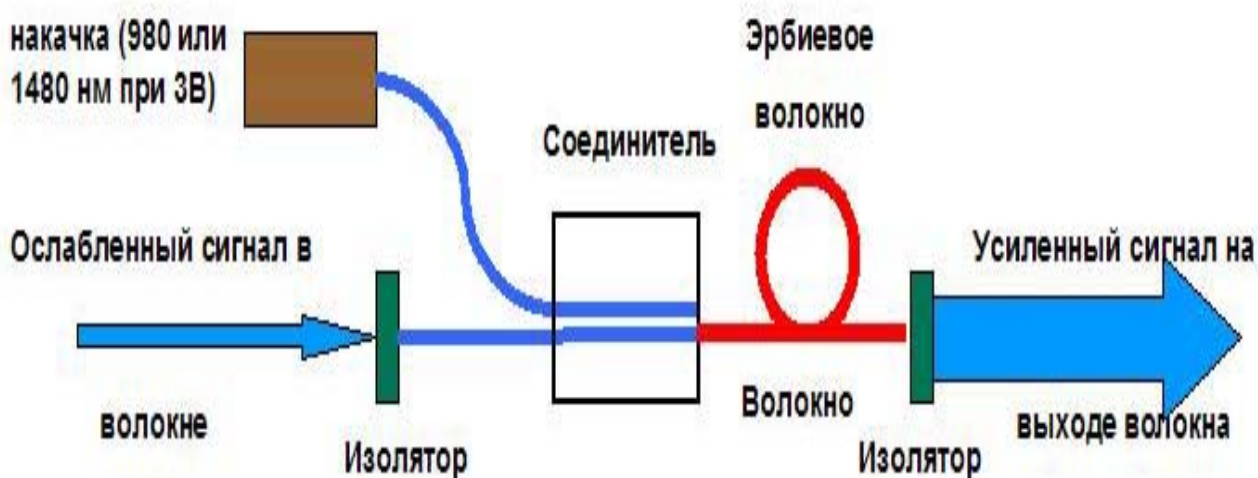


Рис. 9.7. Эрбиевый волоконный усилитель состоит из активированного эрбием силикатного волокна, оптической накачки, соединителя и двух изоляторов на обоих концах

Лазерная накачка была разработана специально для EDFA. Накачивающий лазер помещается в блок (размером примерно  $20 \times 15 \times 8$  мм<sup>3</sup>), подсоединенный при помощи одномодового волоконного вывода к усилителю. Типичная накачка имеет длину волны 980 или 1480 нм и мощность от 100 мВт до, примерно, 250 мВт. В многомодовых волоконных усилителях накачка может производиться через оболочку волокна (cladding pumping) при помощи диодной накачки в 1Вт.

### 9.2.3. Преимущества и недостатки эрбиевых волоконных усилителей (EDFA)

#### **Преимущества:**

- Высокая передача энергии от накачки к сигналу (>50%)
- Одновременное усиление в широком диапазоне длин волн в области 1550 нм с выходной мощностью в 37дБ/м, с относительно плоским спектром усиления (>20дБ), т.е. подходит для WDM-систем
- Выходной предел более 1мВ (10-25дБ/м)
- Временная константа усиления (>100мс) достаточно велика для преодоления помех модуляции.
- Низкий шум-фактор
- Прозрачен для модулированного света
- Поляризационно-независим (что уменьшает потери на соединениях)
- Пригодны для использования в дистанционных системах
- EDFA также может работать в S и L-band диапазонах

#### **Недостатки:**

- Большие размеры (длина волокна измеряется километрами) и невозможность интеграции с полупроводниковыми устройствами

- В EDFA существует усиленное спонтанное излучение (amplified spontaneous emission - ASE). Поэтому даже если нет входящего сигнала, всегда существует какой-то сигнал на выходе усилителя вследствие спонтанного перехода некоторых ионов в возбужденное состояние. Этот эффект называется **спонтанным шумом**.
- Перекрестные помехи
- Предел усиления

EDFA применяются как в системах связи на большие расстояния, так и в системах с демультиплексированием волн. Достигнуто усиление свыше 50 дБ, рабочий диапазон порядка 80 нм и очень низкие шумовые показатели. Волоконные линии (длиной в сотни километров) состоят из волоконных сегментов (длиной в десятки километров). Оптические усилители встраиваются между сегментами для усиления ослабленного сигнала. Таким образом, в одной волоконной линии может быть встроено несколько усилителей. В целом, решающими являются три характеристики: плоский характер спектра усиления, рабочий диапазон и низкий уровень шума.

Не все длины волн одинаково усиливаются в EDFA, поэтому спектр усиления не совсем плоский. Эта проблема решается с помощью выравнивающих оптических фильтров, которые встраиваются в линию и характеризуются низкими внутренними потерями, малой дисперсией и стабильностью в большом температурном диапазоне. Мощность накачки делится внутри усилителя на все длины волн. Чем больше набор длин волн, тем меньше мощности приходится на каждую, и наоборот. Этот эффект нежелателен при объединении и разделении каналов в WDM-системах. То есть, при разделении каналов в них происходит дополнительное усиление, но если к каналу добавить еще один, то вместе они будут усилены слабее. При этом усиление получается неодинаковым в различных каналах. Это требует дополнительного внимания со стороны разработчиков WDM-систем и динамического контроля усиления.

Также следует обратить внимание на проблему шума. Необходимо помнить, что спонтанное излучение порождает помехи, уменьшающие соотношение сигнал-шум. При разработке оптических линий можно попытаться преодолеть эту проблему, запус-

кая в волокно изначально очень сильный сигнал. Тем не менее, вблизи области с нулевой дисперсией четырехволновое смешение может стать доминантным и значительно уменьшить соотношение сигнал-шум.

Картина распределения мощности между каналами похожа на мозаику: шум ограничивает минимальную мощность сигнала, а четырехволновое смешение – максимальную мощность, приходящуюся на один канал. Это требует выбора определенного значения мощности, лежащего между верхним и нижним пределами. Чтобы его определить, нужно учесть огромное число других параметров для достижения оптимального качества сигнала. Вот некоторые из этих параметров:

- Длина волокна между усилителями (км)
- Потери в волокне на каждый километр
- Число усилителей в линии
- Параметры усилителей (усиление, шум, хроматическая дисперсия, диапазон)
- Число каналов в каждом волокне
- Ширина и протяженность каналов
- Особенности приемника
- Поляризационные особенности
- Шум и потери в оптических составляющих
- Качество сигнала (сигнал/шум)
- Способ модуляции сигнала и степень сжатия информации
- Другие параметры разработки

Оптический эрбиевый усилитель также может быть реализован в планарной волноводной геометрии. В этом случае длина активного планарного волновода составляет 5 - 8 см, а концентрация ионов эрбия в волноводе достигает  $10^{20} - 10^{21}$  ионов /см<sup>3</sup>. На рис. 9.8 показаны фотографии волоконного (EDFA) и планарного (erbium doped waveguide amplifier - EDWA) эрбиевого усилителей.



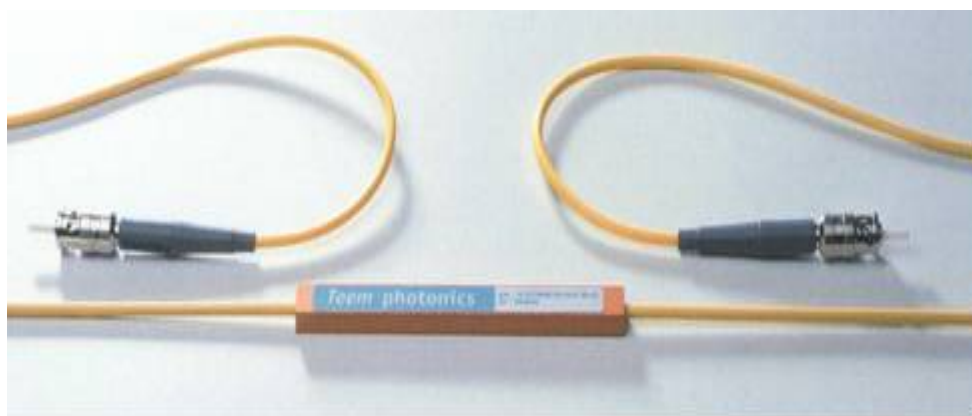
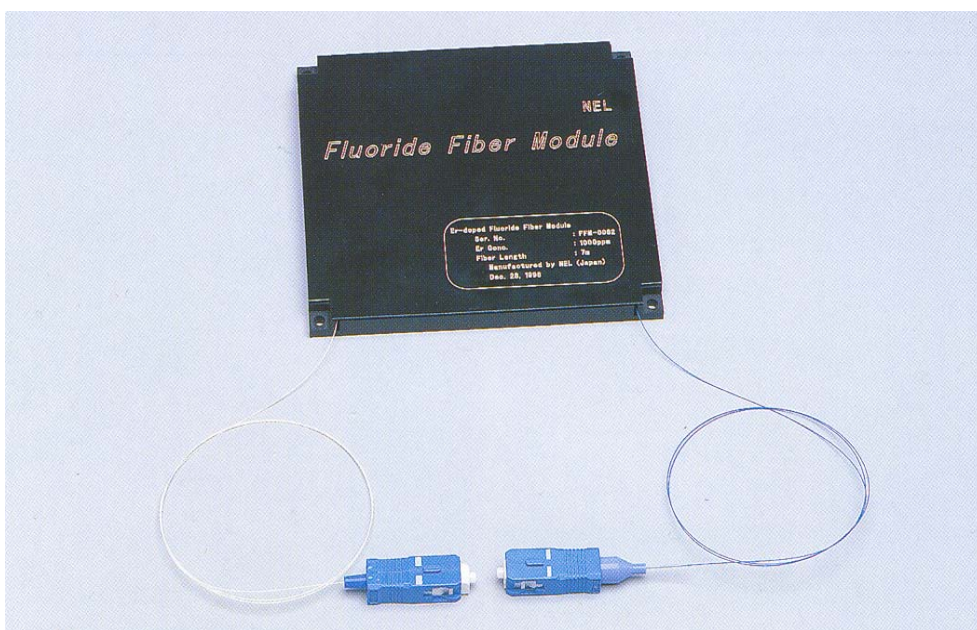


Рис.9.8. Волоконный (а) и планарный (б) эрбиевые оптические усилители.

### 9.3. Принцип работы эрбиевого усилителя

Принцип работы эрбиевых усилителей (EDFA) основан на явлении усиления света при вынужденном излучении (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Это то же самое явление, которое обеспечивает возникновение генерации в лазерах и, собственно говоря, дало им название (слово LASER это и есть аббревиатура вышеприведенной фразы). Возможность усиления света в световодах, легированных ионами эрбия, обуславливается схемой уровней энергии данного редкоземельного элемента, представленной в упрощенном виде на рис.9.9.

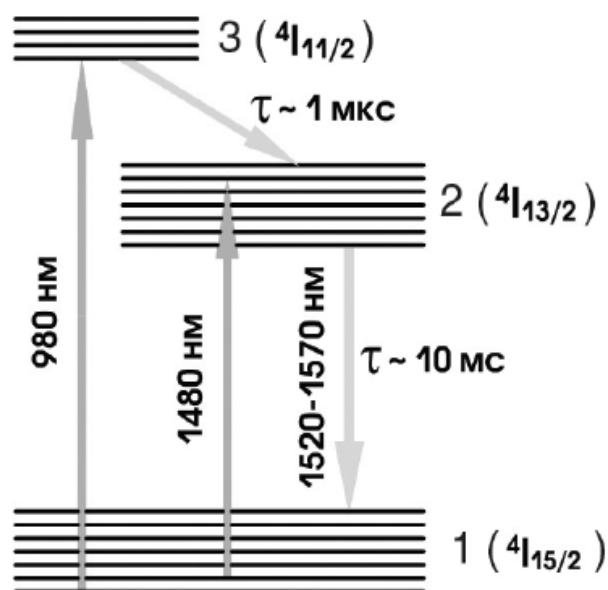


Рис.9.9. Упрощенная схема уровней энергии ионов эрбия ( $\text{Er}^{3+}$ ) в кварцевом стекле

Усиление света в эрбиевом усилителе происходит благодаря переходу между уровнями 2-1 ( ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ). Каждый из этих уровней расщеплен на ряд подуровней из-за взаимодействия ионов эрбия с внутрикристаллическим полем кварцевого стекла (эффект Штарка). Основной уровень  ${}^4I_{15/2}$  расщепляется на 8 штарковских подуровней, первый возбужденный уровень  ${}^4I_{13/2}$  расщепляется на 7 штарковских подуровней. Между ними может происходить 56 оптических переходов, которым и приписываются полосы сложной формы с максимумом 1.54 мкм как в спектре поглощения, так и в спектре люминесценции. Энергетические зазоры между штарковскими подуровнями сравнимы по величине со средней тепловой энергией  $kT$  при комнатной температуре. Поэтому населенности верхних и нижних штарковских подуровней как для основного уровня  ${}^4I_{15/2}$ , так и для возбужденного  ${}^4I_{13/2}$  уровня различаются весьма существенно. Это является основной причиной различия контуров полосы в спектре поглощения и в спектре люминесценции.

Под действием накачки за счет поглощения фотонов накачки ионы эрбия переходят из основного состояния (уровень 1) в верхнее возбужденное состояние (уровень 3), которое является короткоживущим (время жизни  $\tau_3=1$  мкс), и за счет процессов релаксации переходят в долгоживущее состояние (на метастабильный уровень 2 энергии). Поэтому число ионов, находящихся на

уровне 2, при соответствующей мощности накачки может превышать число ионов на уровне 1. Уровень 1 называется основным состоянием, т.к. в отсутствие накачки практически все ионы эрбия находятся на этом энергетическом уровне. Доля частиц, находящихся на остальных уровнях, в отсутствие накачки мала.

Число ионов в единице объема, находящихся на некотором уровне энергии, называется населенностью этого уровня энергии. В нормальных условиях, т.е. в отсутствие накачки, населенность основного уровня энергии вещества максимальна, населенности всех остальных уровней энергии быстро уменьшаются с увеличением энергии уровня. Состояние среды, при котором населенность некоторого более высокого уровня энергии иона превышает населенность некоторого нижележащего уровня, получило название состояния с инверсией населенностей уровней, или, более коротко, инверсией населенности.

Если в среду с инверсией населенности попадает излучение с энергией фотона, совпадающей с энергией перехода из метастабильного состояния в основное, то с большой вероятностью происходит переход иона с метастабильного уровня 2 на основной уровень 1 с одновременным рождением еще одного фотона. Увеличение числа фотонов при их взаимодействии с ионами эрбия означает, что происходит усиление света, распространяющегося в среде с инверсией населенности.

Отметим, что длина волны и спектр усиления жестко определены типом активных ионов. Тот факт, что спектр усиления волокна, легированного ионами эрбия, совпадает с областью минимальных потерь кварцевого оптического волокна, является удачным совпадением.

Не все ионы эрбия находятся в метастабильном состоянии и обеспечивают усиление. Часть ионов находится на уровне 1 и эти ионы, взаимодействуя с фотонами, энергия которых совпадает с энергией перехода, эффективно их поглощают, переходя на уровень 2. При этом спектр усиления ионов эрбия практически совпадает со спектром поглощения. Если количество ионов, находящихся на уровне 2, меньше числа ионов, находящихся на основном уровне 1, то наблюдается поглощение.

Именно поэтому необходимым условием усиления света является создание инверсии населенностей между двумя рабочими уровнями энергии 2 и 1. Для создания инверсии населенностей в

эрбиевом усилителе необходимо перевести примерно половину ионов эрбия на метастабильный уровень 2. Мощность накачки оптического усилителя, при которой населенность уровней 1 и 2 равны, называется пороговой мощностью.

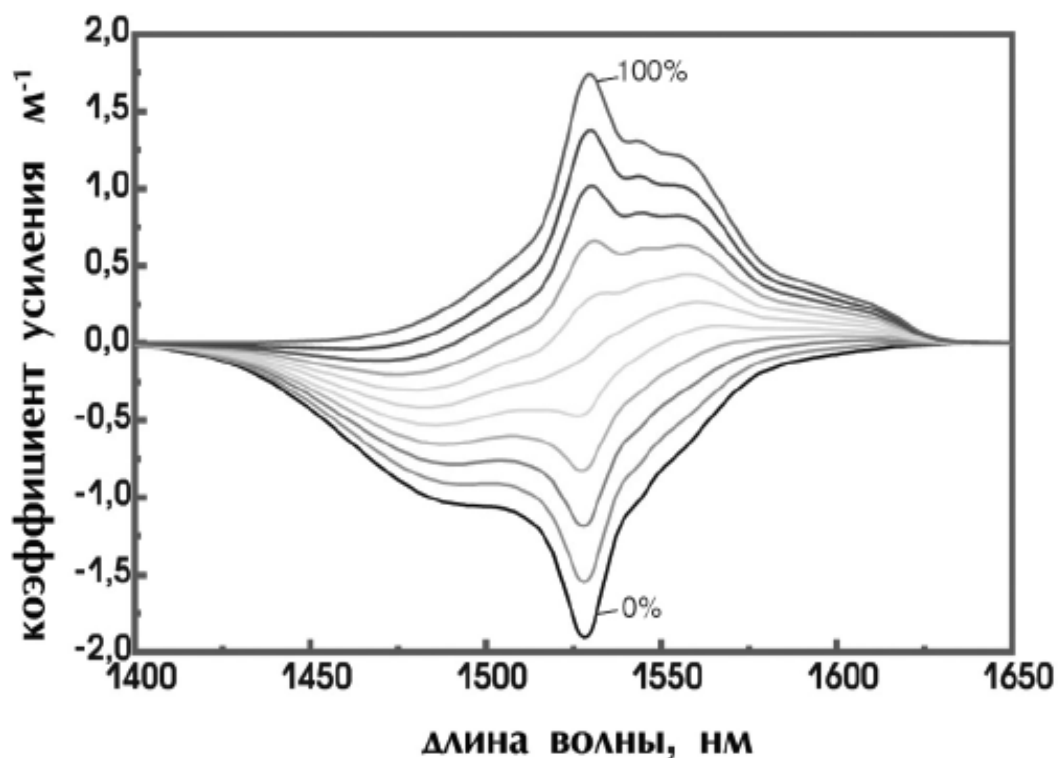


Рис.9.10. Спектральная зависимость усиления/поглощения эрбиевого волокна при разных значениях относительной населенности метастабильного уровня энергии. Нижняя (черная) кривая – населенность 0%, верхняя кривая – населенность 100%. Кривые проведены для населенностей изменяющихся с шагом 10%

При мощности накачки ниже пороговой наблюдается не усиление, а поглощение светового сигнала. На рис.9.10 представлены спектры поглощения/усиления при различных значениях относительной населенности уровня 2, определяемой уровнем мощности накачки. Нижняя кривая, наблюдающаяся в отсутствии накачки (все частицы находятся в основном состоянии, населенность уровня 2 равно 0%), соответствует «отрицательному усилению», т.е. поглощению во всем рабочем спектральном диапазоне.

По мере увеличения мощности накачки все большее число активных ионов переходит в возбужденное состояние. Это приводит, как видно из рис. 9.10, сначала к уменьшению коэффициента поглощения, так называемое просветление, а затем к усиле-

нию света. Отметим также, что спектр усиления несколько сдвинут в длинноволновую область относительно спектра поглощения. Следовательно, для усиления в длинноволновой части спектра требуется меньшее значение инверсии.

Использование трехуровневой схемы накачки приводит к появлению следующих важных свойств эрбиевого усилителя:

- Наличие пороговой мощности накачки, при которой происходит «просветление» активного волоконного световода, т.е. достигаются нулевые потери. При превышении пороговой мощности накачки начинается усиление сигнала. В зависимости от структуры активного волоконного световода, концентрации легирующей примеси и длины волны накачки величина пороговой мощности составляет от долей до нескольких единиц мВт.

- Необходимости выбора оптимальной длины эрбиевого волокна, то есть длины, при которой достигается максимальное усиление при заданной концентрации ионов эрбия. При длине волокна больше оптимальной в дальних участках волокна будет наблюдаться поглощение сигнала, а при использовании эрбиевого волокна недостаточной длины излучение накачки используется не полностью. Оптимальная длина эрбиевого волокна зависит от частоты усиливаемого сигнала. Чем меньше частота сигнала, тем более длинный отрезок эрбиевого волокна соответствует максимальному усилению.

При отсутствии усиливаемого сигнала ионы эрбия переходят в основное состояние самопроизвольно, излучая фотоны с энергией, соответствующей данному переходу. То есть появляется спонтанное излучение (люминесценция).

#### **9.4 Оптическая схема эрбиевого волоконного усилителя**

Упрощенная схема эрбиевого волоконного усилителя представлена на рис.9.11.

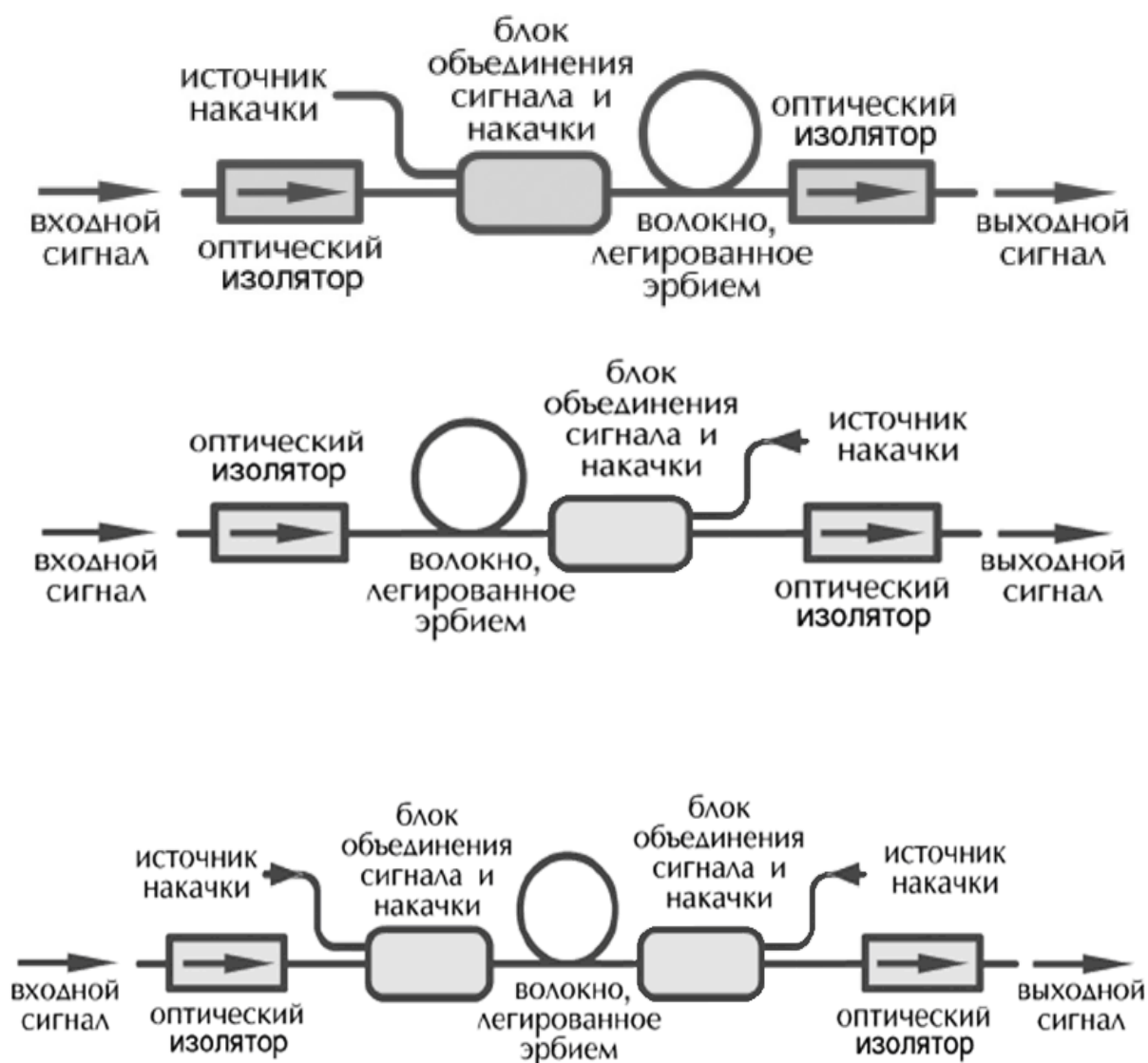


Рис.9.11. Упрощенные схемы эрбиевых волоконных усилителей:

- А - накачка в попутном направлении
- Б – накачка во встречном направлении
- В – накачка в двух направлениях

Оптическая накачка, необходимая для перевода ионов эрбия в возбужденное состояние, осуществляется на длинах волн, соответствующих одной из их полос поглощения. Наибольшая эффективность использования накачки достигается на длинах волн 980 и 1480 нм. Для объединения входного оптического сигнала и излучения накачки используются мультиплексоры. Необходимыми элементами оптических усилителей являются оптические изоляторы – устройства, пропускающие световые сигналы только в

одном направлении. Оптические изоляторы на входе и выходе усилителя применяются для того, чтобы предотвратить проникновение в усилитель паразитных отраженных от неоднородностей линии связи сигналов. Отраженные сигналы, усиленные в эрбиевом волокне, являются источником шумов, ухудшающих работу усилителя.

Собственно усилительной средой усилителя является эрбиевое волокно – волоконный световод с примесями ионов эрбия. Изготавливаются такие световоды теми же методами, что и световоды для передачи информации, с добавлением промежуточной операции пропитки не проплавленного материала сердцевины раствором солей эрбия либо операции легирования ионами эрбия из газовой фазы непосредственно в процессе осаждения сердцевины. Волноводные параметры эрбиевого волоконного световода делают сходными с параметрами световодов, используемых для передачи информации, в целях уменьшения потерь на соединения. Принципиальным является выбор легирующих добавок, формирующих сердцевину активного световода, а также подбор концентрации ионов эрбия. Различные добавки в кварцевое стекло изменяют характер штарковского расщепления уровней энергии ионов эрбия (рис.9.9). В свою очередь, это приводит к изменению спектров поглощения и излучения

Концентрация ионов эрбия в сердцевине оптического волокна фактически определяет его длину, используемую в усилителе при заданных уровнях сигнала и накачки. Верхний предел концентрации активных ионов определяется возникновением эффекта – нелинейного тушения люминесценции (или кооперативной ап-конверсии) (рис.9.12).

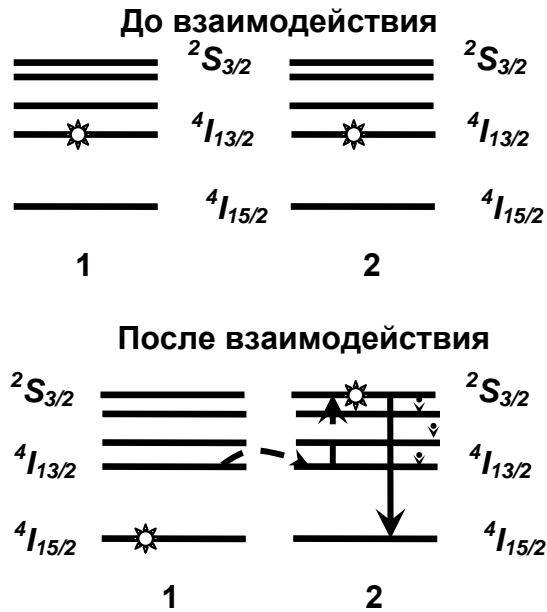


Рис.9.12. Ап-конверсионный переход в паре ионов  $\text{Er}^{3+}$ . Пунктирными стрелками показаны безызлучательные процессы, сплошными – излучательные.

Это явление состоит в том, что при большой концентрации активных ионов возможно образование кластеров, состоящих из двух и более ионов эрбия. Когда эти ионы оказываются в возбужденном состоянии, происходит обмен энергиями, в результате чего один из них переходит в состояние с еще более высокой энергией, а второй – безызлучательно релаксирует на основной уровень. Таким образом, часть ионов эрбия поглощает излучение усиленного сигнала, снижая эффективность усилителя. Нижний предел по концентрации ионов эрбия определяется тем, что слишком длинный активный световод неудобен при изготовлении усилителя, а также тем, что при использовании большого количества активного световода повышается стоимость усилителя. На практике концентрация ионов эрбия составляет  $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , что обеспечивает длину используемого активного световода от нескольких единиц до нескольких десятков метров.

Изображенная на рис.9.11,а схема усилителя представляет собой вариант схемы с попутной накачкой, когда сигнал и излучение накачки распространяются в одном и том же направлении. Возможным является вариант со встречной накачкой (рис.9.11.б), а также применение накачки в двух направлениях (рис.9.11.в).



Двунаправленная накачка позволяет использовать два источника накачки, повышая суммарную мощность накачки.

## 9.5. Теоретическое описание работы усилителя и его основные параметры

### 9.5.1. Основные параметры волоконных усилителей

Для практического использования в системах волоконно-оптической связи наибольшее значение имеют следующие параметры эрбиевых усилителей:

- коэффициент усиления;
  - выходная мощность сигнала;
  - шум-фактор и мощность усиленного спонтанного излучения;
  - спектральная ширина и равномерность полосы усиления.
- Рассмотрим их более подробно.

### 9.5.2. Усиление сигнала

Анализируя работы усилителя на эрбиевом волокне, в первом приближении не учитывают штарковскую структуру и рассматривают схему уровней, изображённую на рис. 9.5. При этом сначала отвлекаются от способа накачки и ограничиваются двухуровневой схемой, в которой основной уровень «1» - это уровень  ${}^4I_{15/2}$  а возбуждённый уровень «2» - это метастабильный уровень  ${}^4I_{13/2}$ .

В основе теории волоконного усилителя лежит следующее соотношение для изменения мощности сигнала  $dP_s$  при прохождении сигналом небольшого участка волокна длиной  $dx$ :

$$dP_s = \{ \sigma_{21}(\lambda)N_2 - \sigma_{12}(\lambda)N_1 \} P_s dx \quad (1)$$

Здесь  $N_1$  и  $N_2$  - населённости уровней,  $\sigma_{12}(\lambda)$  - сечение поглощения сигнала, а  $\sigma_{21}(\lambda)$  - сечение вынужденного излучения на длине волны сигнала.

Для реальной двухуровневой схемы справедливо простое соотношение, связывающее сечение вынужденного излучения с сечением поглощения света:

$$g_1 \sigma_{12} = g_2 \sigma_{21}, \quad (2)$$

где  $g_1$  и  $g_2$  – кратности вырождения основного и возбуждённого уровней. Для иона  $\text{Er}^{3+}$  отношение  $g_1/g_2 = 8/7$ . Однако, как это соотношение, так и соотношение (2) являются приближёнными ввиду наличия штарковской структуры.

Если накачка очень мала (как это имеет место при обычных измерениях спектров поглощения и люминесценции)  $N_2 \ll N_1$ , первым членом в фигурных скобках выражения (1) можно пренебречь и получающееся соотношение:

$$dP_S = \{-\sigma_{12}(\lambda)N_1\} P_S dx \quad (3)$$

представляет собой классический закон Бера для поглощения света в дифференциальной форме. Проинтегрировав (3) получаем обычную форму закона Бера:

$$P(x) = P(0) \exp(-\sigma_{12}Nx) = P(0) \exp(-kx) \quad (4)$$

В выражении (4)  $N$  – полная концентрация ионов эрбия, которая при малой накачке практически равна населённости основного уровня  $N_1$ ;  $k$  – коэффициент поглощения, измерение которого на спектрофотометре позволяет определить сечение поглощения из основного состояния

$$\sigma_{12} = k / N \quad (5)$$

Таким образом, при малой накачке выражение (1) описывает обычное поглощение света. При постепенном увеличении накачки первое слагаемое в (1) становится сопоставимым по величине со вторым слагаемым, что означает увеличение вклада вынужденного излучения. Экспериментально это проявляется в уменьшении поглощения сигнала образцом. Когда слагаемые в (1) становятся равными по модулю, фигурная скобка равна нулю, поглощение исчезает и сигнал проходит волокно не изменяясь по величине. Наконец, когда из-за увеличения накачки первое слагаемое в (1) превышает второе, всё выражение становится положительным  $dP_S > 0$ . Сигнал при прохождении волокна усиливается. Выражение в фигурных скобках получает смысл коэффициента усиления. Его величина меняется вдоль волокна (зависит от координаты “ $x$ ”), так как меняется заселённость возбуждённого уровня  $N_2$ .

Коэффициент усиления, определяемый уравнением (1), может быть назван «дифференциальным». Наряду с ним для характеристики усилителя применяется «интегральный коэффициент усиления», который определяется по следующей формуле:

$$Gain(dB) = 10 \log_{10} \left( \frac{P_{signal-out}}{P_{signal-in}} \right) \quad (6)$$

Где:

$P_{signal-out}$  = выходная мощность сигнала в мВт на конце усилителя.

$P_{signal-in}$  = заданная мощность сигнала в мВт в начале усилителя (на входе усилителя).

Программа, используемая в настоящей работе рассчитывает интегральный коэффициент усиления. В серийных эрбиевых усилителях типичные значения коэффициента усиления слабого сигнала находятся в районе 30 дБ.

### 9.5.3. Выходная мощность сигнала и энергетическая эффективность накачки

Одно из применений оптических усилителей в системах связи – усиление мощности сигналов, вводимых в волоконно-оптическую линию связи. Выходная мощность сигнала определяет расстояние до следующего усилителя. Поэтому важными параметрами эрбиевых усилителей, работающих в качестве усилителей мощности, являются выходная мощность  $P_{out}$  и энергетическая эффективность  $PSE$  накачки. Энергетическая эффективность определяется отношением изменения мощности сигнала к мощности накачки

$$PSE = \frac{P_{out} - P_{in}}{P_p}$$

Для того чтобы обеспечить высокую энергетическую эффективность, необходимо, чтобы практически все фотоны накачки передавали свою энергию фотонам сигнала. Отношение числа фотонов сигнала  $NF_S$ , появившихся в процессе усиления сигнала, к числу  $NF_p$  поглощенных фотонов накачки называется квантовой эффективностью накачки  $QE = NF_S / NF_p$ . Так как энергия фотона выходного излучения меньше энергии фотона накачки, то

энергетическая эффективность меньше квантовой и зависит от соотношения длин волн накачки  $\lambda_p$  и сигнала  $\lambda_s$ :

$$PCE = \frac{\lambda_p}{\lambda_s} QE$$

Следовательно, для получения максимальной энергетической эффективности перспективнее использовать накачку на длине волны 1480 нм, а не на длине волны 980 нм. В настоящее время при накачке на длине волны 1480 нм достигнута энергетическая эффективность 86%, при квантовой эффективности 91%. Накачка на длине волны 980 нм позволяет получить энергетическую эффективность 55% при квантовой эффективности 86%.

Большая энергетическая эффективность позволяет использовать для накачки источники излучения меньшей мощности, а, следовательно, более дешевые. Эта характеристика особенно важна в системах со спектральным уплотнением, где требуется усиливать одновременно большое количество сигналов большой суммарной мощности.

Таким образом, для получения максимальной энергетической эффективности для накачки эрбиевого усилителя целесообразно использовать излучение на длине волны 1480 нм, в то же время накачка на длине волны 980 нм обеспечивает меньшее значение шума усиленного спонтанного излучения.

#### 9.5.4. Ширина и равномерность полосы усиления

Ширину полосы усиления можно определять разными способами. В любом случае этот параметр должен давать информацию о том, что в определенном диапазоне длин волн значение усиления не ниже некоторого граничного уровня. Как правило, этот уровень составляет -3 дБ от максимального значения коэффициента усиления. Для многоканальных волоконно-оптических систем со спектральным мультиплексированием этот параметр является принципиальным. Поскольку в настоящее время число каналов достигает 100 и практически трудно реализовать разделение отдельных спектральных каналов с интервалами менее чем 0,4 нм (100 ГГц), то ширина спектра усиливаемого излучения может превышать 40 нм. В этих условиях ширина полосы усиления начинает оказывать определяющее влияние на число спектральных каналов, используемых для передачи информации, а

значит, и на общую информационную пропускную способность волокна.

Вообще говоря, ширина полосы усиления определяется спектром излучения ионов эрбия в материале сердцевинного оптического волокна. Определяющее влияние материала сердцевинного волокна на спектр излучения связано с тем, что ионы эрбия окружены молекулами этого материала. Под действием молекул окружения уровни энергии ионов эрбия расщепляются на подуровни (рис.9.9). Величина расщепления и определяет ширину полосы излучения. Чем шире полоса излучения, тем более широкого спектра усиления можно добиться при конструировании усилителя. Наиболее широким спектром излучения обладают ионы эрбия в алюмосиликатном стекле.

Увеличивая длину активного волокна, удается получать достаточно большой коэффициент усиления вплоть до длины волны 1560 нм, при превышении которой усиление резко падает. Таким образом, ширина полосы усиления для традиционной конфигурации усилителя составляет примерно 30 нм (1530 – 1560 нм). Эта полоса усиления имеет название стандартного диапазона (*conventional band*), или C-диапазона. Значения сечения вынужденного излучения иона эрбия (рис.9.13) имеют заметное значение вплоть до 1600 нм. При этом поглощение в области 1560 – 1600 нм падает очень быстро, что позволяет использовать и этот диапазон для усиления световых сигналов.

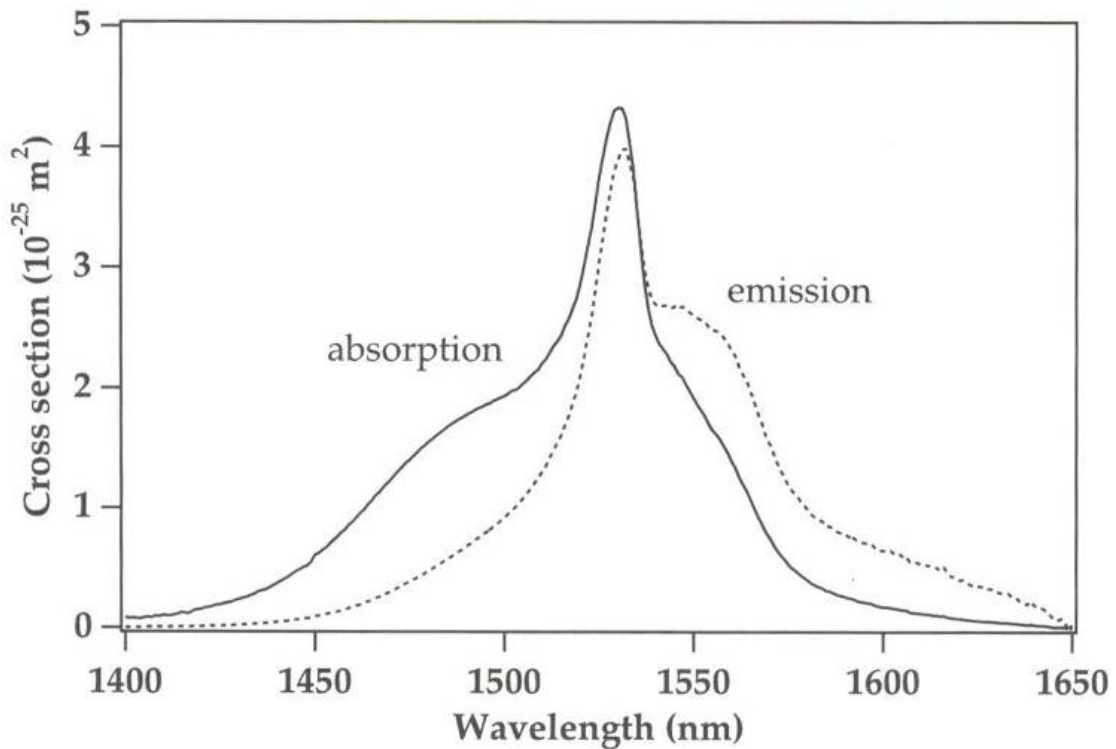


Рис.9.13 Спектры сечений поглощения и вынужденного излучения эрбиевого волокна.

Таким образом, оказывается возможным усиление в так называемом длинноволновом диапазоне (long wavelength band) или L-диапазоне, если использовать длинное эрбиевое волокно. Следует отметить, что при такой конструкции усилителя активная среда оказывается не полностью инвертированной, и для оптических сигналов в С-диапазона такое устройство работает как поглотитель. Поэтому перед усилением оптические сигналы разделяются по диапазонам С и L, и для каждого используется свой усилитель. Спектральные характеристики усиления в обоих диапазонах представлены на рис.9.14.

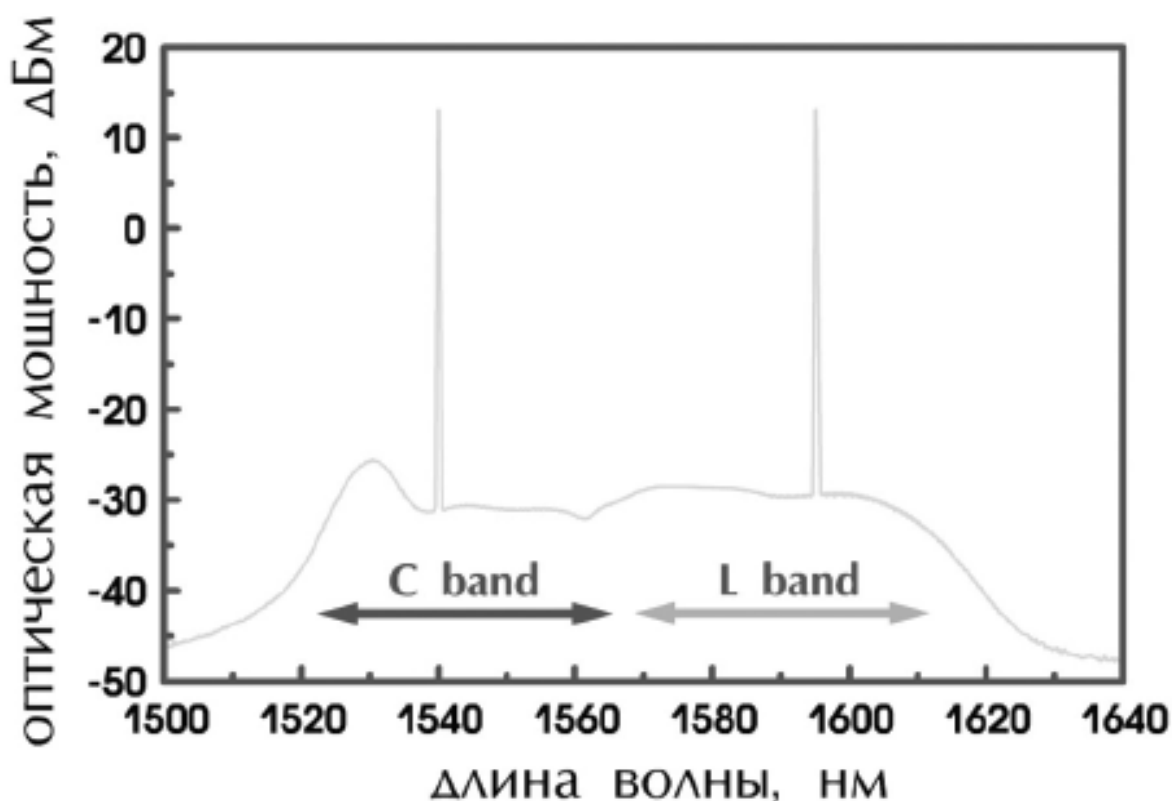


Рис.9.14. Спектральные характеристики двухдиапазонного усилителя

Дальнейшее расширение рабочего спектрального диапазона эрбиевых усилителей связано с использованием области 1480 – 1530 нм, или S - диапазона (short wavelength band – коротковолновый диапазон). Интенсивность люминесценции ионов эрбия в этой области не меньше, чем в L - диапазоне, однако существенным является сильное поглощение сигнала. Эта проблема решается использованием более мощных источников накачки по сравнению с другими усилителями. Вторая проблема выглядит более серьезной и связана она с сильной конкуренцией между усилением сигнала в S-диапазоне и спонтанным излучением в С - диапазоне, для которого условия усиления являются более благоприятными.

Важной характеристикой усилителя в системах связи со спектральным разделением каналов (WDM) является равномерность коэффициента усиления в пределах рабочего спектрального диапазона. Неравномерность коэффициента усиления слабого сигнала может превышать 10 дБ в пределах одной спектральной полосы. В рабочих условиях неравномерность коэффициента усиления уменьшается из-за повышения суммарной мощности

оптического сигнала. Тем не менее, при прохождении в длинной линии через ряд усилителей суммарная неоднородность усиления может привести к потере информации в каналах с меньшим усилением. Таким образом, актуальным является *сглаживание спектра усиления*. Для этого в схему усилителя обычно вводятся спектрально селективные поглощающие фильтры на основе как световодных, так и объемных элементов. Одним из популярных видов фильтра является фотоиндуцированная длиннопериодная решетка (LPG, long-period grating). Такие решетки изготавливают путем пространственно периодического облучения сердцевины световода ультрафиолетовым излучением через его поверхность. Решетка, период которой, как правило, лежит в диапазоне 0,1 – 1 мм, обеспечивает резонансное взаимодействие фундаментальной моды с модами оболочки. Следствием такого взаимодействия является преобразование части энергии основной моды волоконного световода с резонансной длиной волны в энергию оболочечных мод и быстрое затухание этих мод. Спектр и интенсивность поглощения задаются периодом решетки и временем облучения световода. Применение сглаживающих фильтров, изготовленных с использованием этой техники, позволяет уменьшить вариации коэффициента усиления до десятых долей дБ в пределах рабочего диапазона. На рис. 9.15 показана схема планарного эрбиевого оптического усилителя с брэгговской решеткой.



**Гибридная интеграция WDM, Yb/Er усилителя и Брэгговской решетки:**

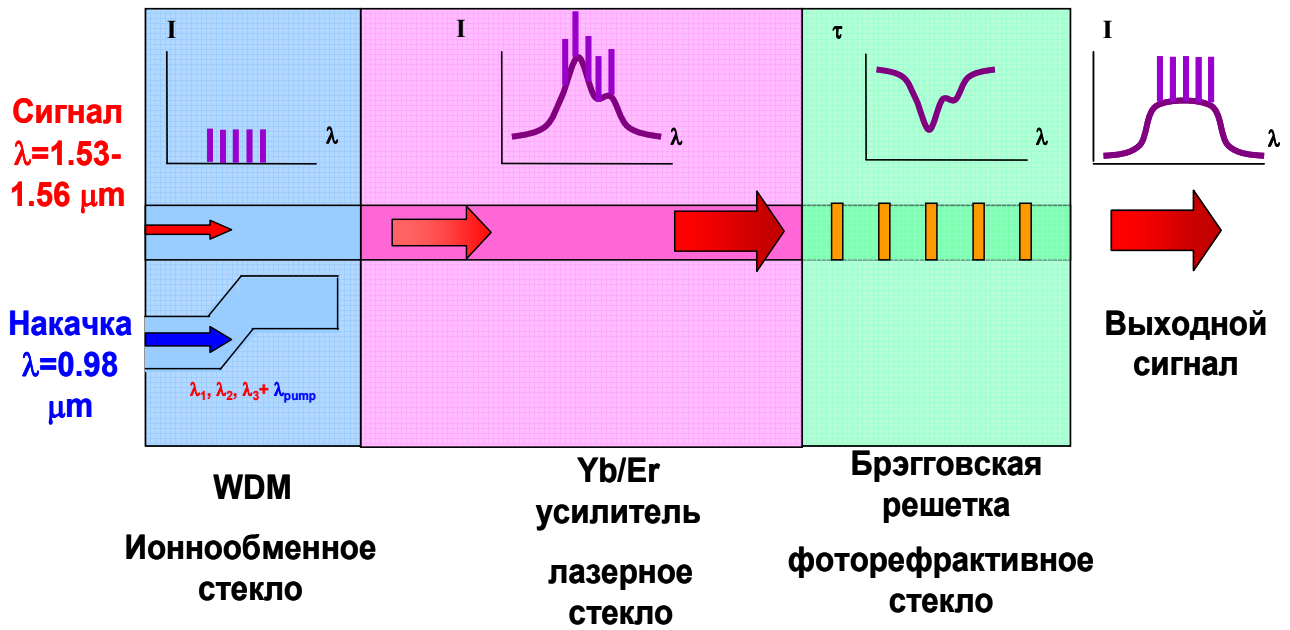


Рис.9.15. Планарный оптический эрбиевый усилитель с брэгговской решеткой, служащей для сглаживания спектра усиления.

## СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Евтихеев Н.Н., Евтихеева О.А., Компанец И.Н., Краснов А.Е., Кульчин Ю.Н., Одинокоев С.Б., Ринкевичус Б.С. Информационная оптика. / М.: МЭИ, 2000. — 516 с.
2. Волноводная оптоэлектроника. Под ред. Т. Тамира / М.: Мир, 1991. — 575 с.
3. Интегральная оптика. Под ред. Т. Тамира / М.: Мир, 1978. — 344 с.
4. Унгер Х.Г. Планарные и волоконные оптические волноводы / М.: Мир, 1980. — 656 с.
5. Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации / М.: Радио и связь, 1990. — 225 с.
6. Гончаренко А.М., Редько В.П. Введение в интегральную оптику / Минск: Наука и техника, 1975. — 152 с.
7. Введение в интегральную оптику. Под ред. М. Барноски / М.: Мир, 1977. — 367 с.
8. Клэр Ж.-Ж. Введение в интегральную оптику / М.: Сов. Радио, 1980. — 104 с.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Большая советская энциклопедия
2. Теренин А.Н. «Фотоника молекул красителей и родственных органических соединений», 1967.
3. [www.photonics21.org](http://www.photonics21.org)
4. Towards a Bright Future for Europe. Strategic research agenda in photonics. 2006
5. The Photonics Dictionary, Laurin Publishing Co Inc., USA, 2004.
6. Photonics: a UK strategy for success”, July 2006
7. Фотоника. Словарь терминов. Изд. РАН, 2004
8. Mears R.J., Reekie L., Jancie I.M., and Payne D.N., «High-gain rare-earth doped fiber amplifier at 1.54  $\mu\text{m}$ » / in Optical Fiber Communication Conference, Vol.3, 1987 OSA Technical Digest Series, (Optical Society of America, Washington, DC., 1987) p.167.
9. Desurvire E.E., Simpson R.J., and Becker P.C., «High-gain Erbium doped traveling-wave fiber amplifier» / Opt. Lett., v.12, pp.888\_890, 1987.
10. Mears R.J., Reekie L., Jancie I.M., and Payne D.N., «Low noise erbium-doped fiber amplifier operating at 1.54  $\mu\text{m}$ » / Elect. Lett., v.23, pp.1026\_1028, 1987.
11. Zyskind J.L., Nagel J.A., and Kidorf H.D., «Erbium-doped fiber amplifiers for optical communications» / in Optical Fiber Telecommunications, v. IIIB, edited by I.P. Kaminov and T.L. Koch, Academic Press, San Diego, 1997, pp.13\_68.
12. Desurvire E. Erbium-doped fiber amplifiers / A Wiley-Interscience publication, 1994.
13. Дианов Е.М., Карпов В.И., Курков А.С., Протопопов В.Н. «Методы сглаживания спектра усиления эрбиевых волоконных усилителей» / Квантовая электроника 1996, т.23, сс.1059\_1064.
14. Васильев С.А., Дианов Е.М., Курков А.С., Медведков О.И., Протопопов В.Н. «Фотоиндуцированные внутриволоконные решетки показателя преломления для связи мод сердцевины-оболочка» / Квантовая электроника, 1997, т. 24, с.151–154.

В 2007 году СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007–2008 годы. Реализация инновационной образовательной программы «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» позволит выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворить возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях экономики.

---

## КАФЕДРА ОПТОИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И МАТЕРИАЛОВ

- 1994 г.** Организована базовая кафедра СПбГУ ИТМО при Государственном оптическом институте (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, из которого ГОИ черпал новые молодые кадры. Кафедра начала подготовку специалистов по образовательному направлению «Оптехника», специальность «Оптические технологии и материалы».
- 1999 г.** Реорганизация кафедры. На кафедре созданы три направления: оптическое материаловедение, информационная 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.
- 2003 г.** При кафедре создана учебно-исследовательская лаборатория материалов и технологий фотоники.
- 2004 г.** Кафедра явилась одним из инициаторов и организаторов создания нового образовательного направления подготовки бакалавров и магистров – «Фотоника и оптоинформатика». Кафедра начала подготовку бакалавров и магистров по направлению - 200600 «Фотоника и оптоинформатика».
- 2005 г.** Кафедра ОМиО переименована в кафедру оптоинформационных технологий и материалов (ОТиМ).
- 2006 г.** Кафедра ОТиМ – лидер в России по подготовке специалистов по оптическому материаловедению в области фотоники и оптоинформатики. Кафедра ведет совместные научные исследования с зарубежными компаниями Corning, Samsung, PPG Inc.
- 2007 г.** Первый выпуск бакалавров по направлению «Фотоника и оптоинформатика». 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».

Николай Валентинович Никоноров  
Станислав Михайлович Шандаров

## **ВОЛНОВОДНАЯ ФОТОНИКА**

Учебно-методическое пособие

В авторской редакции

Компьютерная верстка  
Заведующая РИО

А.С. Рохмин  
Н.Ф. Гусарова

---

Редакционно-издательский отдел СПб ГУИТМО  
Лицензия ИД №00408 от 05.11.99. Отпечатано на ризографе. Тираж 100  
экз. Заказ №.

Подписано в печать

**Редакционно-издательский отдел**  
Санкт-Петербургского государственного  
университета информационных техноло-  
гий, механики и оптики  
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

