

# Технологии волоконной и интегральной оптики

## Конспект лекций

### 1. Начальные сведения об оптических инфокоммуникационных технологиях

#### 1.1. Особенности оптической связи

В оптической связи для передачи информационных сообщений используются оптические (световые) сигналы. Оптические сигналы представляют собой электромагнитные волны оптического диапазона частот.

К оптическому диапазону относят электромагнитные поля таких частот, при которых: 1. выполняются законы геометрической оптики; 2. свет очень слабо взаимодействует с веществом. Для более низких частот нарушаются законы геометрической оптики, а электромагнитное поле более высоких частот, как правило, либо проходит сквозь любое вещество, либо разрушает его.

На рис. 1.1 показано место оптического диапазона на шкале электромагнитных волн. Для оптической связи преимущественно используется узкий диапазон, расположенный в инфракрасном спектре по частоте это примерно от  $10^{14}$  до  $10^{15}$  Гц, а по длине волны – от 0.3 до 3 мкм. Как видно из рисунка, этот диапазон по частоте лежит ниже диапазона видимого света.

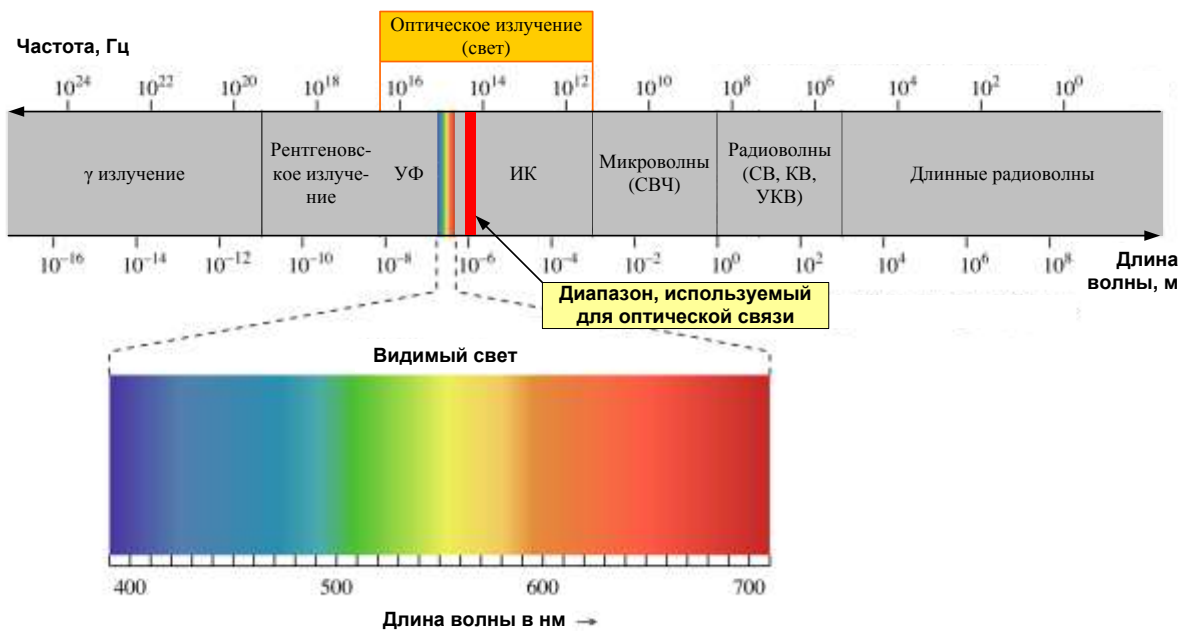


Рис. 1.1. Электромагнитное излучение

В качестве среды передачи может использоваться как естественная среда (окружающее пространство), так и искусственная. Искусственной средой передачи, предназначенной для направленного распространения электромагнитных волн, являются направляющие среды электросвязи на основе металлических или диэлектрических конструкций.

Беспроводные оптические системы передачи (ОСП), использующие естественную среду – атмосферу, называют атмосферными (АОСП). Такая

система передачи состоит всего из двух приемо-передающих оптических устройств, которые располагаются на расстоянии прямой видимости. Поскольку качество связи в АОСП сильно зависит от погодных условий, такие системы применяются для обеспечения связи на относительно небольшие расстояния. Их основным преимуществом является небольшая стоимость и высокая скорость развертывания.

Наилучшими характеристиками обладают волоконно-оптические системы передачи (ВОСП), которые используют в качестве среды передачи диэлектрические волноводы – оптические волокна (ОВ). Для производства современных ОВ применяется высокочистое кварцевое стекло, обеспечивающее минимальные потери излучения при распространении. Наиболее прозрачно кварцевое стекло для инфракрасного оптического излучения. Именно поэтому современные оптические системы связи работают в основном в инфракрасном диапазоне.

ОВ имеет двухслойную структуру (рис. 1.2). Его внутренний слой, называется сердцевиной и является световедущим, а внешний слой называется оболочкой и нужен, чтобы создать условия для удержания света в сердцевине ОВ. Диаметр сердцевины может составлять до 0.1 мм, но для дальней связи используются волокна с диаметром сердцевины не более 0.01 мм – в пять раз тоньше человеческого волоса, который имеет среднюю толщину 0.05 мм. Диаметр оболочки волокна составляет 0.125 мм. На фотографии (рис. 1.3) видно, как соотносятся диаметр волокна и размер игольного ушка обычной швейной иголки.

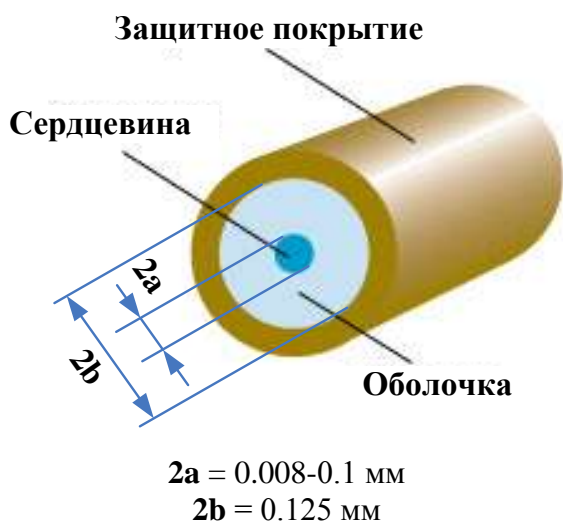


Рис. 1.2. Конструкция и геометрические размеры оптического волокна



Рис. 1.3. Волокна в игольном ушке.

ОСП можно классифицировать:

- По назначению – на системы для транспортных сетей и сетей доступа;
- По методу передачи информации – на цифровые и аналоговые,

- По способу мультиплексирования – на системы с временным (TDM - Time Domain Multiplexing) и частотным или волновым (WDM – Wave Division Multiplexing) способом объединения (разделения) отдельных каналов;
- По используемой модуляции – на системы с амплитудной, частотной, фазовой и поляризационной модуляцией, а также с модуляцией по интенсивности;
- По способу кодирования – на системы с двоичными (бинарными) и многоуровневыми кодами.

На рис. 1.4 показаны полосы пропускания различных ЛС на частотной оси. Видно, что ВОЛС обладают наиболее широкой полосой пропускания. А мы знаем, что чем шире полоса пропускания ЛС, тем больше информации в единицу времени может быть передано.

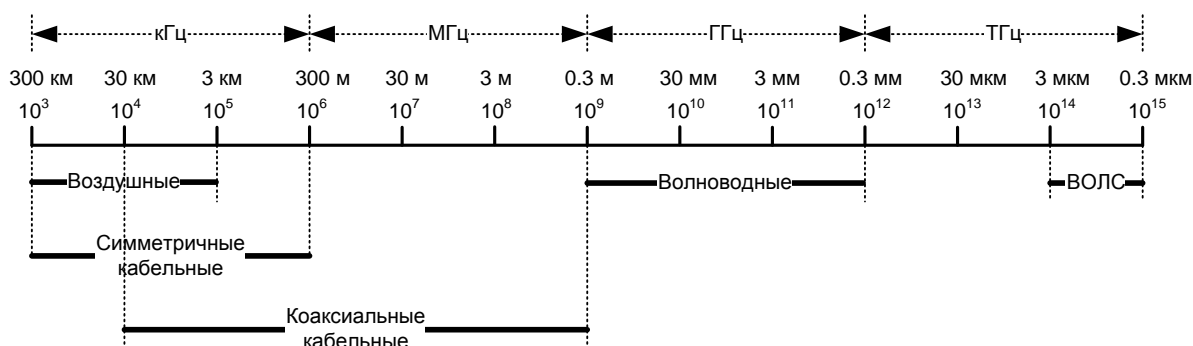


Рис. 1.4. Полосы пропускания различных направляющих систем

При передаче сигналов как по оптическим, так и по электрическим кабелям отношение сигнала к шуму уменьшается с увеличением полосы частот сигнала (верхней частоты в спектре сигнала, скорости передачи). Основные причины, которые приводят к уменьшению отношения сигнала к шуму приведены в табл. 1.1.

### Пояснения к первой строке таблицы:

Коэффициент затухания как электрической, так и оптической линии зависит от частоты (верхней частоты в спектре сигнала). Чтобы разобраться, чему равна эта частота, нужно представить себе спектр линейного сигнала.

Для размещения спектра исходного сигнала в области несущей частоты используется его модуляция. Обычно это один из экономичных видов модуляции, например, амплитудная (в оптике – только амплитудная). Спектр амплитудно-модулированного сигнала представляет собой две полосы спектра исходного сигнала, симметрично расположенные вокруг несущей частоты (одна из полос и несущая могут подавляться). Верхняя частота в спектре такого сигнала, на которой затухание линии максимально, примерно равна сумме несущей частоты и ширины спектра исходного сигнала.

Электрические линии	Оптические линии
1. <b>Возрастание коэффициента затухания</b> <sup>1</sup> (как для симметричных, так и для коаксиальных кабелей). Возрастание коэффициента затухания приводит к <i>уменьшению сигнала</i> .	<b>Коэффициент затухания не возрастает!</b>
2. <b>Возрастание взаимных влияний</b> в симметричных кабелях. Взаимные влияния также <i>увеличивают уровень шума</i> . Причем именно они могут стать основным фактором, уменьшающим отношение сигнала к шуму.	<b>Взаимных влияний нет!</b>
3. <b>Расширение полосы пропускаемых частот предусилителя–корректора</b> регенератора ЦСП (всегда имеет место при увеличении скорости передачи). Расширение полосы частот приводит к <i>возрастанию уровня шума</i> .	1. Основной причиной <sup>2</sup> является <b>расширение полосы пропускания приемника</b> , что приводит к <i>возрастанию шумов</i> .

Для самого скоростного сигнала, используемого в настоящее время в системах SDH уровня STM-64, скорость передачи составляет 10 Гбит/с. Этот сигнал в первом приближении занимает полосу частот  $\Delta F = C / 2 = 5$  ГГц.

Для коаксиального кабеля с несущей 1 ГГц верхняя частота передаваемого сигнала будет равна  $10^9$  Гц +  $5 \cdot 10^9$  Гц  $\approx 6 \cdot 10^9$  Гц – в значительной степени определяется шириной полосы исходного сигнала.

Для оптического кабеля частота несущей намного выше  $10^{14} - 10^{15}$  Гц (рис. 1.5). Поэтому верхняя частота передаваемого сигнала будет равна  $10^{15}$  Гц +  $5 \cdot 10^9$  Гц  $\approx 10^{15}$  Гц – определяется частотой несущей. Поэтому при уже выбранной длине волны затухание не зависит от частоты модулирующего сигнала или скорости передачи.

#### Пояснения ко второй строке таблицы:

Взаимные влияния между оптическими волокнами практически отсутствуют благодаря тому, что отдельные волокна разделены слоями поглощающих свет материалов с большим затуханием.

Уменьшение отношения сигнала к шуму при увеличении модулирующей частоты (скорости передачи) в 10 раз в оптических системах связи составляет примерно 5 дБ. В электрических системах связи при тех условиях уменьшение отношения сигнала к шуму составит 10 дБ без учета взаимных влияний, которые дополнительно уменьшают отношение сигнала к шуму на 15-20 дБ.

Абсолютные значения коэффициентов затухания в современных ОВ имеют величину порядка 0.2 – 0.3 дБ/км, в то время как средний коаксиальный кабель имеет коэффициент затухания 2.5 дБ/км на сравнительно низкой частоте 1 МГц.

Уменьшение отношения сигнала к шуму приводит к возрастанию коэффициента ошибок (и в оптических и в электрических линиях). Для

<sup>1</sup> В обычных КЛС коэффициент затухания  $\alpha$  растет с увеличением частоты сигнала  $f$  пропорционально  $\sqrt{f}$ .

<sup>2</sup> Также влияет дополнительное затухание сигнала за счет дисперсии.

сохранения значения коэффициента ошибок в допустимых пределах приходится уменьшать длину регенерационного участка.

## **1.2. Преимущества волоконно-оптической связи**

По сравнению с обычными двухпроводными направляющими системами ВОЛС обладают следующими преимуществами:

**1. Высокая широкополосность. Малое затухание. Большие длины регенерационных участков.**

Указанные в заголовке преимущества подробно обоснованы в 1.2.

**2. Высокая помехоустойчивость к внешним электромагнитным помехам и взаимным влияниям между ВС в общем оптическом кабеле**

Отсутствие влияния со стороны внешних электромагнитных полей связано с тем, что в КЛС сигналы переносятся потоком заряженных частиц — электронов, на движение которых оказывают влияние внешние электрические и магнитные поля. В ВОЛС сигналы переносятся потоком фотонов — нейтральных квазичастиц — квантов света, на которые в силу их нейтральности не действуют электромагнитные поля.

Взаимные влияния между ОВ отсутствуют благодаря тому, что отдельные ОВ разделены слоями поглощающих свет материалов с большим затуханием. Эти слои препятствуют проникновению в ВС любого другого постороннего излучения.

Нечувствительность ОВ к электромагнитным помехам позволяет прокладывать ОКС вблизи ЛЭП, ЭЖД.

**3. Малые габариты, масса, стоимость**

Диаметр ОВ в оболочке с учетом защитных покрытий составляет 0.25 - 0.9 мм, а диаметр средней КП 9.5 мм. Это приводит к уменьшению габаритов и массы многоволоконных ОКС, их стоимости и расходов на их прокладку. Расходы на строительство также уменьшаются за счет значительного увеличения строительных длин ОКС по сравнению с симметричными и коаксиальными кабелями. Использование ОКС также позволяет исключить применение остродефицитных материалов *Cu*, *Al* и *Pb*. Сырье для производства ОВ — плавленый кварц  $SiO_2$  — широко распространенный в природе материал. Поэтому уже на сегодняшний день ОКС значительно дешевле по сравнению с СК и КК и многократно превосходят их по техническим характеристикам.

**4. Полная гальваническая развязка между входом и выходом оптических систем передачи**

Развязка обеспечивается, если в конструкции ОКС не используются металлические элементы в качестве внешних покрытий (брони и влагозащитных оболочек) и для передачи дистанционного питания. В этом случае возможно установление связи между объектами, расположенными на высоком и низком потенциале. Например, можно передавать информацию между блоками высоковольтных энергетических установок. При отсутствии металла в конструкции ОКС не нужна грозозащита. Гальваническая развязка и нечувствительность к внешним электромагнитным помехам позволяет

укладывать ОВ для целей связи внутри оболочек силовых кабелей, в полостях проводников и тросов ЛЭП, навивать их на фазные провода ЛЭП. Кроме того, гальваническая развязка позволяет исключить опасные и мешающие помехи, возникающие в обычных кабелях связи соединяющих оборудование различных блоков, корпуса которых по нормам техники безопасности заземляют.

### ***1.3. Недостатки волоконно-оптической связи***

#### **1. Высокая стоимость регенераторов, мультиплексоров, демультиплексоров, технологического и измерительного оборудования**

Эта стоимость будет уменьшаться по мере совершенствования технологии и расширения производства оборудования. Кроме того, стоимость оборудования, приведенная к количеству передаваемых каналов или к скорости передачи для ВОЛС уже сегодня намного меньше, чем для систем связи на традиционных кабелях.

#### **2. Необходимость высокой квалификации обслуживающего персонала.**

### ***1.4. Структурная схема ВОЛС***

Современные ВОЛС в основном представляют собой ЦСП с плезиохронной (PDH) и синхронной (SDH) иерархиями. Двухсторонняя связь осуществляется, как правило, по 2 ОВ, расположенным в одном ОКС, то есть, используя привычную терминологию, можно сказать, что схема связи двухволоконная, однополосная, однокабельная.

В цифровых ВОСП можно выделить **линейный оптический тракт**, который содержит:

- оборудование оконечных пунктов,
- оборудование регенерационных пунктов.

Точки Т и Т' являются точками стыка цифрового группового тракта (PDH или SDH) с оптическим линейным трактом. Параметры цифровых групповых трактов в точках стыка нормированы с учетом рекомендаций Международного Союза электросвязи (МСЭ). Определены параметры входного и выходного сигналов в точках Т и Т', типы кодов, сопротивления нагрузок, скорости передачи в электрическом и оптическом трактах, коэффициент ошибок, характеристики дрожания фазы.

#### ***Оборудование оконечного пункта:***

В точку Т с передающей части аппаратуры PDH или SDH поступает групповой сигнал, здесь он еще электрический. Перед передачей его в линию над ним осуществляют две операции. Первая операция – это преобразование кода. Ее выполняет преобразователь кода (ПК1). Он преобразует код каналообразующей аппаратуры в линейный код. Линейный код предотвращает появление длинных «единиц» и «нулей», приводящих к межсимвольным искажениям, а также обеспечивает устойчивое выделение тактовой частоты, необходимой для работы линейных регенераторов (ЛР).

Вторая операция – преобразование сигнала из электрического в оптический. Это преобразование выполняет передающее устройство. Преобразование выполняется в 2 этапа: 1 – генерация излучения рабочей длины волны (эту функцию выполняет *источник излучения ИИ*), 2 – модуляция излучения передаваемым сигналом (эту функцию выполняет *модулятор излучения М*). В ВОЛС обычно используют полупроводниковые светодиодные или лазерные источники с  $\lambda = 0.85; 1.3; 1.55$  мкм. На этих  $\lambda$  в ОВ имеются, так называемые окна прозрачности, т.е. спектральные области с минимумами затухания<sup>3</sup>.

Исторически первым был освоен диапазон  $\lambda = 0.85$  мкм с коэффициентом затухания  $\alpha = 2 - 5$  дБ/км. В настоящее время он используется для локальных компьютерных сетей с расстояниями до 2 км, для объектовой связи (на предприятии, самолете, корабле), для монтажных соединений (между ЭВМ). В этом диапазоне находят применение многомодовые ОВ. Диапазон  $\lambda = 1.3$  мкм используется для локальных сетей, местной городской и сельской связи (между АТС), междугородной (зоновой и магистральной) связи. Для этого диапазона выпускаются многомодовые и одномодовые ОВ. Одномодовые ОВ находят применение для наиболее скоростных и протяженных ВОЛС. Однако самые большие скорости передачи и расстояния можно обеспечить при использовании диапазона  $\lambda = 1.55$  мкм. С выхода источника излучения оптический сигнал поступает в линию (ОВ). Для эффективного ввода излучения от источника в ОВ используют согласующие устройства: линзы, фоконы, граданы. Их назначение — согласование диаграмм направленности и размеров излучателя и ОВ. Согласующее устройство и разъемный соединитель встраивают в конструкцию ИИ.

На приемной стороне оптический сигнал необходимо снова преобразовать в электрический. Это преобразование осуществляет фотоприемное устройство (ФПУ), состоящее из собственно фотоприемника и усилителя фототока. В качестве фотоприемников используют полупроводниковые фотодиоды: Si ФД (PIN и ЛФД) для  $\lambda = 0.85$  мкм и Ge и InArGa (PIN и ЛФД) для  $\lambda = 1.3$  и  $1.55$  мкм. ФПУ для ВОЛС выпускают в одной конструкции с оптическим разъемом.

---

<sup>3</sup> Отметим, что наличие окон прозрачности характерно для первых несовершенных ОВ. По мере совершенствования технологии изготовления ОВ Зависимость коэффициента затухания от длины волны стала монотонной без окон прозрачности.

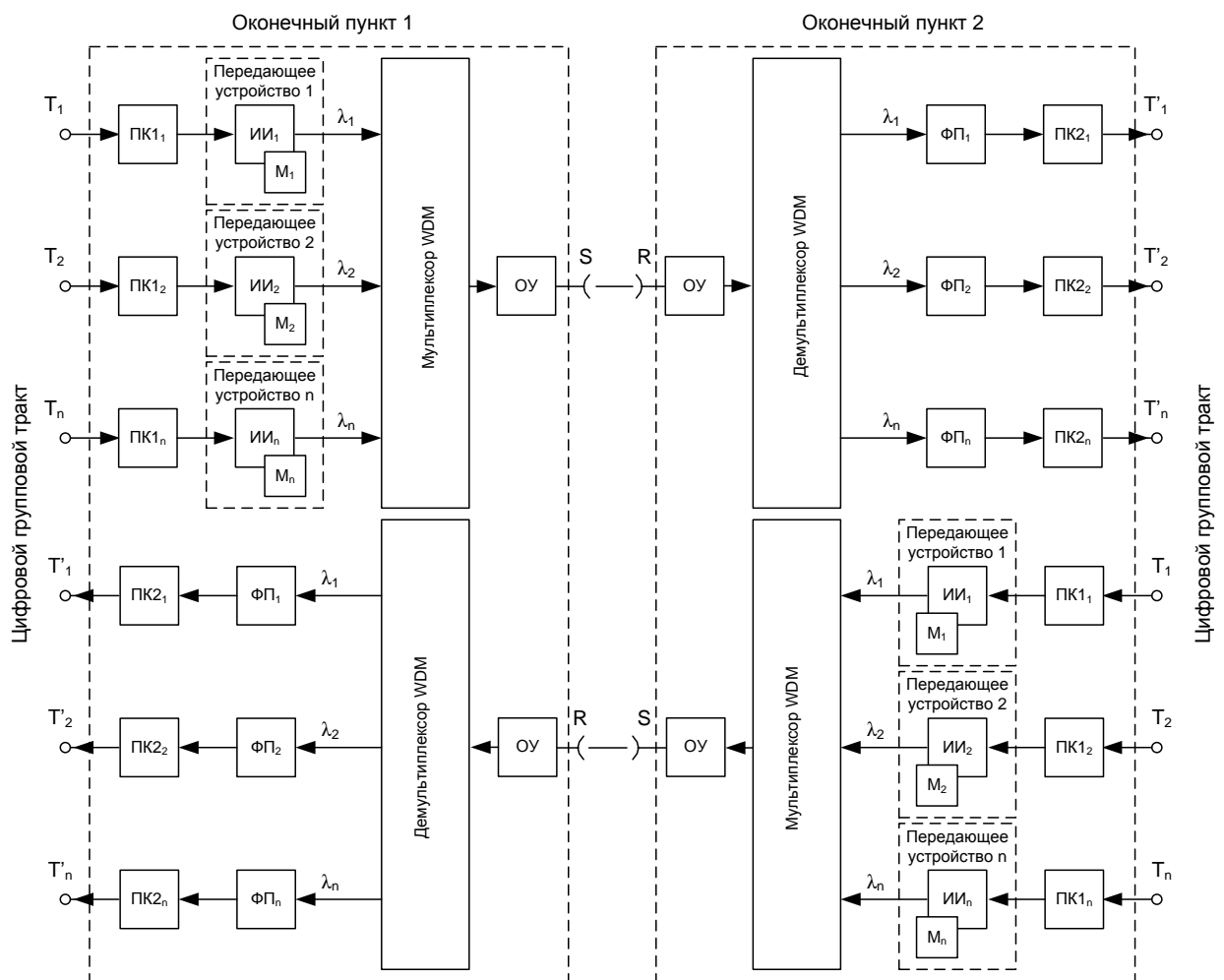
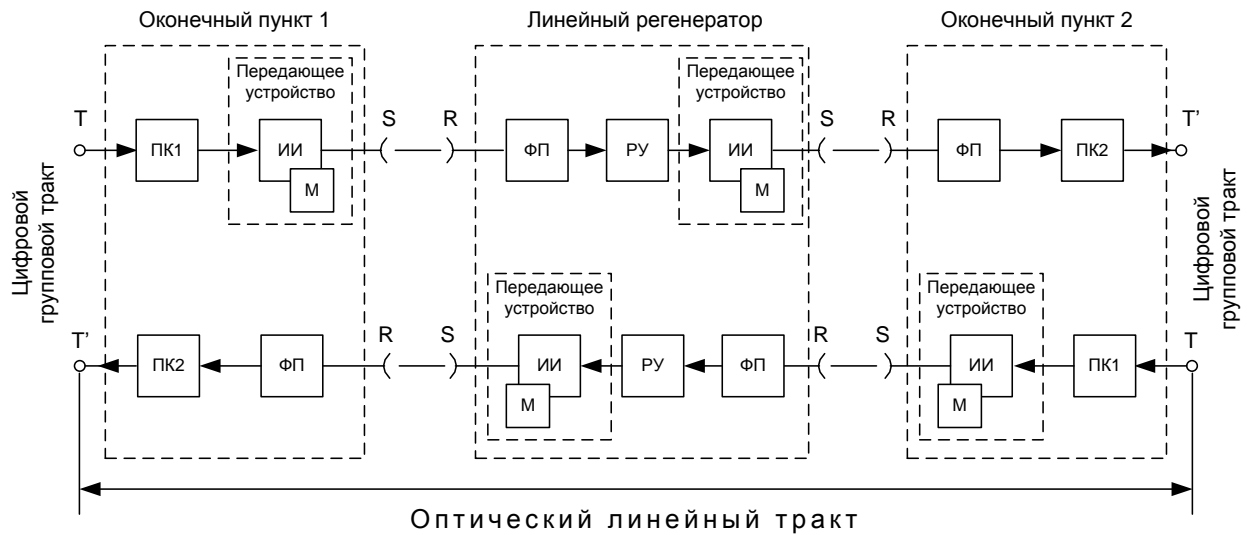


Рис.1.7. Общая схема передачи цифровых сигналов по волоконному тракту (ВТ).  
 а - оптический линейный тракт ЦСП с псевдосинхронной и синхронной иерархиями;  
 б - оптический линейный тракт ЦСП со спектральным уплотнением

После ФПУ уже электрический сигнал поступает на преобразователь кода (ПК2), выполняющий обратное преобразование кодов – из линейного в код каналообразующей аппаратуры.



Точки S и R являются оптическими стыками ВОСП. Между ними распространяется оптический сигнал. Оптические параметры ИИ нормируются в точке S, оптические параметры ФПУ - в точке R.

#### Оборудование регенерационного пункта:

Для компенсации вносимого затухания в оптическом кабеле между точками S (передатчик) и R (приемник) используются регенерационные пункты (РП) или линейные регенераторы (ЛР), которые восстанавливают ослабленный и зашумленный сигнал. Расстояние между регенераторами обычно составляют 30-60 км для  $\lambda = 1.3$  мкм и 80-200 км для  $\lambda = 1.55$  мкм для одномодовых ОВ.

К сожалению, в настоящее время не существует полностью оптических регенераторов. Регенерация осуществляется по схеме: оптоэлектрическое преобразование сигнала – восстановление электрического сигнала – электрооптическое преобразование сигнала. Оптоэлектрическое и электрооптическое преобразование выполняют ФПУ и ИИ соответственно. Восстановление сигнала осуществляет решающее устройство (РУ). РУ сравнивает принятый сигнал с некоторым порогом. Сравнение происходит через определенные промежутки времени, соответствующие тактовой частоте. Если сигнал оказывается выше порога, на выходе РУ появляется импульс, соответствующий логической «единице», если ниже – логическому «нулю». Эти импульсы управляют работой ИИ, который формирует восстановленный оптический сигнал и передает его дальше в линию. Если РУ ни разу не ошиблось, с выхода регенератора в линию поступает точно такой же сигнал, который был передан в линию на передающей стороне.

Поскольку в состав регенератора входят источники излучения, он является очень дорогим устройством.

При использовании одномодовых ОВ искажения формы оптических импульсов, проходящих по ВС, минимальны. Это позволяет вместо регенераторов использовать оптические усилители (ОУ), которые, не изменяя формы оптического сигнала, усиливают его по мощности.

#### Использование спектрального мультиплексирования:

Для увеличения пропускной способности в ОВ на передающей стороне могут одновременно вводиться высокоскоростные сигналы на нескольких оптических несущих  $\lambda_1 \dots \lambda_n$  (рис. 1.76). Такой вид уплотнения отдельного ОВ получил название спектрального мультиплексирования WDM – Wavelength Division Multiplexing (дословно - мультиплексирование в волновой области).

Каждый оптический сигнал формируется своим передающим устройством. Затем сигналы объединяются в один поток с помощью пассивного оптического мультиплексора. В связи с тем, что при объединении потоков возникают значительные потери, на выходе мультиплексора обязательно устанавливается оптический усилитель (ОУ), который усиливает групповой сигнал.

На приемной стороне групповой сигнал усиливается в ОУ, с помощью демультиплексора разделяется по отдельным каналам, а затем преобразуется в каналные электрические сигналы с помощью отдельных фотоприемников.

Различают плотное и грубое спектральное мультиплексирование (DWDM – Dense WDM и CWDM – Coarse WDM). При плотном мультиплексировании число отдельных каналов достигает нескольких десятков<sup>4</sup>, а расстояние между длинами волн соседних каналов составляет 0.4 нм (50 ГГц) или 0.8 нм (100 ГГц). Грубое мультиплексирование является упрощенным вариантом плотного мультиплексирования. В этом случае расстояние между длинами волн соседних каналов составляет порядка 20 нм, при этом существенно снижается стоимость системы.

---

<sup>4</sup> До 40 каналов ( $\Delta\lambda = 0.8$  нм) при использовании DWDM, до 80 каналов ( $\Delta\lambda = 0.4$  нм) при использовании HDWDM (сверхплотного мультиплексирования).

## 2. Физические процессы распространения света в планарных волноводах и оптических волокнах

### 2.1. Законы отражения и преломления света. Явление полного внутреннего отражения. Формулы Френеля.

Рассмотрение явлений отражения и преломления света будем вести, используя понятия геометрической оптики. Более строгое рассмотрение возможно при использовании электродинамики – уравнений Максвелла, но оно значительно сложнее. Переход к геометрической оптике возможен, когда размеры оптических элементов значительно превышают длину волны  $\lambda$ .

В геометрической оптике основным является понятие оптического луча. Оптический луч – это перпендикуляр к волновому фронту, то есть к поверхности равных фаз. Он совпадает с направлением распространения энергии или вектором Пойтинга.



Из курса физики известны законы отражения и преломления света на плоской непоглощающей свет границе раздела двух прозрачных сред с разными показателями преломления.

**Показатель преломления** среды – безразмерная физическая величина, показывающая во сколько раз фазовая скорость света в вакууме  $c$  больше фазовой скорости света  $V_p$  в данной среде:

$$n = \frac{c}{V_p}. \quad (2.1)$$

Фазовая скорость может быть выражена через диэлектрическую  $\epsilon_a$  и магнитную  $\mu_a$  проницаемости среды:

$$V_p = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_a \mu_a}}. \quad (2.2)$$

	<p><b>Что такое диэлектрическая проницаемость среды (абсолютная диэлектрическая проницаемость среды)?</b></p> <p>Абсолютная диэлектрическая проницаемость среды <math>\epsilon_a</math> – физическая величина, связывающая электрическую индукцию (электрическое смещение) с напряженностью электрического поля: <math>\vec{D} = \epsilon_a \cdot \vec{E}</math>. Измеряется в Ф/м.</p> <p>Отметим также, что электрическое смещение измеряется в Кл/м<sup>2</sup>, а напряженность электрического поля – в В/м.</p>
	<p><b>Что такое магнитная проницаемость среды (абсолютная магнитная проницаемость среды)?</b></p> <p>Абсолютная магнитная проницаемость среды <math>\mu_a</math> – физическая величина, связывающая магнитную индукцию с напряженностью магнитного поля: <math>\vec{B} = \mu_a \cdot \vec{H}</math>. Измеряется в Гн/м.</p> <p>Отметим также, что магнитная индукция измеряется в Тл, а напряженность магнитного поля – в А/м.</p>

Для диэлектрической и магнитной проницаемостей среды справедливы соотношения:

$$\epsilon_a = \epsilon_0 \epsilon \quad \mu_a = \mu_0 \mu, \quad (2.3)$$

где  $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – электрическая постоянная (абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума),  $\mu_0 = 1.257 \cdot 10^{-6}$  Гн/м – магнитная постоянная<sup>5</sup> (абсолютная магнитная проницаемость вакуума),  $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость среды,  $\mu$  – относительная магнитная проницаемость среды.

Подставляя (2.3) в (2.2) и учитывая, что для диэлектриков обычно  $\mu = 1$ , получим:

$$V_p = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \cdot \sqrt{\varepsilon}}. \quad (2.4)$$

Величина  $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$  представляет собой скорость света в вакууме, поэтому окончательно получаем:

$$V_p = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}. \quad (2.5)$$

Из (2.5) и (2.1) следует связь между показателем преломления и относительной диэлектрической проницаемостью среды:

$$n = \sqrt{\varepsilon}^6. \quad (2.6)$$

Следует отметить, что относительная диэлектрическая проницаемость некоторых сред в оптическом диапазоне частот может очень сильно отличаться от приводимого в справочниках значения относительной диэлектрической проницаемости на низких частотах. Такая сильная зависимость относительной диэлектрической проницаемости от частоты характерна, например, для полярных диэлектриков.

**i**

**О полярных диэлектриках.** Все диэлектрики можно разделить на 2 класса – полярные и неполярные. В молекуле неполярного диэлектрика в отсутствие внешнего электрического поля центры тяжести положительных и отрицательных зарядов совпадают. В полярной молекуле центры тяжести положительных и отрицательных зарядов сдвинуты друг относительно друга.

Полярная молекула эквивалентна электрическому диполю. Под действием внешнего электрического поля диполь будет поворачиваться, ориентируясь по полю. Это явление называют *ориентационной поляризацией* диэлектрика. В переменном электрическом поле дипольные молекулы вынуждены переориентироваться с частотой поля. Поскольку молекулы обладают инерционными свойствами, то при очень высоких частотах (оптический диапазон) за время, равное половине периода, они не успевают полностью переориентироваться по полю. Поэтому относительная диэлектрическая проницаемость такого диэлектрика на высоких частотах уменьшается.

Неполярные диэлектрики также поляризуются в электрическом поле, так как под действием поля происходит смещение центров тяжести положительных и отрицательных зарядов друг относительно друга. В результате неполярная молекула приобретает дипольный момент. Поляризацию неполярного диэлектрика называют *электронной*. Поскольку неполярные молекулы обладают существенно меньшей инерцией, их электрические свойства не так сильно меняются с ростом частоты внешнего электрического поля. Относительная диэлектрическая проницаемость неполярного диэлектрика уменьшается с ростом частоты в значительно меньшей степени по сравнению с полярным диэлектриком.

<sup>5</sup> диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума.

<sup>6</sup> В общем случае  $n = \sqrt{\mu \cdot \varepsilon}$ . Для диэлектриков  $\mu = 1$ .

Если имеются две среды с разными показателями преломления, то среду с **б**ольшим показателем преломления называют **оптически более плотной**, а среду с меньшим показателем преломления – **оптически менее плотной**.

Законы отражения и преломления света справедливы для плоской, не поглощающей свет границы раздела двух прозрачных сред с разными показателями преломления. Если граница раздела не плоская, ее можно разделить на малые области, в пределах которых поверхность можно считать плоской. Обе среды должны быть *изотропны*. В изотропной среде показатель преломления не зависит от направления распространения света. Если это не так, среда называется анизотропной.

На такой поверхности падающий луч  $i$  расщепляется на два: проходящий во вторую среду преломленный луч  $t$  и отраженный луч  $r$  (рис. 2.1). На рис. 2.1  $N$  – вектор нормали к поверхности в точке падения.

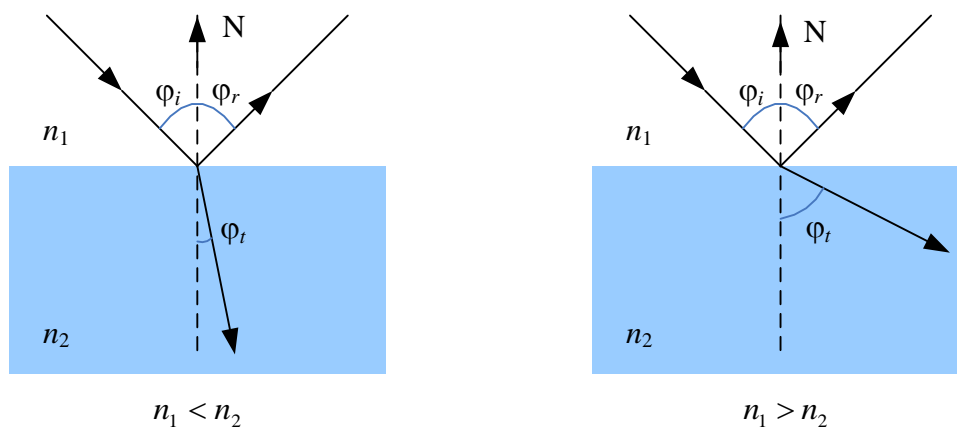


Рис. 2.1. Законы отражения и преломления света.

**Законь отражения и преломления:**

1. Падающий, отраженный и преломленный лучи и нормаль к поверхности раздела лежат в одной плоскости, называемой **плоскостью падения**.
2. Частоты падающего, отраженного и преломленного лучей одинаковы:  
 $\omega_i = \omega_r = \omega_t$
3. Угол падения равен углу отражения:  $\varphi_i = \varphi_r$ .
4. Закон Снеллиуса: произведение показателя преломления на синус угла между лучом и нормалью сохраняет свое значение при переходе в другую среду.  
 $n_1 \sin \varphi_i = n_2 \sin \varphi_t$ , где  $n_1$  и  $n_2$  - показатели преломления 1 и 2 среды.

**Угол падения  $\varphi_i$**  – угол между лучом  $i$ , падающим на отражающую или преломляющую поверхность, и нормалью  $N$  к поверхности в точке падения.

**Угол преломления  $\varphi_t$**  – угол между преломленным лучом  $t$  и нормалью  $N$  к поверхности в точке преломления.

**Угол отражения  $\varphi_r$**  – угол между отраженным лучом  $r$  и нормалью  $N$  к поверхности в точке отражения.



Снеллиус Виллеброрд

4-й закон носит имя нидерландского астронома и математика Виллеброрда Снеллиуса (1580-1626). Он устанавливает соотношение между углами падения и преломления при переходе света из одной среды в другую.

На рис. 2.1 показаны два разных случая. На левом рисунке луч света, преломляясь, переходит из оптически менее плотной среды в оптически более плотную ( $n_1 < n_2$ ). В этом случае угол преломления будет по закону Снеллиуса меньше угла падения  $\varphi_t < \varphi_i$ . С увеличением угла падения преломленный луч будет приближаться к нормали.

На правом рисунке луч света, преломляясь, переходит из оптически более плотной среды в оптически менее плотную ( $n_1 > n_2$ ). В этом случае угол преломления будет по закону Снеллиуса больше угла падения  $\varphi_t > \varphi_i$ . С увеличением угла падения преломленный луч будет удаляться от нормали и приближаться к границе раздела двух сред.

Второй случай существенно отличается от первого. Здесь угол преломления больше угла падения, поэтому всегда существует такой угол падения, при котором угол преломления станет равным  $90^\circ$ , то есть преломленный луч пойдет вдоль границы раздела. Этот угол падения называют критическим. При углах падения, больших критического, преломленный луч исчезает, остается только отраженный луч. Это явление получило название **полного внутреннего отражения** (ПВО).

Критический угол падения можно найти из закона Снеллиуса, приравняв угол преломления к  $90^\circ$ . Поскольку  $\sin 90^\circ = 1$ , получаем:

$$\varphi_{cr} = \arcsin \frac{n_2}{n_1}. \quad (2.7)$$

В области ПВО преломления не происходит (преломленный луч отсутствует) (рис. 2.2).

Коэффициент отражения в области ПВО равен 1, отражается 100% энергии, то есть потерь на отражение нет. Итак, если  $\varphi_i \geq \varphi_{cr}$ ,  $R = 1$ .

На этом физическом явлении основана работа ОВ и планарного оптического волновода с точки зрения геометрической оптики.

Оптическое волокно представляет собой двухслойный диэлектрический волновод цилиндрической формы (рис. 2.3а). Направляет свет центральная часть волокна, которую называют сердцевинной. Сердцевина окружена оболочкой – слоем с другим показателем преломления, который формирует границу раздела. На рис. 2.3б показано, каким образом волокно направляет свет. Оптический луч распространяется в сердцевине, переотражаясь от границы между сердцевинной и оболочкой. Благодаря тому, что луч испытывает полное внутреннее отражение, его энергия остается сосредоточенной в сердцевине.

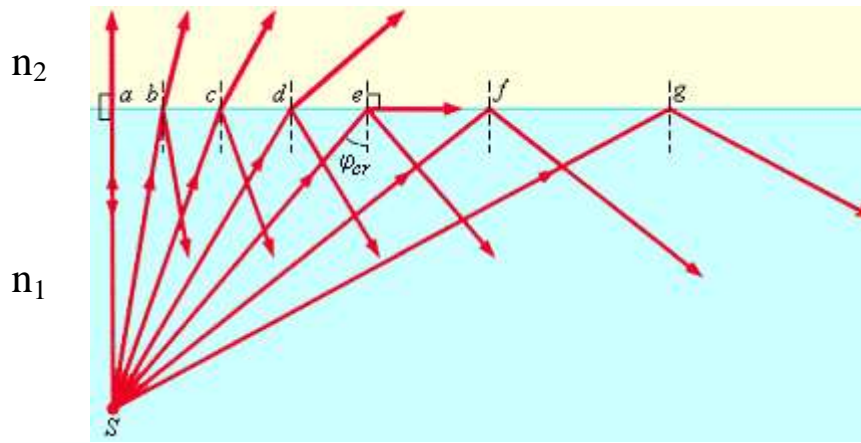


Рис. 2.2. Полное внутреннее отражение.

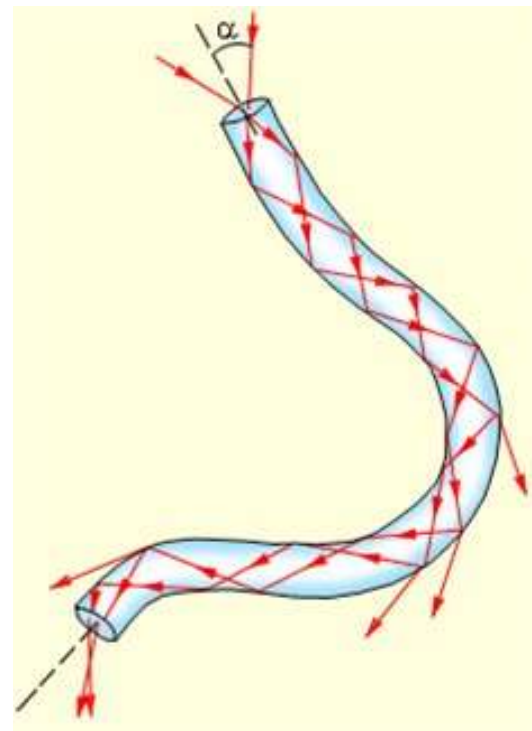
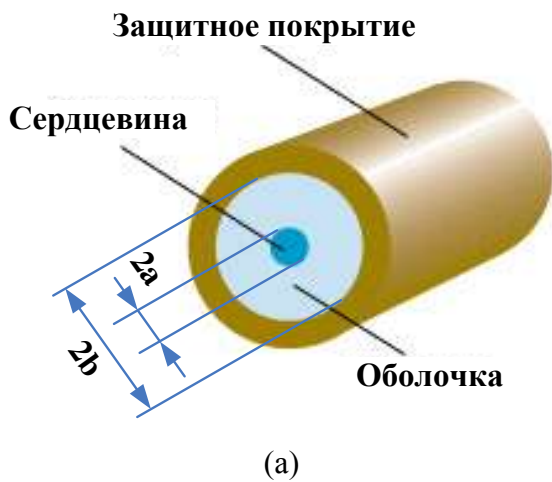


Рис. 2.3. Оптическое волокно как направляющая система: а – конструкция волновода, б – принцип действия.

(б)

Если условия для ПВО нарушаются (например, это может происходить на изгибах волокна из-за искривления границы раздела), появляется преломленный луч, то есть часть энергии падающего луча уходит из сердцевин в оболочку. Для связи эта энергия теряется.

Теперь нужно разобраться, какая часть энергии падающего луча отражается (возвращается в первую среду), а какая преломляется (переходит во вторую среду). Рассмотрим сначала, как изменится амплитуда напряженности электрического поля в отраженном и преломленном луче.

Можно ввести понятия коэффициентов отражения  $r$  и пропускания  $t$  границы раздела по напряженности электрического поля:

$$r = \frac{E_r}{E_i} \tag{2.8}$$

$$t = \frac{E_t}{E_r} \quad (2.9)$$

В этих выражениях  $E_i$ ,  $E_r$ ,  $E_t$  - амплитуды напряженности электрического поля в падающем, отраженном и преломленном лучах соответственно.

Оказывается, величина этих коэффициентов зависит от поляризации света.

i

**О поляризации света.**

С волновой точки зрения свет - это поперечные электромагнитные волны.

Рис. 2.4. Взаимное расположение векторов электрической ( $E$ ) и магнитной ( $H$ ) напряженности и направления распространения света ( $S$ ).

Они могут характеризоваться поляризацией, то есть направлением вектора напряженности электрического поля  $E$ <sup>7</sup>. В естественном свете присутствуют колебания с любыми направлениями  $E$ , то есть он не имеет поляризации. Свет лазера, напротив, обычно поляризован.

Поляризация может быть полной или частичной. Поляризация называется линейной, когда конец вектора  $E$  движется по прямой, круговой, когда конец вектора  $E$  описывает окружность, эллиптической, когда конец вектора  $E$  описывает эллипс.

Любая электромагнитная волна может быть разложена на две поляризованные во взаимно перпендикулярных направлениях составляющие.

В падающем луче всегда можно выделить на две ортогональные линейные поляризации: перпендикулярную ( $S$ ) и параллельную ( $P$ ) плоскости падения. Каждая из этих двух поляризаций характеризуется своими коэффициентами отражения и пропускания.

Теорию отражения и преломления разработал французский физик Огюст Жан Френель (1788-1827). Для коэффициентов отражения и пропускания им были предложены следующие выражения:



Огюст Жан Френель

- для составляющих, поляризованных в плоскости падения:

$$r_p = \frac{E_{rp}}{E_{ip}} = \frac{tg(\varphi_i - \varphi_t)}{tg(\varphi_i + \varphi_t)}, \quad t_p = \frac{E_{tp}}{E_{rp}} = \frac{2 \sin \varphi_t \cos \varphi_i}{\sin(\varphi_i + \varphi_t) \cos(\varphi_i - \varphi_t)}; \quad (2.10)$$

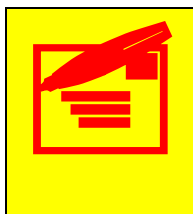
- для составляющих, поляризованных перпендикулярно плоскости падения:

$$r_s = \frac{E_{rs}}{E_{is}} = \frac{\sin(\varphi_i - \varphi_t)}{\sin(\varphi_i + \varphi_t)}, \quad t_s = \frac{E_{ts}}{E_{rs}} = \frac{2 \sin \varphi_t \cos \varphi_i}{\sin(\varphi_i + \varphi_t)}. \quad (2.11)$$

<sup>7</sup> Поскольку вектора  $E$  и  $H$  всегда взаимно перпендикулярны, то для описания поляризации достаточно знать поведение только одного из них. Обычно для этой цели выбирают вектор  $E$ .



На рис. 2.5 показаны результаты расчетов коэффициентов отражения для двух различных поляризации по выражениям (2.10) и (2.11). Видно, что при отражении луча от оптически менее плотной среды при некотором угле падения (меньше  $90^\circ$ ) коэффициент отражения становится равным +1 и уже не меняется при дальнейшем увеличении угла падения. При отражении от оптически более плотной среды такой коэффициент отражения достигается только при угле падения, равном  $90^\circ$ , то есть при касательном падении, когда отражения не происходит.



Обратите внимание, что рассматриваемые коэффициенты представляют собой отношение напряженностей электрического поля в разных лучах. Поэтому они:

1. могут принимать как положительные, так и отрицательные значения (если вектор  $\mathbf{E}$  изменил направление).
2. не являются энергетическими, то есть  $r + t \neq 1$ .

Интенсивность световой волны (энергия на единицу площади) пропорциональна квадрату напряженности электрического поля. Поэтому для **энергетических коэффициентов отражения и пропускания** можно записать:

$$R = r^2 \qquad T = \frac{n_2 \cos \varphi_t}{n_1} t^2. \qquad (2.12)$$

Для энергетических коэффициентов справедливо соотношение:  $R + T = 1$ .

Выражения (2.10-2.12) значительно упрощаются для случая нормального падения луча на границу раздела. При нормальном падении  $\varphi_i \rightarrow 0$ ;  $\varphi_t \approx \frac{n_1}{n_2} \varphi_i$ .

Можно показать, что в этом случае коэффициенты отражения и пропускания для обеих поляризаций одинаковы и определяются выражениями:

$$r_s = r_p = \frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2} \qquad t_s = t_p = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}. \qquad (2.13)$$

Соответственно и энергетические коэффициенты отражения и пропускания для обеих поляризаций также одинаковы и равны:

$$R = r^2 \qquad T = \frac{n_2}{n_1} t^2. \qquad (2.14)$$

## 2.2. Основы теории волноводов. Плоский волновод.

Рассмотрим основную структуру трехслойного плоского волновода, представленную на рис. 2.4. Будем считать, что ограничивающие свет слои с показателями преломления  $n_1$  и  $n_3$  распространяются до бесконечности в направлениях  $+x$  и  $-x$  соответственно. Главное достоинство подобного предположения состоит в том, что в направлении  $x$  нет необходимости учитывать отражение, за исключением отражения, существующего на границах  $n_1 - n_2$  и  $n_2 - n_3$ .

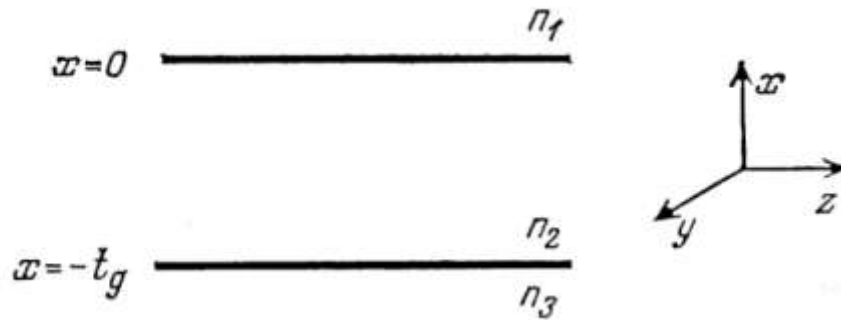


Рис. 2.4. Структура трехслойного плоского волновода

Для плоской ТЕ-волны, распространяющейся в направлении  $z$  с постоянной распространения  $\beta$ , соответствующее уравнение Максвелла сводится к уравнению:

$$\nabla^2 E_y = \frac{n_i^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}, \quad i = 1, 2, 3, \dots, \quad (2.15)$$

имеющему решение вида:

$$E_y(x, z, t) = \xi_y(x) e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (2.16)$$

Индекс  $i$  в уравнении (2.15) естественно соответствует одному из слоев волноводной структуры. Напомним, что у ТЕ-волны компоненты  $E_x$  и  $E_z$  равны 0. Отметим также, что в выражении (2.16) функция  $\xi_y(x)$  не зависит от  $y$  и  $z$  в силу предположения неограниченности слоев в этих направлениях, что исключает возможность отражения и образования стоячих волн.

Функция  $\xi_y(x)$  имеет общий вид:

$$\xi_y(x) = \begin{cases} A \exp(-qx), & 0 \leq x < \infty, \\ B \cos(hx) + C \sin(hx), & -t_g \leq x < 0, \\ D \exp(p(x+t_g)), & -\infty \leq x < -t_g. \end{cases} \quad (2.17)$$

где  $A, B, C, D, q, h, p$  - постоянные, которые могут определяться условиями согласования на границах, требующими сохранения непрерывности функций  $\xi_y(x)$  и  $H_z = (i/\omega\mu) \partial \xi_y(x) / \partial x$ . Так как по предположению магнитная проницаемость  $\mu$  и частота  $\omega$  - константы, второе условие сводится к требованию, чтобы производная  $\partial \xi_y(x) / \partial x$  была непрерывной функцией. Таким образом, постоянные  $A, B, C, D$  можно определить, если сделать  $\xi_y(x)$  и  $\partial \xi_y(x) / \partial x$  непрерывными на границе между областями 1 и 2 ( $x = 0$ ), а  $\xi_y(x)$  - непрерывной при  $x = -t_g$ . При этом имеем три уравнения с четырьмя неизвестными, и  $\xi_y(x)$  можно выразить только через единственную постоянную  $C$ :

$$\xi_y(x) = \begin{cases} C^* \exp(-qx), & 0 \leq x \leq \infty, \\ C^* [\cos(hx) - (q/h) \sin(hx)], & -t_g \leq x \leq 0, \\ C^* [\cos(ht_g) + (q/h) \sin(ht_g)] \exp(p(x+t_g)), & -\infty \leq x \leq -t_g. \end{cases} \quad (2.18)$$

Чтобы определить постоянные  $q$ ,  $h$  и  $p$ , подставим выражение (2.18) в (2.16), используя результирующее выражение (2.15) для  $E_y(x, z, t)$  в каждой из трех областей, и получим:

$$\begin{aligned} q &= (\beta^2 - n_1^2 k^2)^{1/2}, \\ h &= (n_2^2 k^2 - \beta^2)^{1/2}, \\ p &= (\beta^2 - n_3^2 k^2)^{1/2}, \\ k &= \frac{2\pi}{\lambda}. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Отметим, что в выражении (2.19) величины  $q$ ,  $h$  и  $p$  выражены лишь через единственную неизвестную величину  $\beta$ , которая является постоянной распространения волны в направлении  $z$ . Из условия непрерывности  $\partial E_y / \partial x$  при  $x = -t_g$  получим выражение для  $\beta$ . Взяв выражение для производной  $\partial E_y / \partial x$  из (2.16) и (2.18) и используя ее непрерывность при  $x = -t_g$ , приходим к условию:

$$-h \sin(-ht_g) - q \cos(-ht_g) = p [\cos(ht_g) + (q/h) \sin(ht_g)], \quad (2.20)$$

или после упрощения

$$\operatorname{tg}(ht_g) = (p + q) / (h(1 - pq/h^2)). \quad (2.21)$$

Трансцендентное уравнение (2.21) совместно с выражением (2.19) можно решить либо графически, если начертить правую и левую стороны в виде кривой, зависящей от  $\beta$  и отметить точки пересечения, либо численно на ЭВМ. Независимо от метода решения результатом является набор разрешенных дискретных значений  $\beta$ , соответствующих разрешенным модам. Для каждого значения  $\beta_m$  соответствующие ему значения  $q_m$ ,  $h_m$  и  $p_m$  можно определить из выражения (2.19).

Одна оставшаяся неизвестная константа  $C$  выбирается произвольно. Однако удобно провести нормировку таким образом, чтобы функция  $\xi_y(x)$  представляла собой поток мощности, выраженный в ваттах на единицу ширины в направлении  $y$ .

Частный случай основной структуры трехслойного плоского волновода, представляющий особый интерес, встречается, когда  $n_1 = n_3$ . Такие симметричные волноводы часто используются в оптических интегральных схемах, например когда направляющий слой с показателем преломления  $n_2$  ограничивается на обеих поверхностях одинаковыми слоями с несколько меньшими показателями преломления  $n_1$ . В многослойных оптических интегральных схемах на основе GaAlAs часто используются волноводы такого типа.

Выражения, выведенные в предыдущем разделе, применимы и к волноводам такого типа, однако можно сделать весьма серьезное упрощение при

определении того, какие моды будут поддерживаться в таких волноводах. Во многих случаях не требуется знать значения  $\beta$  для различных мод. Возникает вопрос: может ли волновод направлять конкретную моду или нет?

В этом случае аналитическое выражение для условия отсечки для ТЕ-мод можно вывести, имея в виду, что при отсечке (т. е. в точке, в которой электрическое поле становится осциллирующим в областях 1 и 3) величина  $\beta$  задается соотношением:

$$\beta = kn_1 = kn_3. \quad (2.22)$$

Подставляя выражение (2.22) в (2.19) находим величины  $p$ ,  $q$ ,  $h$ :

$$p = q = 0, \quad h = k(n_2^2 - n_1^2)^{1/2} = k(n_2^2 - n_3^2)^{1/2}. \quad (2.23)$$

Подставляя выражение (2.23) в (2.21), приходим к условию:

$$ht_g = m_s \pi, \quad m_s = 0, 1, 2, \dots. \quad (2.24)$$

Объединяя выражения (2.23), (2.24) получим

$$k(n_2^2 - n_1^2)^{1/2} t_g = m_s \pi. \quad (2.25)$$

Таким образом, чтобы волна в виде данной моды могла распространяться в волноводе, необходимо выполнение следующего условия:

$$\Delta n = (n_2 - n_1) > m_s^2 \lambda_0^2 / [4t_g^2 (n_2 + n_1)], \quad m_s = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (2.26)$$

в котором используется равенство  $k = 2\pi/\lambda_0$ . Условие отсечки, заданное выражением (2.26), определяет, какие моды могут поддерживаться в волноводе при заданных значениях  $\Delta n$  и отношении  $\lambda_0/t_g$ .

Интересно отметить, что мода низшего порядка ( $m_s = 0$ ) в симметричных волноводах необычна в том смысле, что для нее нет отсечки, как для всех других мод. В принципе этой моде может отвечать любая длина волны с бесконечно малым значением приращения  $\Delta n$ . Однако для малых значений  $\Delta n$  и (или) больших значений  $\lambda_0/t_g$  ограничение обычно незначительно с относительно большими «хвостами» моды, заходящими в подложку.

Если  $n_2 \approx n_1$ , то условие отсечки (12) принимает вид:

$$\Delta n = (n_2 - n_1) > m_s^2 \lambda_0^2 / 8t_g^2 n_2, \quad m_s = 0, 1, 2, \dots, \quad (2.27)$$

а если  $n_2 \gg n_1$ , задается выражением:

$$\Delta n = (n_2 - n_1) > m_s^2 \lambda_0^2 / 4t_g^2 n_2, \quad m_s = 0, 1, 2, \dots, \quad (2.28)$$

## 2.2. Основы теории волноводов. Оптическое волокно. Оптическое волокно со ступенчатым профилем показателя преломления

Основной характеристикой конструкции ОВ как волновода, определяющей его оптические параметры, является профиль показателя преломления (ППП) – закон изменения показателя преломления  $n(r, \varphi)$  в поперечном сечении ОВ (сердцевине и оболочке), где  $r$  и  $\varphi$  – полярные координаты,  $0 \leq r \leq r_{clad}$ ,  $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ ,

$r_{clad}$  – радиус оболочки ОВ. Отметим, что ППП изменяется с длиной волны, так как показатели преломления стекол зависят от длины волны.

Важное значение для волоконной оптики имеют слабонаправляющие ОВ цилиндрической формы. Такие ОВ обычно имеют осесимметричные ППП, у которых показатель преломления не зависит от  $\varphi$ , то есть его можно представить в виде  $n(r)$ .

Различают электромагнитные волны 3 классов (рис. 2.5):

- волна  $T$  – поперечная электромагнитная (в ОВ не существует),
- волны  $E$  и  $H$  – электрическая и магнитная, которые также обозначают ТМ (поперечная магнитная) и ТЕ (поперечная электрическая)
- волны  $EH$  и  $HE$  – гибридные (смешанные).

Классификация основана на наличии или отсутствии проекций напряженностей электрического и магнитного полей на ось  $z$  (оптическую ОВ).

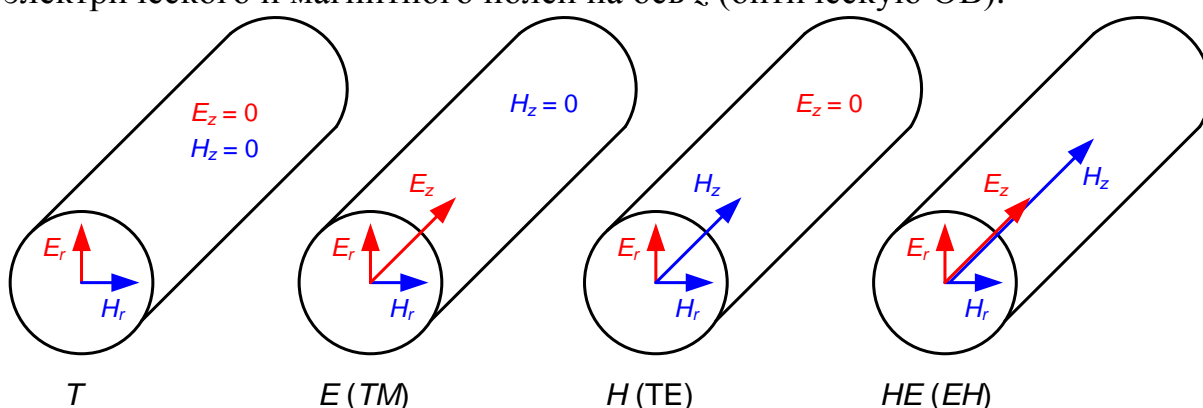


Рис. 2.5. Электромагнитные волны в оптическом волокне

В ОВ с осесимметричным ППП, обладающих круговой симметрией, электромагнитные волны делятся также на типы. **Тип волны** или **мода** определяется сложностью структуры поля в поперечном сечении ОВ. Из уравнений Максвелла следует, что по ОВ может распространяться только определённый дискретный набор электромагнитных волн. Каждую такую волну можно характеризовать двумя целыми числами (индексами)  $l$  и  $m$  ( $l, m = 0, 1, 2, \dots$ ). Индекс  $n$  характеризует азимутальные (угловые) свойства волн (число полных изменений напряженности поля по окружности), а  $m$  – радиальные (число полных изменений напряженности поля по диаметру) (рис. 2.6).

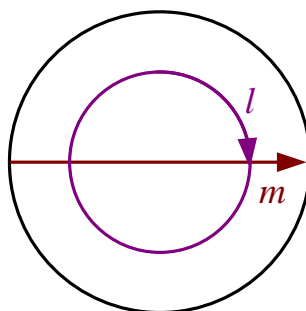


Рис. 2.6. Пояснение к понятию «тип волны» или «мода»

Можно показать, что направляемыми в ОВ являются только гибридные моды  $HE$  ( $EH$ ) и симметричные электрические  $E$  и магнитные  $H$  волны.

Поля мод ОВ с осесимметричным ППП можно представить в виде:

$$E(r, \varphi, z) = E_t(r, \varphi) \exp(i\beta z), \quad E_t(r, \varphi) = E_{\max} \Psi(r, \varphi) \quad (2.29)$$

$$H(r, \varphi, z) = n_{10} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_t(r, \varphi) \exp(i\beta z), \quad (2.30)$$

где  $r, \varphi, z$  – цилиндрические координаты,  $E_{\max}$  – амплитуда напряженности электрического поля,  $\Psi(r, \varphi)$  – функция, описывающая изменение напряженности электрического поля в поперечном сечении ОВ,  $\beta$  – постоянная распространения,  $n_{10}$  – показатель преломления ОВ на оптической оси,  $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – электрическая постоянная,  $\mu_0 = 1.257 \cdot 10^{-6}$  Гн/м – магнитная постоянная.

Волокно с осесимметричным ППП обладает круговой симметрией, то есть для него  $\Psi(r, \varphi)$  является периодической функцией по координате  $\varphi$  и ее можно представить в виде:

$$\Psi(r, \varphi) = R(r) \cdot \exp(il\varphi), \quad (2.31)$$

где  $l$  – целое число ( $l \geq 0$ ), представляющее собой азимутальный порядок моды,  $i$  – мнимая единица. Таким образом, для расчета полей мод достаточно найти функцию  $R(r)$ .

Функция  $R(r)$  является решением скалярного волнового уравнения, которое для слабонаправляющего ОВ имеет вид:

$$\frac{d^2 R(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR(r)}{dr} + \left[ k^2 n^2(r) - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right] R(r) = 0 \quad (2.32)$$

где  $k = 2\pi / \lambda$  – волновое число,  $\lambda$  – длина волны,  $n(r)$  – осесимметричный ППП.

В общем случае для каждого значения  $l > 1$  уравнение (2.32) описывает 4 гибридных моды с постоянными распространения  $\beta_{lm}$ :

- четную и нечетную  $HE_{(l+1)m}$
- четную и нечетную  $EH_{(l-1)m}$

Здесь  $m$  – целое число ( $m \geq 0$ ), представляющее собой радиальный порядок моды. Четная и нечетная моды имеют взаимно перпендикулярные направления поляризации.

Все 4 моды, являющиеся решениями (2.32) и имеющие одинаковые  $l$  и  $m$ , имеют одинаковое распределение амплитуд напряженностей электрического и магнитного полей в поперечном сечении ОВ. Они будут отличаться направлением поляризации, а также фазами напряженностей электрического и магнитного полей. В общем случае они будут отличаться также  $z$ -составляющими напряженностей электрического и магнитного полей, но для слабонаправляющих ОВ эти составляющие малы и при анализе направляемых мод их можно не учитывать.

Случаи  $l = 0$  и  $l = 1$  являются особыми. При  $l = 0$  уравнение (2.32) описывает 2 гибридных моды – четную и нечетную  $HE_{1m}$ . При  $l = 1$  уравнение (2.32) описывает 4 моды четную и нечетную  $HE_{2m}$ , а также  $E_{0m}$  и  $H_{0m}$ .

Для каждой пары значений  $l$  и  $m$  распространяющиеся в слабонаправляющем ОВ моды интерферируют, образуя линейно поляризованное излучение, которое в литературе называется линейно-поляризованной модой  $LP_{lm}$ . Мода  $LP_{01}$ , являющаяся результатом интерференции четной и нечетной гибридной моды  $HE_{11}$ , называется основной или фундаментальной.

Постоянные распространения мод  $\beta_{lm}$  характеризуют фазовые скорости мод в ОВ:

$$v_{p\ lm} = \frac{\omega}{\beta_{lm}} = \frac{c \cdot k}{\beta_{lm}}. \quad (2.33)$$

В общем случае дифференциальное уравнение (2.32) не имеет аналитического решения, однако для некоторых ППП его можно получить.

Простейшим ППП, для которого (2.32) имеет аналитическое решение, является так называемый ступенчатый профиль:

$$n(r) = \begin{cases} n_1, & r \leq r_{core} \\ n_2, & r_{core} < r \leq r_{clad} \end{cases}, \quad (2.34)$$

$r_{core}$  – радиус сердцевины,  $n_1(\lambda)$ ,  $n_2(\lambda)$  – показатели преломления сердцевины и оболочки. Для ОВ с таким ППП уравнение (2.32) представляет собой уравнение Бесселя<sup>8</sup>, имеющее аналитическое решение.

Запишем (2.32) отдельно для сердцевины и оболочки:

$$\frac{d^2 R(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR(r)}{dr} + \left[ \frac{U^2}{r_{core}^2} - \frac{l^2}{r^2} \right] R(r) = 0, \quad (2.35)$$

$$\frac{d^2 R(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR(r)}{dr} + \left[ -\frac{W^2}{r_{core}^2} - \frac{l^2}{r^2} \right] R(r) = 0, \quad (2.36)$$

где  $U$  и  $W$  – безразмерные параметры моды в сердцевине и оболочке ОВ:

$$U = r_{core} \sqrt{k^2 n_1^2 - \beta^2}, \quad W = r_{core} \sqrt{\beta^2 - k^2 n_2^2}. \quad (2.37)$$

Параметры  $U$  и  $W$  можно связать с нормированной частотой ОВ  $V$ :

$$U^2 + W^2 = r_{core}^2 (k^2 n_1^2 - \beta^2 + \beta^2 - k^2 n_2^2) = r_{core}^2 k^2 (n_1^2 - n_2^2) = V^2. \quad (2.38)$$

Дифференциальные уравнения (2.35) и (2.36) имеют решения вида:

$$\text{в сердцевине: } R(r) = A_1 J_l \left( U \frac{r}{r_{core}} \right) + B_1 Y_l \left( U \frac{r}{r_{core}} \right), \quad (2.39)$$

$$\text{в оболочке: } R(r) = A_2 I_l \left( W \frac{r}{r_{core}} \right) + B_2 K_l \left( W \frac{r}{r_{core}} \right), \quad (2.40)$$

где  $J_l(x)$ ,  $Y_l(x)$  – функции Бесселя первого и второго рода  $l$ -го порядка,  $I_l(x)$ ,  $K_l(x)$  – модифицированные функции Бесселя первого и второго рода  $l$ -го порядка,  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $B_1$ ,  $B_2$  – постоянные интегрирования.

<sup>8</sup> Уравнение Бесселя имеет вид:  $x^2 y'' + xy' + (a^2 x^2 - v^2)y = 0$ . Уравнение (2.32) может быть сведено к этому виду после очевидных преобразований:  $r^2 R'' + rR' + [(k^2 n^2 - \beta^2)r^2 - l^2]R = 0$ .

В (2.39) и (2.40) неизвестными являются постоянные интегрирования, а также постоянные распространения мод  $\beta$ . Определим их.

Поскольку функция  $Y_l(x)$  не определена при  $x = 0$ , второе слагаемое в (2.39) не имеет физического смысла. Аналогично, в (2.40) не имеет физического смысла первое слагаемое, так как  $I_l(x)$  – быстро возрастающая функция, а поле в оболочке должно убывать. Поэтому необходимо считать, что  $B_1 = 0$  и  $A_2 = 0$ .

Для расчета других постоянных интегрирования рассмотрим граничные условия, заключающиеся в непрерывности  $R(r)$  и ее первой производной на границе между сердцевиной и оболочкой<sup>9</sup>, то есть при  $r = r_{core}$ :

$$R(r_{core}) = A_1 J_l(U) = B_2 K_l(W), \quad (2.41)$$

$$R'(r_{core}) = A_1 J_l'(U) \cdot \frac{U}{r_{core}} = B_2 K_l'(W) \cdot \frac{W}{r_{core}}. \quad (2.42)$$

Воспользуемся рекуррентными соотношениями для функций Бесселя:

$$\frac{dJ_l(x)}{dx} = \frac{l}{x} J_l(x) - J_{l+1}(x), \quad (2.43)$$

$$\frac{dK_l(x)}{dx} = \frac{l}{x} K_l(x) - K_{l+1}(x), \quad (2.44)$$

и запишем систему уравнений (2.41) и (2.42) в виде:

$$\begin{cases} A_1 J_l(U) - B_2 K_l(W) = 0 \\ A_1 U J_l'(U) \left( \frac{l}{U} - \frac{J_{l+1}(U)}{J_l(U)} \right) - B_2 W K_l'(W) \left( \frac{l}{W} - \frac{K_{l+1}(W)}{K_l(W)} \right) = 0 \end{cases} \quad (2.45)$$

Система (2.45) имеет не 2, а 3 неизвестных –  $A_1$ ,  $B_2$  и  $\beta$ , поэтому один из коэффициентов нужно задать. Пусть  $A_1 J_l(U) = 1$ , тогда из первого уравнения получим:

$$B_2 = \frac{1}{K_l(W)}. \quad (2.46)$$

Рассчитать  $B_2$  пока нельзя, так как  $\beta$  еще неизвестно.

Представим систему (2.45) в матричном виде:

$$\mathbf{M} \cdot \begin{bmatrix} A_1 \\ B_2 \end{bmatrix} = 0, \quad (2.47)$$

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} J_l(U) & -K_l(W) \\ U J_l'(U) \left( \frac{l}{U} - \frac{J_{l+1}(U)}{J_l(U)} \right) & -W K_l'(W) \left( \frac{l}{W} - \frac{K_{l+1}(W)}{K_l(W)} \right) \end{bmatrix} \quad (2.48)$$

Нетривиальное решение (2.47) имеет только, если определитель матрицы  $\mathbf{M}$  равен 0, то есть при:

$$U \frac{J_{l+1}(U)}{J_l(U)} = W \frac{K_{l+1}(W)}{K_l(W)}. \quad (2.49)$$

<sup>9</sup> Здесь использовано приближение слабонаправляющих ОВ, для которых граничные условия сводятся к непрерывности  $R(r)$  и ее первой производной.



Уравнение (2.49) называется **характеристическим** уравнением. С учетом (2.38) получаем уравнение для параметра моды в сердцевине:

$$U \frac{J_{l+1}(U)}{J_l(U)} = \sqrt{V^2 - U^2} \frac{K_{l+1}(\sqrt{V^2 - U^2})}{K_l(\sqrt{V^2 - U^2})}. \quad (2.50)$$

Для каждой пары значений  $l$  и  $V$  уравнение (2.50) может иметь несколько решений  $U$  (и  $W$ ), соответствующих разным модам  $LP_{lm}$ . Обозначим их  $U_{lm}$  (и  $W_{lm}$ ). Каждому  $U_{lm}$  соответствует постоянная распространения  $\beta_{lm}$ :

$$\beta_{lm} = \sqrt{k^2 n_1^2 - \frac{U_{lm}^2}{r_{core}^2}} = \frac{V}{r_{core} \sqrt{2\Delta}} \sqrt{1 - 2\Delta \frac{U_{lm}^2}{V^2}}. \quad (2.51)$$

Постоянные распространения принято выражать в 1/мкм. Иногда вместо размерной постоянной распространения моды указывают безразмерный эффективный показатель преломления:

$$n_{eff} = \frac{\beta_{lm}}{k}. \quad (2.52)$$

Окончательно получаем решения:

$$\text{в сердцевине: } R_{lm}(r) = \frac{J_l\left(U_{lm} \frac{r}{r_{core}}\right)}{J_l(U_{lm})}, \quad (2.53)$$

$$\text{в оболочке: } R_{lm}(r) = \frac{K_l\left(W_{lm} \frac{r}{r_{core}}\right)}{K_l(W_{lm})}, \quad (2.54)$$

которые с учетом (2.51) позволяют описать поля всех направляемых мод.

Фазовая скорость моды  $v_{p\,lm}$  в ступенчатом ОВ может изменяться от значения фазовой скорости света в сердцевине  $c/n_1$  до значения фазовой скорости света в оболочке  $c/n_2$ . Теперь из (2.33) можно найти диапазон изменения  $\beta_{lm}$ :

$$n_2 k \leq \beta_{lm} \leq n_1 k. \quad (2.55)$$

Минимальное значение  $\beta_{lm} = n_2 k$  задает условия отсечки моды  $LP_{lm}$ , которые с учетом (2.37) можно записать в виде:

$$U = V, \quad W = 0. \quad (2.56)$$

Рассмотрим при этих условиях характеристическое уравнение (2.49). Правая часть (2.49) при  $W \rightarrow 0$  преобразуется с использованием предельных выражений для функций Бесселя при малых значениях аргумента<sup>10</sup>:

$$K_l(x) \approx \frac{(l-1)!}{2} \left(\frac{2}{x}\right)^l, \quad \text{при } l \neq 0 \quad (2.57)$$

$$K_0(x) \approx -\ln x + (\ln 2 - \gamma), \quad \text{при } l = 0, \quad (2.58)$$

где  $\gamma = 0.577\dots$  – постоянная Эйлера.

<sup>10</sup> У Снайдера формула (37.86)

Левую часть (2.49) преобразуем с использованием рекуррентного соотношения<sup>11</sup>:

$$J_l(x) = \frac{z}{2l} [J_{l-1}(x) + J_{l+1}(x)] \quad (2.59)$$

С учетом (2.57) и (2.59) правая и левая части (2.49) при  $l \neq 0$  примут вид:

$$\text{левая:} \quad U \cdot \frac{J_{l+1}(U)}{J_l(U)} = 2l - U \frac{J_{l-1}(U)}{J_l(U)} \quad (2.60)$$

$$\text{правая:} \quad W \cdot \frac{K_{l+1}(W)}{K_l(W)} = 2l \quad (2.61)$$

Подставляя (2.60) и (2.61) в (2.49), получаем:

$$\text{при } l \neq 0: \quad U \frac{J_{l-1}(U)}{J_l(U)} = 0 \quad (2.62)$$

Отдельно рассмотрим случай  $l = 0$ . Из (2.58) следует, что при малых  $W$ :

$$W \cdot \frac{K_1(W)}{K_0(W)} = \frac{1}{-\ln W + (\ln 2 - \gamma)}. \quad (2.63)$$

Переходя в (2.63) к пределу при  $W \rightarrow 0$ , получаем:

$$\lim_{W \rightarrow 0} \left( W \cdot \frac{K_1(W)}{K_0(W)} \right) = \lim_{W \rightarrow 0} \left( \frac{1}{-\ln W + (\ln 2 - \gamma)} \right) = 0. \quad (2.64)$$

Поэтому из (2.49) следует, что:

$$\text{при } l = 0: \quad U \cdot \frac{J_1(U)}{J_0(U)} = 0 \quad (2.65)$$

Поскольку отсечка любой моды, кроме фундаментальной, происходит при  $U = V > 0$ , то условия отсечки (2.62) и (2.65) можно записать в виде:

$$\text{при } l \neq 0: \quad J_{l-1}(V) = 0, \quad (2.66)$$

$$\text{при } l = 0: \quad J_1(V) = 0. \quad (2.67)$$

Таким образом, для каждой моды, кроме фундаментальной, можно определить нормированную частоту отсечки  $V_{cut}$ . Уравнения (2.66) и (2.67) имеют бесконечное число корней. Порядковый номер корня  $m$  соответствует радиальному порядку отсекаемой моды.

В табл. 2.1 представлены значения корней функций Бесселя.

В табл. 2.2 представлены значения нормированной частоты отсечки  $V_{cut}$  для линейно-поляризованных мод. Число линейно-поляризованных мод, направляемых волокном с нормированной частотой  $V$ , можно определить, пересчитав все дискретные решения (3.40) и (3.41), для которых  $V < V_{cut}$ .

На рис. 2.7 представлены численные решения характеристического уравнения (2.49).

<sup>11</sup> У Снайдера формула (37.72а)

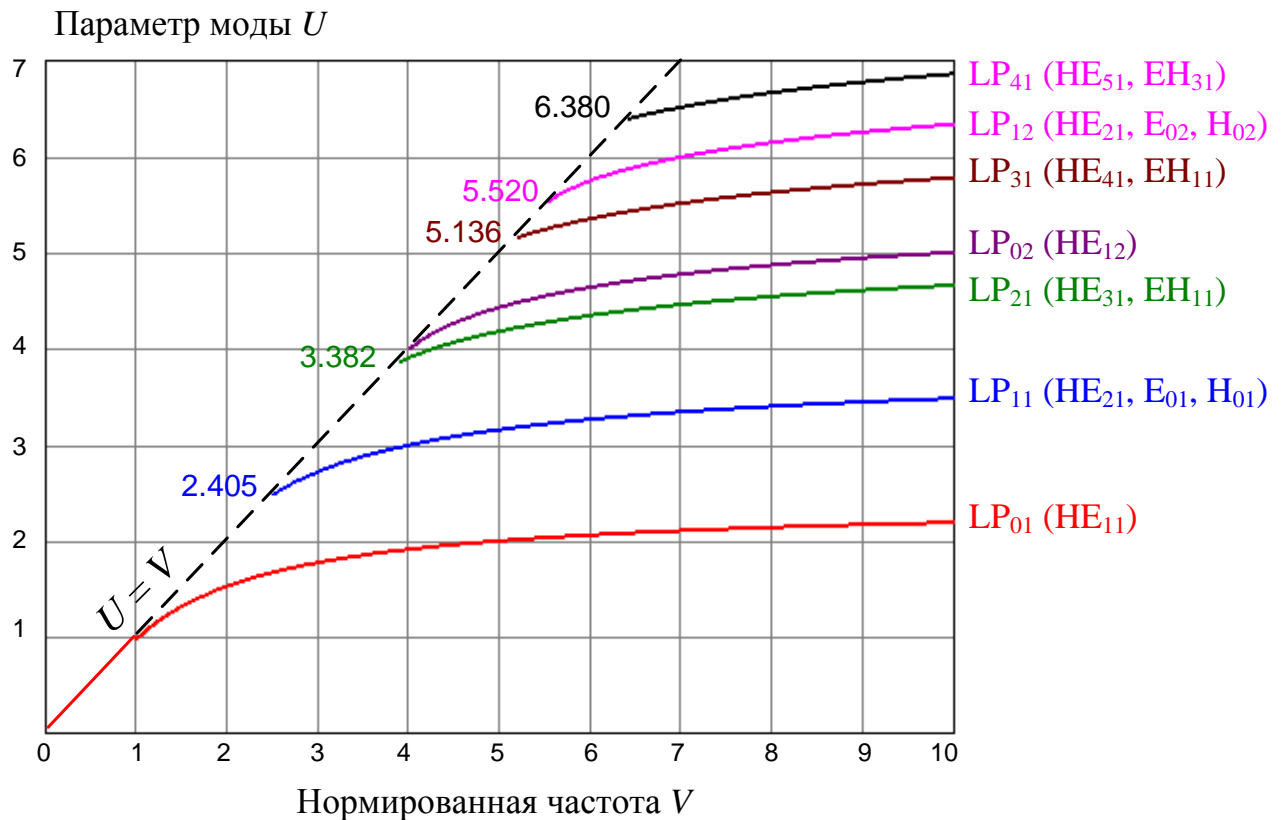


Рис. 2.7. Численные решения характеристического уравнения (2.49)

Значения  $V_{cut\ lm}$  позволяют рассчитать длины волн отсечки каждой линейно-поляризованной моды:

$$\lambda_{cut\ lm} = \frac{2\pi r_{core}}{V_{cut\ lm}} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (2.68)$$

Для одномодовых ОВ нормируемым параметром является длина волны отсечки 2-й моды ( $LP_{11}$ ).

Известно приближенное выражение для расчета числа направляемых мод  $M$  в ОВ со ступенчатым ППП:

$$M = Int\left(\frac{V^2}{2}\right). \quad (2.69)$$

В этом выражении  $M$  – общее число гибридных HE и EH (с учетом поляризации) и симметричных E и H мод, которые могут распространяться в ОВ с нормированной частотой  $V$ . Функция  $Int$  означает целую часть числа.

Таблица 2.1. Значения корней (нулей) функций Бесселя  $J_n(x)$

$m$	$J_0(x)$	$J_1(x)$	$J_2(x)$	$J_3(x)$	$J_4(x)$	$J_5(x)$	$J_6(x)$	$J_7(x)$	$J_8(x)$	$J_9(x)$	$J_{10}(x)$	$J_{11}(x)$
1	2.405	3.832	5.136	6.380	7.588	8.771	9.936	11.086	12.225	13.354	14.476	15.590
2	5.520	7.016	8.417	9.761	11.065	12.339	13.589	14.821	16.038	17.241	18.433	19.616
3	8.654	10.173	11.620	13.015	14.373	15.700	17.004	18.288	19.555	20.807	22.047	23.276
4	11.792	13.324	14.796	16.223	17.616	18.980	20.321	21.642	22.945	24.234	25.509	26.773
5	14.931	16.471	17.960	19.409	20.827	22.218	23.586	24.935	26.267	27.584	28.887	30.179
6	18.071	19.616	21.117	22.583	24.019	25.430	26.820	28.191	29.546	30.885	32.212	33.526
7	21.212	22.760	24.270	25.748	27.199	28.627	30.034	31.423	32.796	34.154	35.500	36.834
8	24.352	25.904	27.421	28.908	30.371	31.812	33.233	34.637	36.026	37.400	38.762	40.112
9	27.493	29.047	30.569	32.065	33.537	34.989	36.422	37.839	39.240	40.629	42.004	43.368

Таблица 2.2. Значения нормированной частоты отсечки для мод  $LP_{lm}$

$m \backslash l$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	Функция Бесселя
0	0	3.832	7.016	10.173	13.324	16.471	19.616	22.760	25.904	$J_1(x)$
1	2.405	5.520	8.654	11.792	14.931	18.071	21.212	24.352	27.493	$J_0(x)$
2	3.832	7.016	10.173	13.324	16.471	19.616	22.760	25.904	29.047	$J_1(x)$
3	5.136	8.417	11.620	14.796	17.960	21.117	24.270	27.421	30.569	$J_2(x)$
4	6.380	9.761	13.015	16.223	19.409	22.583	25.748	28.908	32.065	$J_3(x)$
5	7.588	11.065	14.373	17.616	20.827	24.019	27.199	30.371	33.537	$J_4(x)$
6	8.771	12.339	15.700	18.980	22.218	25.430	28.627	31.812	34.989	$J_5(x)$
7	9.936	13.589	17.004	20.321	23.586	26.820	30.034	33.233	36.422	$J_6(x)$
8	11.086	14.821	18.288	21.642	24.935	28.191	31.423	34.637	37.839	$J_7(x)$
9	12.225	16.038	19.555	22.945	26.267	29.546	32.796	36.026	39.240	$J_8(x)$
10	13.354	17.241	20.807	24.234	27.584	30.885	34.154	37.400	40.629	$J_9(x)$
11	14.476	18.433	22.047	25.509	28.887	32.212	35.500	38.762	42.004	$J_{10}(x)$
12	15.590	19.616	23.276	26.773	30.179	33.526	36.834	40.112	43.368	$J_{11}(x)$

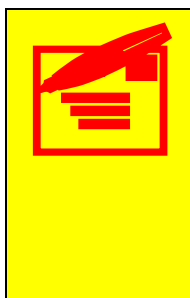
## 2.3. Потери в кварцевых оптических волокнах

### 2.3.1. Затухание, единицы измерения затухания

Затухание  $a$  характеризует ослабление сигнала (показывает во сколько раз ослабляется сигнал) и измеряется обычно в логарифмических единицах: децибелах или неперах. При оптических измерениях затухание измеряют в соответствии со следующими выражениями:

$$a(\text{дБ}) = 10 \cdot \lg \frac{P_0}{P_1} \quad a(\text{Нп}) = \ln \frac{P_0}{P_1}, \quad (2.70)$$

где  $P_0$ ,  $P_1$  - мощности сигнала на входе и выходе ОВ, ОК или любого компонента волоконного тракта в Вт. Отметим, что соотношение между децибелами и неперами при оптических измерениях отличаются от принятых в электрических измерениях: 1 Нп = 4.34 дБ или  $a(\text{дБ}) = 4.34 \cdot a(\text{Нп})$ .



#### Полезно запомнить:

1. Каждые 10 оптических дБ соответствуют изменению  $P_0/P_1$  в 10 раз.  
10 дБ – 10 раз  
20 дБ – 100 раз  
30 дБ – 1000 раз и т.д.
2. Каждые 3 оптических дБ соответствуют изменению  $P_0/P_1$  в 2 раза.  
3 дБ – 2 раза  
6 дБ – 4 раза и т.д.

В оптической связи часто приводят не мощность излучения  $P$  в мВт, а уровень мощности  $y$  в **децибелах мощности дБм**. Децибел мощности – это логарифмическая единица измерения, определяющая во сколько раз отличается мощность сигнала от мощности  $P_z = 1$  мВт, принятой за 0 дБм. Рассчитать уровень мощности  $y$  в дБм по известной мощности  $P$  в мВт и наоборот можно по выражениям:

$$y = 10 \cdot \lg \frac{P}{P_z} \quad P = P_z \cdot 10^{y/10} \quad (2.71)$$

Если известны не мощности  $P_0$  и  $P_1$  в Вт, а уровни мощности  $y_0$  и  $y_1$  в дБм, то удобно пользоваться другой формой выражения (2.70):

$$a = y_0 - y_1 \quad (2.70a)$$

### 2.3.2. Собственные потери в кварцевых ОВ. Коэффициент затухания

Общее или вносимые потери в ОВ можно разделить на собственные потери, характеризующиеся собственным затуханием, и дополнительные потери. Собственное затухание обусловлено самим ОВ и возрастает с увеличением его длины. Для однородного ОВ можно рассчитать *коэффициент затухания*  $\alpha$  - величину собственного затухания на единицу длины:

$$\alpha = \frac{a}{L}, \text{ дБ/км} \quad (2.73)$$

где  $L$  - длина ОВ, км.

Зависимость коэффициента затухания в кварцевых оптических волокнах от длины волны излучения представлена на рис. 2.8. Рисунок носит иллюстративный характер, так как для разных типов волокон и разных производителей величина потерь может различаться<sup>12</sup>.




Рис. 2.8. Зависимость коэффициента затухания от длины волны и положение окон прозрачности в кварцевых ОВ.

Собственные потери в ОВ в основном обусловлены двумя причинами: **рассеянием** и **поглощением**. Соответственно коэффициент затухания можно разделить на две составляющих – коэффициент затухания  $\alpha_s$ , обусловленный рассеянием, и коэффициент затухания  $\alpha_a$ , обусловленный поглощением:

$$\alpha = \alpha_s + \alpha_a \quad (2.74)$$

Из рис. 2.8 видно, что в диапазоне длин волн 800-1700 нм потери асимптотически уменьшаются с ростом длины волны. Это обусловлено рассеянием света в ОВ – фундаментальной (технологически неустранимой) причиной потерь в ОВ. При обычно используемых в связи мощностях излучения проявляется только один вид рассеяния – **релеевское рассеяние**.



Релеевское рассеяние света происходит на неоднородностях, которые имеются в аморфном кварцевом стекле. Под неоднородностью понимается локальное изменение показателя преломления вещества, размеры которого сравнимы с длиной волны.

Потери из-за релеевского рассеяния быстро уменьшаются с ростом длины волны, так как чем больше длина волны, тем меньше остается

<sup>12</sup> Особенно сильно могут различаться потери в «водяных» пиках на длинах волн 1290 и 1383 нм. Так, в новых моделях стандартных волокон AllWave (Lucent Technologies), SMF-28e (Corning), SMR (Pirelli) – отсутствует пик на длине волны 1383 нм и снижена чувствительность к воздействию водорода.

неоднородностей, размеры которых сравнимы с длиной волны, и все больше неоднородностей, размеры которых много меньше длины волны. Известно, что коэффициент затухания  $\alpha_s$ , обусловленный рассеянием, обратно пропорционален длине волны  $\lambda$  в четвертой степени:

$$\alpha_s = \chi_s \lambda^{-4}, \quad (2.75)$$

где  $\chi_s$  - коэффициент пропорциональности, который для высококачественных кварцевых ОВ равен 0.7-0.9 дБ·мкм<sup>4</sup>/км. Этот коэффициент зависит от материала (вида и концентрации легирующих добавок и т.п.) и технологии изготовления ОВ.

Другим характерным видом потерь, оказывающим влияние на вид представленной характеристики, является **поглощение**. Поглощение – это потери энергии распространяющегося света, возникающие в результате взаимодействия его со средой. При поглощении в ОВ световая энергия преимущественно преобразуется во внутреннюю энергию вещества (в тепло)<sup>13</sup>, то есть расходуется на возбуждение колебаний частиц.

Известно, что частица может обладать не любой энергией, а только энергией, соответствующей разрешенным энергетическим уровням. Расположение этих уровней зависит от того, что это за частица. Соответственно для увеличения энергии (возбуждения, перехода на более высокий энергетический уровень) ей необходима порция (квант) энергии, точно соответствующий расстоянию между уровнем, где была частица, и уровнем, на который она переходит. Энергия квантов распространяющегося света связана с его частотой  $f$  (длиной волны  $\lambda$ ):

$$E = h \cdot f = h \cdot \frac{c}{\lambda}, \quad (2.76)$$

где  $h = 6,626 \times 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка,  $c$  – скорость света в вакууме. Если эта энергия совпадает (или близка) с порцией энергии, необходимой частице для перехода на более высокий энергетический уровень, она будет эффективно поглощаться частицами. В противном случае поглощения практически не будет.

Таким образом, существуют определенные резонансные длины волн, которые активно поглощаются веществом и на которых затухание, соответственно, будет выше. Поэтому говорят, что поглощение носит резонансный характер.

ОВ содержит различные частицы – кварца, основного материала, полезных (легирующих) примесей и вредных примесей, попадающих в ОВ из-за несовершенства технологии производства. Каждая частица имеет свой набор длин поглощаемых волн, которые могут попадать в используемый для связи спектральный диапазон 0.80-1.6 мкм. У кварца и используемых легирующих примесей всплески поглощения в используемом диапазоне отсутствуют. Кварц дает мощные пики поглощения в ультрафиолетовой и

---

<sup>13</sup> Энергия световой волны может расходоваться и на другие процессы – фотолуминесценцию (вторичное излучение в другом диапазоне частот), ионизацию атомов вещества и др.

инфракрасной областях спектра, которые немного захватывают используемый диапазон.

К вредным примесям относят ионы переходных металлов (ванадия, железа, меди, кобальта, никеля, марганца), а также гидроксильные группы ОН. При современных технологиях изготовления ОВ наибольший вклад в поглощение вносят именно гидроксильные группы, которые при взаимодействии с атмосферным водородом образуют воду. Они дают мощные пики поглощения на длинах волн 1290, которая очень близка к длине волны нулевой материальной дисперсии кварца ( $\approx 1.27$  мкм), и 1.383 мкм. Также они определяют более слабые пики поглощения в области длин волн 1130, 950, 875, 825 и 725 нм.

Этот тип потерь существенно зависит от технологии изготовления ОВ и имеет тенденцию к снижению. Так, например, на длине волны 1383 мкм этот пик для современного ОВ составляет 0.4—0.6 дБ/км, а для специального волокна, такого как AllWave, уменьшается до 0.31 дБ/км, формируя практически гладкую кривую затухания в диапазоне 1300—1620 нм, близкую к кривой релеевского рассеяния.

Характер зависимости затухания от длины волны для разных типов ОВ мало отличаются.

### **2.3.3. Окна прозрачности**

Из рис. 2.8 видно, что для передачи оптических сигналов может использоваться широкий участок спектра, где потери в ОВ достаточно малы. Его принято разбивать на более узкие участки – рабочие диапазоны или **окна прозрачности**.

Первоначально под окнами прозрачности понимались участки длин волн вблизи узких локальных минимумов в зависимости коэффициента затухания от длины волны: 850 нм (1-е), 1310 нм (2-е) и 1550 нм (3-е). Постепенно, с развитием технологии очистки кварцевого стекла стала доступна вся область малых потерь от 1260 до 1675 нм. Кривая потерь теперь выглядит достаточно гладко и локальные минимумы на ней слабо выражены.

*Первое окно прозрачности* использовалось в 70-х годах XX века в первых линиях связи на основе многомодовых волокон. В настоящее время этот диапазон из-за большой величины коэффициента затухания (2-2.5 дБ/км) используется в основном в локальных вычислительных сетях.

*Второе окно прозрачности (O – Original, основной диапазон)* стало использоваться в 80-х годах XX века в линиях дальней связи, когда были разработаны источники излучения на длину волны 1310 нм. В настоящее время второе окно прозрачности используется преимущественно в городских и зональных линиях.

*Третье окно прозрачности (C – Conventional, стандартный диапазон)* было освоено в начале 90-х годов XX века. В него попадает абсолютный минимум поглощения в кварцевом волокне. Так как стандартные одномодовые волокна обладают в третьем окне прозрачности большой



дисперсией, то было разработано DSF волокно с длиной волны нулевой дисперсии, смещенной в это окно. Третье окно прозрачности наиболее широко используется в магистральных линиях.

В последнее время в связи с развитием технологии спектрального мультиплексирования (DWDM) повысился интерес к третьему и прилегающим к нему четвертому и пятому окнам прозрачности. Специально для применения в системах DWDM были созданы несколько типов NZDSF волокон, обладающих в этих окнах ненулевой дисперсией.

*Четвертое окно прозрачности (L – Long wavelength, длинноволновый диапазон)* позволяет передвинуть правую границу DWDM систем на 1620 нм.

*Пятое окно прозрачности (S – Short wavelength, коротковолновый диапазон)* появилось после создания волокна AllWave. В этом волокне в результате тщательной очистки потери в «водяном» пике на длине волны 1383 нм были снижены до 0.31 дБ/км (меньше чем во втором окне прозрачности на длине волны 1310 нм, где потери составляют 0.35 дБ/км). Пятое окно прозрачности завершило освоение спектральной области малых потерь в волокне на длинах волн от 1280 до 1650 нм.

#### **2.3.4. Дополнительные потери в ОВ**

К дополнительным потерям относятся:

- потери на вводе и выводе излучения,
- потери в соединениях (стыках) строительных длин,
- изгибные потери,
- потери, связанные с нарушениями геометрической формы ОВ и случайно расположенными структурными дефектами.

Потери на вводе излучения от источника излучения в ОВ зависят от соотношения размеров излучающей площадки источника и сердцевины ОВ, соотношения числовых апертур<sup>14</sup> источника излучения и ОВ, а также от коэффициента отражения торцевой поверхности ОВ.

Изгибные потери возникают из-за нарушения условий ПВО в месте изгиба (рис. 2.9). Их разделяют на потери из-за макроизгибов и микроизгибов ОВ.

К макроизгибам относят изгибы ОВ, радиус которых много больше радиуса сердцевины ОВ. Потери из-за макроизгибов зависят от радиуса изгиба. При больших радиусах изгиба (более 25-30 мм на длине волны 1310 нм) они пренебрежимо малы. При уменьшении радиуса изгиба потери начинают быстро возрастать. Так при намотке нескольких витков волокна на карандаш потери могут возрасти на 20-40 дБ.

---

<sup>14</sup> Понятие «числовая апертура» будет подробно рассмотрено в теме 3. Сейчас отметим только, что числовая апертура источника характеризует расходимость его излучения, а числовая апертура ОВ – диапазон углов, под которыми излучение может быть введено в ОВ.

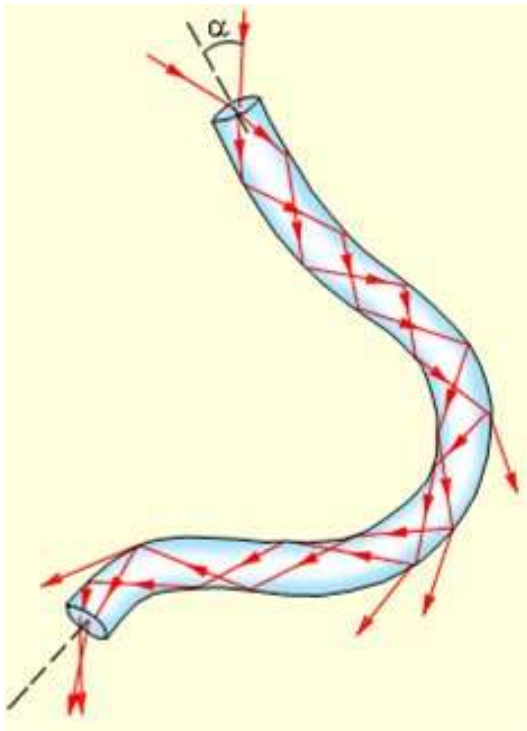


Рис. 4.2. Потери излучения на изгибе ОВ.

Относительно недавно, однако, фирма Corning разработала новый тип ОВ – волокно ClearCurve, с очень малыми потерями на макроизгибах. В этом волокне сердцевина окружена кольцом отражающих наноструктур, не позволяющих свету выйти за пределы сердцевины.

Наиболее существенный вклад в увеличение затухания вносят микроизгибы, радиус которых соизмерим с радиусом сердцевины ОВ. Характер зависимости потерь от рассеяния на микроизгибах  $\alpha_{ми}$  - имеет вид

$$\alpha_{ми} = \frac{C_{ми}}{NA^6}, \quad (2.77)$$

где  $C_{ми}$  - постоянная потеря на микроизгибах,  $NA$  – числовая апертура

### **2.3.5. Влияние затухания на длину регенерационного участка**

Если известно максимально допустимое затухание  $a_{max}$  на регенерационном участке, то длину регенерационного участка  $L_{rs}$ <sup>15</sup> можно примерно оценить следующим образом:

$$L_{rs} = \frac{a_{max}}{\alpha}, \quad (2.78)$$

где  $\alpha$  - коэффициент затухания.



Максимально допустимое затухание в линии определяется параметрами передающего и фотоприемного устройства.

Одним из основных параметров передающего устройства является средняя мощность излучения в точке  $S$   $P_S$  в мВт или уровень этой мощности  $y_S$  в дБм. Для фотоприемного устройства основным параметром является его чувствительность – минимальная мощность  $P_{Rmin}$  или минимальный уровень мощности  $y_{Rmin}$  на его входе (в точке  $R$ ), который он способен отличить от шума. Максимально допустимое затухание в линии определяется следующим образом:

$$a_{max} = 10 \cdot \lg \frac{P_S}{P_{Rmin}} = y_S - y_{Rmin}. \quad (2.79)$$

<sup>15</sup> rs – regenerator section

Выражение (4.7) не учитывает дополнительных потерь, которые также возникают в оптической линии. Уточним выражение (4.7) учетом потерь в соединениях ОВ. Оптические кабели производится строительными длинами по 5-7 км. Регенерационный участок должен состоят обычно из нескольких строительных длин, ОВ которых соединяются между собой в оптических муфтах неразъемными сварными соединениями. Каждое сварное соединение вносит потери (обычно 0.01-0.1 дБ). Если известно число неразъемных соединений равно  $N_n$  и средние потери в одном соединении  $a_n$ , можно уточнить выражение (2.78):

$$L_{rs} = \frac{a_{\max} - N_n a_n}{\alpha} \quad (2.78a)$$

Число неразъемных соединений на регенерационном участке зависит от строительной длины  $L_s$ :

$$N_n = \frac{L_{rs}}{L_s} - 1 \quad (2.80)$$

Подставив это выражение в (2.78a) и решив полученное уравнение относительно  $L_{rs}$ , получим:

$$L_{rs} = \frac{a_{\max} + a_n}{\alpha + a_n/L_s}.$$

Пренебрегая в числителе величиной  $a_n$  по сравнению с  $a_{\max}$ , получим:

$$L_{rs} = \frac{a_{\max}}{\alpha + a_n/L_s} \quad (2.78б)$$

### **2.3.5. Влияние затухания на минимальную длину сегмента сети**

Как ни странно, но кроме максимально допустимого затухания существует также и **минимально допустимое**. Это ограничение связано с еще одним параметром фотоприемного устройства – уровнем его перегрузки – максимальной мощностью  $P_{R\max}$  или максимальным уровнем мощности  $y_{R\max}$ , на который приемник способен адекватно отреагировать.

Минимально допустимое затухание в линии определяется следующим образом:

$$a_{\min} = 10 \cdot \lg \frac{P_S}{P_{R\max}} = y_S - y_{R\max}. \quad (2.81)$$

Затухание может оказаться меньше минимально допустимого, если длина линии достаточно мала. Короткие линии характерны для внутриобъектовой связи и локальных сетей.

Если известно минимально допустимое затухание  $a_{\min}$ , то минимальную длину сегмента  $L_{ns}$ <sup>16</sup> можно примерно оценить следующим образом:

$$L_{ns\min} = \frac{a_{\min}}{\alpha}. \quad (2.82)$$

---

<sup>16</sup> ns – network segment

Выражение (2.82) не учитывает дополнительных потерь, основным источником которых являются разъемные соединения. Обычно сегмент сети содержит 2 разъемных соединения (в начале и конце). Если  $a_p$  – средние потери в разъемном соединении, то выражение (2.82) можно уточнить:

$$L_{nsmin} = \frac{a_{min} - 2a_p}{\alpha}. \quad (2.82a)$$

Если минимальная длина сегмента по (2.82a) составляет, например, 40 м, а реально необходимо передать сигнал на 20 м, в линию придется внести дополнительное затухание. Для этой цели существуют пассивные оптические устройства – аттенюаторы. Минимальную величину дополнительного затухания  $a_{amin}$  можно найти из соотношения:

$$L_{ns} = \frac{a_{min} - 2a_p - a_{amin}}{\alpha}, \quad (2.83)$$

где  $L_{ns}$  – реальная длина сегмента сети. Из (2.83) следует:

$$a_{amin} = a_{min} - L_{ns}\alpha - 2a_p \quad (2.84)$$

### 3. Технологии на основе многомодовых оптических волокон

#### 3.1. Геометрическая трактовка понятия «мода». Классификация волокон.

На рис. 3.1 показана структура ОВ, которое состоит из сердцевины и оболочки. Сердцевина имеет показатель преломления  $n_1$  несколько выше показателя преломления оболочки  $n_2$ . Поэтому на границе сердцевина-оболочка может наблюдаться явление полного внутреннего отражения. Свет вводится в волокно через торец.



Обратите внимание, что на рис. 3.1 показаны не все лучи. На границе окружающая среда-торец ОВ не нарисованы отраженные лучи для всех падающих лучей, на границе сердцевина-оболочка не нарисованы отраженные лучи для синего и зеленого падающих лучей.

Предположим, что лучи от некоторого источника фокусируются в центре торца ОВ (рис. 3.1). В зависимости от величины угла  $\varphi_{i0}$ , который эти лучи образуют с осью, имеют место:

1. лучи сердцевины или направляемые лучи (коричневый луч). Это лучи, которые на границе сердцевина-оболочка испытывают полное внутреннее отражение.
2. лучи оболочки (синий луч). Это лучи, которые испытывают полное внутреннее отражение на границе оболочка-защитное покрытие.
3. лучи, выходящие в окружающее пространство (зеленый луч). Лучи, для которых не выполняются условия полного внутреннего отражения.

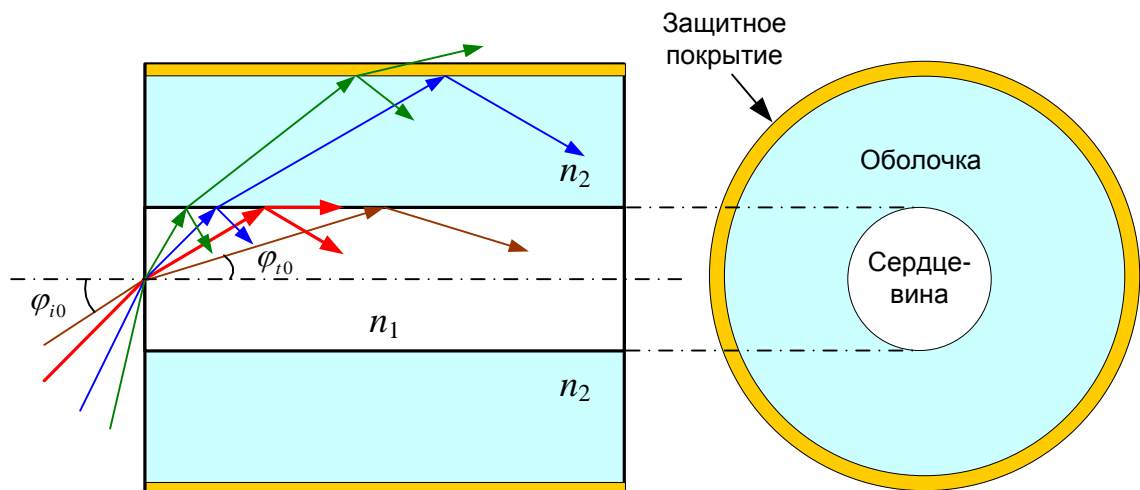


Рис. 3.1. Моды в ступенчатом ОВ

Для оптической связи могут использоваться только направляемые лучи, для которых выполнено условие полного внутреннего отражения на границе сердцевина-оболочка, а значит их энергия остается сосредоточенной внутри сердцевины. Мы уже знаем, что для этого угол падения луча на границу сердцевина-оболочка должен быть больше некоторого критического угла  $\varphi_{кр}$  (этому углу соответствует красный луч), равно  $\arcsin(n_2/n_1)$ . Это и есть условие существования направляемых лучей.

Итак, в соответствии с геометрическим приближением все лучи, угол падения которых на границу сердцевина-оболочка больше критического  $\varphi_i \geq \varphi_{кр}$ , являются направляемыми, то есть направляемых лучей бесконечно много. Однако если провести более сложный анализ с использованием волновой оптики, окажется, что не все такие лучи являются направляемыми. Свойством направляемости для каждого ОВ обладает ограниченное число лучей, идущих под определенными дискретными углами.

Эти лучи и получили название **направляемых мод**. Ненаправляемые лучи также называют модами и различают **оболочечные моды** (синий луч) и **моды излучения** (зеленый луч).

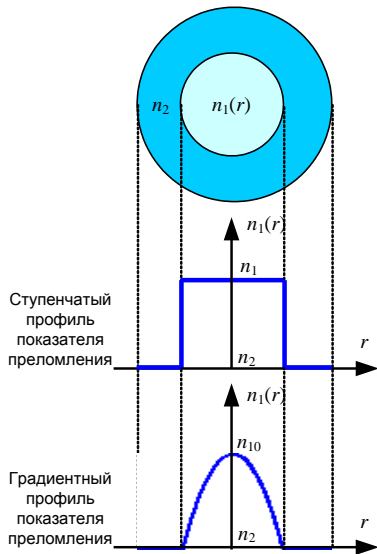


Рис. 3.2. Ступенчатый и градиентный профили показателя преломления

Все ОВ можно по количеству распространяющихся в них **на рабочей длине волны** направляемых мод можно разделить на **многомодовые** (ОВ, в которых число направляемых мод больше одной) и **одномодовые** (ОВ, в которых свойством направляемости обладает только одна мода).

Все ОВ можно также разделить на ОВ со ступенчатым и градиентным ППП (рис. 3.2) или, более кратко, на ступенчатые и градиентные.

Показатель преломления сердцевины ОВ со ступенчатым ППП (или просто ступенчатого) имеет определенное постоянное значение. В ОВ с градиентным ППП или градиентного показатель преломления сердцевины изменяется по какому-либо закону.

### 3.2. Многомодовые оптические волокна со ступенчатым профилем показателя преломления.

Многомодовые пластиковые оптические волокна со ступенчатым профилем показателя преломления в настоящее время используются в локальных сетях со скоростями передачи до 100 Мбит/с. Кварцевые волокна с таким профилем для связи не используются.

Рассмотрим траектории лучей в многомодовом ОВ со ступенчатым профилем показателя преломления, имеющим постоянное значение показателя преломления, как в сердцевине, так и в оболочке.

Все возможные направляемые лучи можно разделить на меридиональные и косые. Первые имеют траектории, проходящие через ось ОВ, и угол падения на границу сердцевина оболочка:

$$\varphi_i \geq \arcsin \frac{n_2}{n_1} = \varphi_{кр}. \quad (3.1)$$

Таких лучей существует некоторое конечное количество. Они отличаются углами  $\varphi_i$ . Косые лучи не проходят через ось ОВ. В дальнейшем мы будем рассматривать только меридиональные лучи.

### 3.2.1. Апертурные свойства ОВ.

Рассмотрим процессы ввода излучения в многомодовое ступенчатое ОВ от источника излучения, который фокусирует свое излучение на центр торца ОВ (рис. 3.3). При этом можно полагать, что падающие лучи образуют конус.

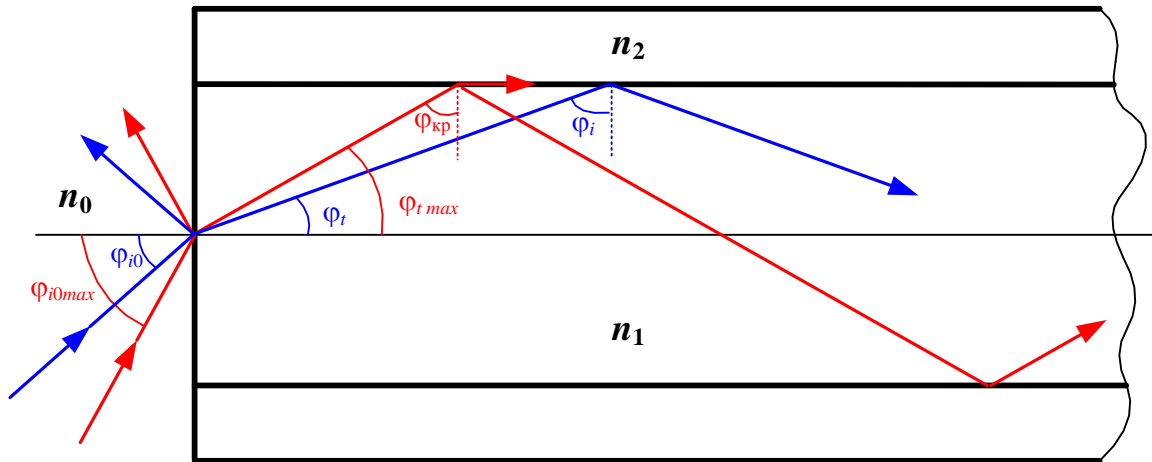


Рис. 3.3. Ввод и распространение меридиональных лучей по ступенчатому ОВ

На торцевой поверхности лучи испытывают отражение и преломление света. Отраженные лучи приводят к потерям на вводе излучения от источника в сердцевину ОВ. Преломленные на плоской торцевой поверхности лучи продолжают распространяться в сердцевине ОВ под углом преломления по отношению к оси ОВ

$$\varphi_t = \arcsin\left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin(\varphi_{i0})\right), \quad (3.2)$$

где  $n_0$  – показатель преломления среды, из которой вводится излучение в ОВ. Обычно это воздух  $n_0=1$ ,  $\varphi_{i0}$  – угол падения некоторого луча на торцевую поверхность ОВ.

Далее эти лучи достигнут границы раздела сердцевина-оболочка, на которой также будет происходить отражение и преломление света. Угол падения для меридиональных лучей на границу раздела сердцевина-оболочка составит

$$\varphi_i = \pi/2 - \varphi_t. \quad (3.3)$$

Направляемыми будут только те лучи, для которых выполнено условие полного внутреннего отражения

$$\varphi_i \geq \varphi_{kp} = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right), \quad (3.4)$$

Максимальный угол ввода будет соответствовать лучу, угол падения которого на границу сердцевина-оболочка равен критическому:

$$\sin(\varphi_{i0}) \leq \sin(\varphi_{i0\max}) = \frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (3.5)$$

Угол  $\varphi_{i0\max}$  называется **апертурой** или **апертурным углом**. Это максимальный угол между оптической осью и одной из образующих светового конуса лучей источника, которые входят через торец ОВ и распространяются по прямолинейной сердцевине ОВ без потерь на отражение. Если угол ввода луча будет больше апертурного, соответствующий луч не будет направляемым.

Синус апертурного угла при вводе излучения в ОВ из воздуха ( $n_0 = 1$ ) является нормируемым параметром ОВ и называется **числовой апертурой**:

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (3.6)$$

$NA$  – числовая апертура – безразмерный параметр ОВ, характеризующий эффективность ввода излучения в ОВ.

### 3.2.2. Нормированная частота и число мод

Одним из важных параметров ОВ с учетом используемого источника излучения является, так называемая **нормированная частота** – безразмерная величина, ранее определенная в (2.38):

$$V = \frac{2 \cdot \pi \cdot r_{core} \cdot NA}{\lambda_0}, \quad (3.7)$$

где  $r_{core}$  – радиус сердцевины ОВ,  $\lambda_0$  – длина волны источника излучения в вакууме.

Нормированная частота позволяет приблизительно оценить число направляемых мод в ОВ со ступенчатым ППП по выражению (2.69). Поскольку выражение для нормированной частоты включает в себя длину волны источника, число мод будет также зависеть от рабочей длины волны.

### 3.2.3. Межмодовая дисперсия

Оптические сигналы, передаваемые по ОВ, представляют собой последовательность коротких оптических импульсов. Энергия оптического импульса, введенного в ОВ, примерно поровну распределяется между всеми направляемыми модами. Каждая мода несет часть энергии исходного импульса.

Скорости распространения энергии для всех мод вдоль их траекторий в ступенчатом ОВ будут одинаковыми и равными групповой скорости:

$$V_g = \frac{c}{n_g}, \quad n_g = n(\lambda) - \lambda \frac{dn}{d\lambda}. \quad (3.8)$$

где  $n_g$  – групповой показатель преломления среды.

На рис. 3.4 показаны зависимости  $n(\lambda)$  для чистого кварца (черная кривая) и для кварца с различным содержанием легирующей добавки  $GeO_2$ .



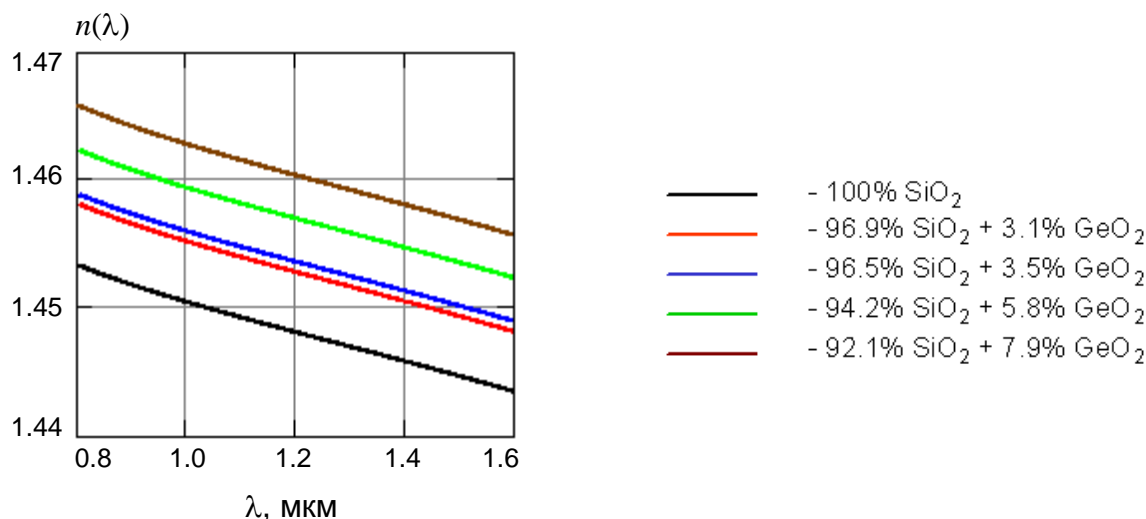


Рис. 3.4. Зависимости показателя преломления от длины волны.

Итак, скорости всех мод вдоль их траекторий в ступенчатом ОВ будут одинаковыми. Однако время, которое понадобится каждой из мод для прохождения 1 км ОВ, будет различным.

Для того чтобы пройти 1 км волокна, разным модам приходится преодолевать разное расстояние. Мода, идущая вдоль оптической оси волокна, должна пройти путь, равный длине волокна, то есть 1 км. Мода, идущая под углом к оптической оси, должна пройти больший путь. Легко показать, что он будет равен  $1 \text{ км} / \sin \varphi$ , где  $\varphi$  - угол падения луча на границу сердцевина-оболочка.

Соответственно, порции энергии, переносимые разными модами, на выход ОВ придут не одновременно. Первым придет импульс, который несет мода низшего порядка, имеющая кратчайший путь. Затем будут приходить импульсы других мод. На выходе ОВ импульсы отдельных мод, пришедшие в разное время, сложатся, образуя более широкий, по сравнению с входным, оптический импульс.

На рис. 3.5 показаны траектории некоторых лучей в многомодовом ступенчатом ОВ. Там же показан профиль показателя преломления и формы входного и выходного оптического импульса.

Явление уширения импульса в многомодовом ОВ, механизм которого мы рассмотрели, называется **межмодовой дисперсией**.

**Коэффициентом межмодовой дисперсии  $D_m$**  называют величину уширения импульса на одном километре волокна. Коэффициент межмодовой дисперсии измеряется в нс/км. Если величина коэффициента межмодовой дисперсии известна, то уширение импульса  $\Delta t$  в ОВ длиной  $L$  в первом приближении определится выражением

$$\Delta t = \sqrt{t_{out}^2 - t_{in}^2} = D_m \cdot L. \quad (3.9)$$

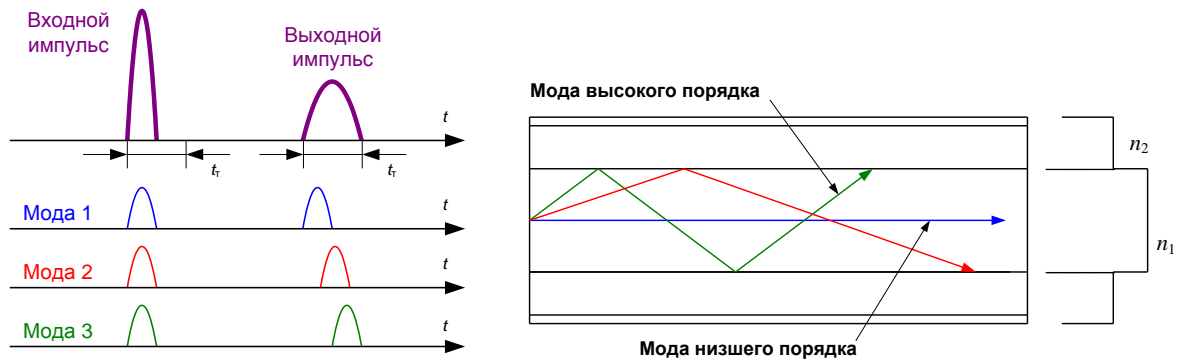


Рис. 3.5. Траектории меридиональных лучей в ОВ со ступенчатым ППП.

Для ориентировочной оценки величины межмодовой дисперсии можно определить разность времен распространения меридиональных лучей с наименьшей и наибольшей длиной траектории. Наименьшую траекторию и наименьшее время распространения  $t_{min}$  имеет луч, распространяющийся вдоль оси ОВ. Наибольшую траекторию и наибольшее время распространения  $t_{max}$  имеет луч, распространяющийся по ОВ, отражаясь от границы раздела сердцевины и оболочки под углом полного внутреннего отражения.

$$t_{min} = \frac{L \cdot n_{1g}}{c}, \quad t_{max} = \frac{L \cdot n_{1g}}{c \cdot \sin(\varphi_{кр})} = \frac{L \cdot n_{1g} \cdot n_1}{c \cdot n_2} \quad (3.10)$$

Для верхней оценки величины межмодовой дисперсии можно записать

$$D_m = \frac{t_{max} - t_{min}}{L} = \frac{n_{1g}}{c} \cdot \left[ \frac{n_1}{n_2} - 1 \right] = \frac{n_{1g} \cdot (n_1 - n_2)}{c \cdot n_2} = \frac{n_{1g} \cdot NA^2}{c \cdot n_2 \cdot (n_1 + n_2)} \quad (3.11)$$

Из последнего выражения видно, что увеличение числовой апертуры  $NA$  приводит к резкому увеличению межмодовой дисперсии, но повышает эффективность ввода излучения в ОВ от источника излучения с широкой диаграммой направленности.

	<p>Межмодовая дисперсия ограничивает максимальное расстояние, на которое можно передать сигнал с определенной скоростью без регенерации.</p> <p>Межмодовая дисперсия ограничивает максимальную скорость, с которой можно передавать сигнал на определенное расстояние без регенерации.</p>
--	--

Цифровой оптический сигнал, передаваемый по ОВ, представляет собой последовательность коротких оптических импульсов. Число импульсов, передаваемых за 1 с, соответствует скорости передачи  $B$ . Скорость передачи определяет также тактовый интервал  $t_T$ , отведенный одному импульсу. При простейшем двухуровневом кодировании:

$$t_T = \frac{1}{B}. \quad (3.12)$$

Изначально импульс занимает от четверти до половины тактового интервала. В процессе распространения импульса по волокну он постепенно

расширяется из-за дисперсии и занимает все большую часть тактового интервала. Когда импульс займет весь тактовый интервал, сигнал необходимо регенерировать. Чем больше дисперсия, тем быстрее расширяются импульсы и тем чаще нужно ставить регенераторы.

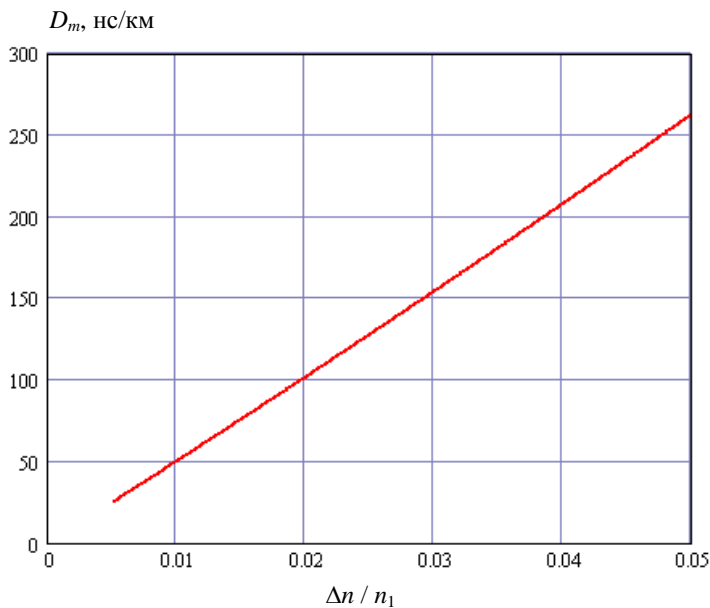


Рис. 3.6. Зависимость межмодовой дисперсии от относительной разности показателей преломления сердцевины и оболочки.

дисперсии 50 нс/км уже для скорости 5 Мбит/с регенераторы придется ставить через каждый километр).

Для уменьшения межмодовой дисперсии необходимо уменьшать количество мод в ОВ. Из выражений (2.69) и (3.7) видно, что для уменьшения количества мод необходимо уменьшать нормированную частоту, т.е. уменьшать радиус сердцевины, числовую апертуру (разность показателей преломления между сердцевиной и оболочкой) и использовать источник с большей длиной волны.

#### **3.2.4. Широкополосные свойства ОВ**

С межмодовой дисперсией связано понятие широкополосности волокна или удельной полосы пропускания  $W$  [МГц км]. Этот параметр может быть определен экспериментально по срезу амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) на уровне 3 дБ (рис. 3.7). Источник излучения должен генерировать синусоидальное изменение мощности на пьедестале. Между величиной широкополосности и коэффициентом межмодовой дисперсии  $D_m$  [нс/км] существует зависимость

$$W = 440/D_m. \quad (3.13)$$

Величина широкополосности для ступенчатых многомодовых ОВ ограничивается величиной 20-50 МГц км. То есть на 1 км можно передать без регенерации сигнал с максимальной скоростью 40-100 Мбит/с. Это очень мало.

На рис. 3.6 показаны результаты расчетов коэффициента межмодовой дисперсии по выражению (3.11). Видно, что с увеличением относительной разности показателей преломления  $D_m$  быстро растет.

При небольшой относительной разности показателей преломления в 1%  $D_m$  уже принимает неприемлемое для практики значение, резко ограничивающее скорость передачи по многомодовым ОВ (при таком значении

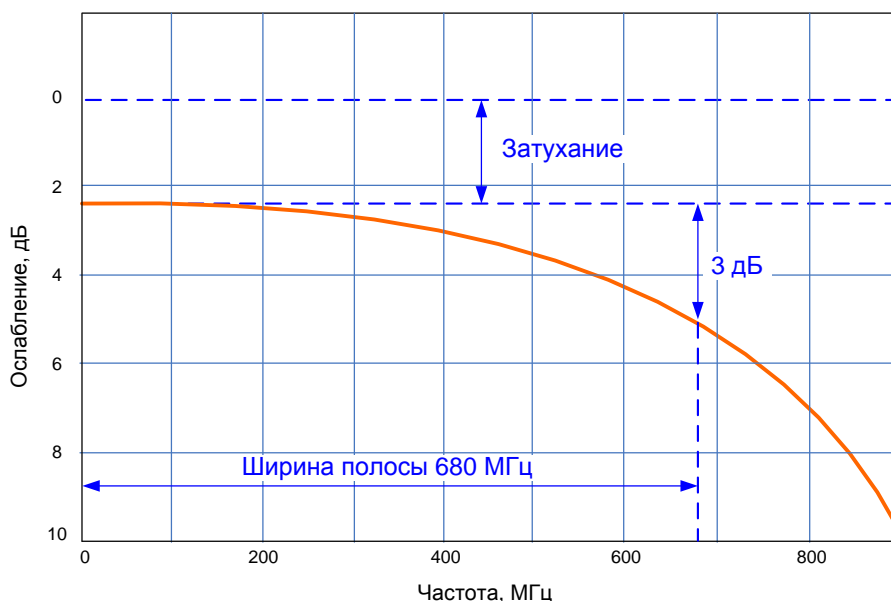


Рис. 5.8. Понятие широкополосности ОВ.

### 3.2.5. Максимальные длина сегмента и скорость передачи

В ОВ с известной широкополосностью  $W$  всегда существует компромисс между скоростью и дальностью передачи:

$$W = \Delta F \cdot L, \quad (3.14)$$

где  $\Delta F$  – ширина полосы, занимаемая сигналом, (она определяет скорость передачи),  $L$  – расстояние, на которое нужно передать сигнал.

**Если известна скорость передачи сигнала  $B$ , можно найти максимальное расстояние**, на которое можно передать такой сигнал. Известно, что сигнал со скоростью  $B$  при использовании простейшего двухуровневого RZ-кодирования занимает полосу:

$$\Delta F = B. \quad (3.15)$$

Поэтому максимальное расстояние составит:

$$L_{\max} = W / \Delta F, \quad (3.16)$$

**Если известно расстояние  $L$ , на которое передается сигнал, можно найти максимальную скорость**, с которой можно его передавать. Расстояние определяет максимальную полосу, которую может занимать сигнал:

$$\Delta F_{\max} = W / L. \quad (3.17)$$

Значит максимальная скорость составит (из (3.15)):

$$B_{\max} = \Delta F_{\max} \cdot L. \quad (3.18)$$

### **3.3. Многомодовые оптические волокна с усеченным степенным профилем показателя преломления.**

Для уменьшения межмодовой дисперсии и увеличения широкополосности были разработаны многомодовые ОВ с изменяющимся в

пределах сердцевины показателем преломления, которые называют ОВ с градиентным ППП.

Наибольшее распространение получили градиентные ОВ с усеченным степенным профилем показателя преломления, в которых  $n_1$  показатель преломления сердцевины ОВ с радиусом  $r_{core}$  уменьшается с увеличением расстояния  $r$  от оси ОВ по закону близкому к параболическому

$$n_1^2 = n_{10}^2 \cdot \left[ 1 - 2\Delta \cdot \left( \frac{r}{r_{core}} \right)^q \right], \text{ при } 0 < r < r_{core}, \quad (3.19)$$

где  $n_{10}$  - показатель преломления на оси ОВ,  $2\Delta = \frac{n_{10}^2 - n_2^2}{n_{10}^2}$  - относительная разность показателей преломления сердцевины и оболочки,  $q$  - показатель степенного профиля.

Показатель преломления оболочки  $n_2$  является постоянной величиной

$$n_2 = n_{10} \cdot \sqrt{1 - 2\Delta}. \quad (3.20)$$

На рис. 3.8 показаны профили показателей преломления с различными значениями показателя степенного профиля. Расчеты проводились для  $n_{10} = 1.5$ ,  $\Delta = 0.01$ . Усеченным профилем показателя преломления ОВ называют потому, что зависимость (3.19) ограничена (усечена) сердцевинной.

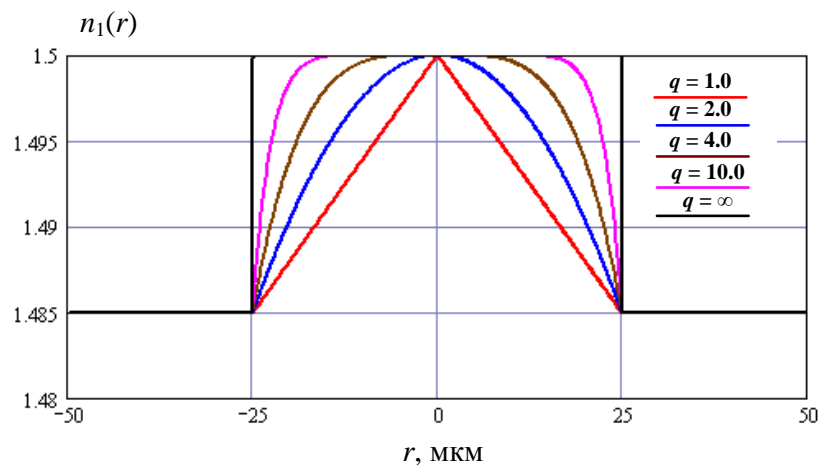


Рис. 3.8. Усеченные степенные профили показателя преломления.

### **3.3.1. Траектории направляемых лучей в ОВ с усеченным степенным ППП.** **Лучевой инвариант**

На рис. 3.9 показаны траектории некоторых лучей (мод) в градиентном ОВ. Видно, что радиальные изменения показателя преломления приводят к искривлению траекторий лучей.

Различные типы меридиональных лучей (мод) можно характеризовать лучевым инвариантом  $B$ , который представляет собой постоянную для данного луча скалярную величину, характеризующую его направление в любой точке поперечного сечения сердцевины.

$$\beta = n_1(r) \cdot \cos\theta_z(r) \quad (3.21)$$

где  $\theta_z(r)$  – угол, образующийся между касательной к траектории луча и осью ОВ.

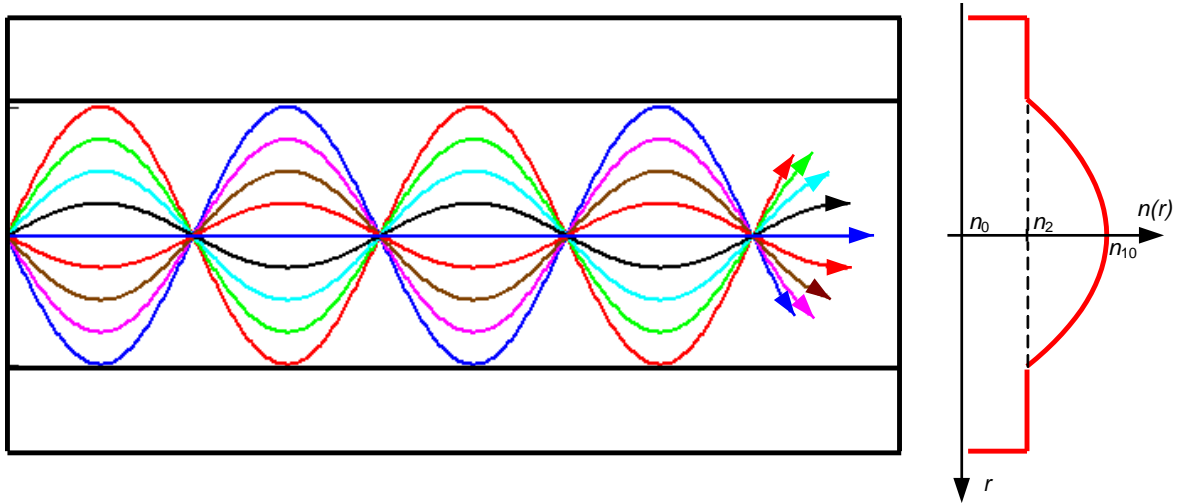


Рис. 3.9. Траектории меридиональных лучей в ОВ с усеченным степенным ППП.

Траектории направляемых лучей в таком ОВ не доходят до границы сердцевина-оболочка. Они распространяются внутри центральной части сердцевины, ограниченной цилиндрической поверхностью, называемой **внешней каустикой**. Это исключает потери мощности. Радиус внешней каустики можно найти из 3.16 и 3.14, приравняв  $\theta_z(r)$  к 0:

$$r_{ce} = r_{core} \cdot \left( \left( 1 - \frac{\beta^2}{n_{10}^2} \right) / 2\Delta \right)^{\frac{1}{q}} \quad (3.22)$$

Из условий  $r_{ce} \leq a$  и  $r_{ce} > 0$ , можно получить условие направляемости лучей:

$$n_2(\lambda) < \beta \leq n_1(\lambda) \quad (3.23)$$

Моде низшего порядка, также как и в ступенчатых ОВ, соответствует траектория вдоль оси ОВ, а моде самого высокого порядка соответствует траектория, касательная к поверхности раздела сердцевины и оболочки.

### 3.3.2. Межмодовая дисперсия в ОВ с усеченным степенным ППП

Общая идея перехода от многомодовых ступенчатых ОВ к градиентным состоит в том, чтобы выровнять времена распространения отдельных мод по ОВ, и, тем самым, существенно уменьшить коэффициент межмодовой дисперсии.

Скорость любого луча, кроме осевого, в градиентном ОВ будет изменяться вдоль его траектории (рис. 3.9). Она будет наименьшей при прохождении оси ОВ и наибольшей вблизи оболочки. Профиль показателя преломления подбирается таким образом, чтобы выровнять времена прохождения различных мод по ОВ. Самая маленькая скорость, но и

кратчайшая траектория будет у луча, траектория которого совпадает с осью ОВ, где показатель преломления максимален. Другие лучи имеют более длинные траектории, но и большую среднюю скорость.

Несмотря на стремление выровнять скорости распространения различных лучей вдоль оси многомодового градиентного ОВ это полностью не удается. Поэтому межмодовая дисперсия все равно будет иметь место. Для оценки  $D_m$  нам (как и в случае ступенчатого ОВ) нужно найти два направляемых луча с минимальным и максимальным временем распространения и рассчитать дисперсию по выражению:

$$D_m = \frac{t_{\max} - t_{\min}}{L} = \tau_{\max} - \tau_{\min}, \quad (3.24)$$

где  $\tau_{\max}$  и  $\tau_{\min}$  – удельные минимальное и максимальное времена распространения.

Однако, если для ступенчатого ОВ очевидно, что минимальное время распространения соответствует лучу, идущему по кратчайшей траектории, а максимальное – направляемому лучу, идущему по самой длинной траектории, то для градиентного ОВ это не так. Здесь нужен более сложный расчет.

Известно, что удельное время распространения луча на единичное расстояние в ОВ с усеченным степенным профилем зависит только от лучевого инварианта  $B$  и от параметра  $p$  внеосевой дисперсии материала сердцевины ОВ:

$$\tau(B) = \frac{1}{c} \cdot \frac{n_{10g}}{q+2} \left[ (p+q) \cdot \frac{n_{10}}{\beta} + (2-p) \cdot \frac{\beta}{n_{10}} \right], \text{ с/км} \quad (3.25)$$

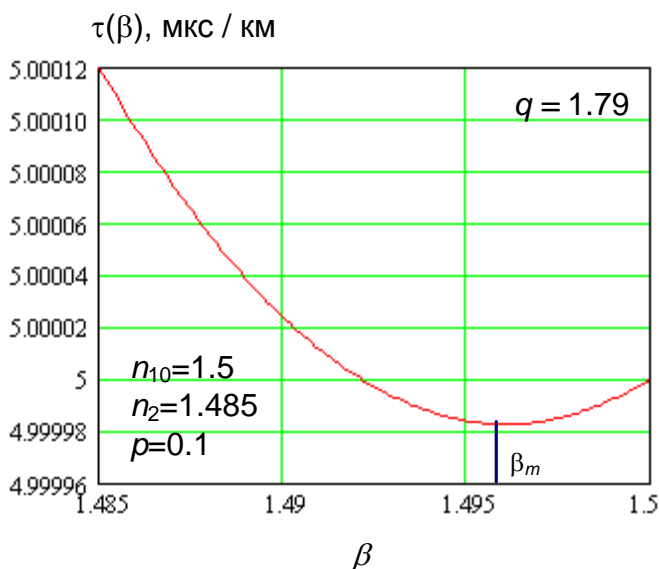


Рис. 3.10. Зависимость удельного времени задержки от величины первого инварианта.

где  $n_{10g} = n_{10}(\lambda) - \lambda \frac{dn_{10}}{d\lambda}$  – групповой показатель преломления на оси ОВ;  $c = 3 \cdot 10^5$  км/с – скорость света в вакууме;  $p = \frac{n_{10}(\lambda)}{n_{10g}} \frac{\lambda}{\Delta(\lambda)} \frac{d\Delta}{d\lambda}$  – параметр внеосевой дисперсии материала сердцевины ОВ.

На рис. 3.10 показана зависимость удельного времени распространения для различных значений инварианта  $\beta$ . Из рис. 3.10 видно, что для определенного значения инварианта удельное время распространения принимает минимальное значение. Можно найти значение инварианта  $\beta_m$ ,

которому соответствует минимальное удельное время распространения.

Несложные расчеты позволяют получить величину  $\beta_m$

$$\beta_m = n_{10} \cdot \sqrt{\frac{q+p}{2-p}}. \quad (3.26)$$

При этом минимальное удельное время распространения на единичное расстояние будет равно:

$$\tau(\beta_m) = \frac{1}{c} \cdot \frac{2n_{10}g}{q+2} \cdot \sqrt{(p+q) \cdot (2-p)} \quad (3.27)$$

Расположение диапазона направляемых лучей по отношению к  $\beta_m$  на определенной длине волны зависит от показателя степенного профиля  $q$ .

Инвариант  $\beta_m$  всегда соответствует самому «быстрому» лучу, но этот луч не всегда является направляемым. На рис. 5.11 показаны варианты расположения диапазона направляемых лучей относительно  $\beta_m$ . На двух верхних графиках инвариант  $\beta_m$  соответствует ненаправляемому лучу, на двух нижних – направляемому.

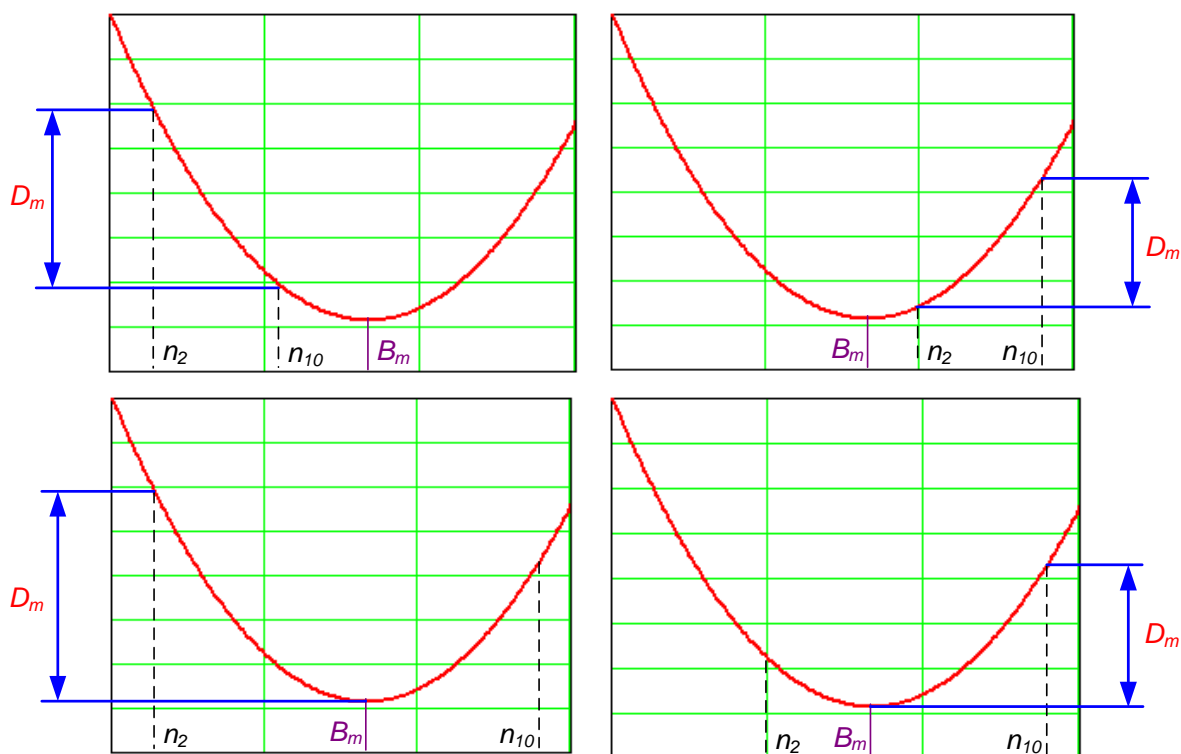


Рис. 3.11. Расчет межмодовой дисперсии по выражению (3.24).

В зависимости от того, входит ли  $\beta_m$  в диапазон направляемых лучей (3.23), удельные максимальное и минимальное времена распространения, входящие в выражение (3.24) для межмодовой дисперсии, рассчитываются по-разному:

$$\tau_{\max} = \max[\tau(n_{10}), \tau(n_2)] \quad (3.28a)$$

$$\tau_{\min} = \begin{cases} \min[\tau(n_{10}), \tau(n_2), \tau(B_m)] & \text{при } n_2 < B_m < n_{10} \\ \min[\tau(n_{10}), \tau(n_2)] & \text{при } B_m < n_2 \text{ и } B_m > n_{10} \end{cases} \quad (3.28б)$$



На рис. 3.11 не хватает еще одного варианта – варианта, когда удельные времена распространения, соответствующие минимальному и максимальному значениям инварианта  $B$  равны (рис. 3.12). Этот случай соответствует минимально достижимой межмодовой дисперсии. Из (3.25) следует, что в этом случае:

$$\tau_{Dm \min} = \tau(n_{10}) = \frac{n_{10}g}{c} = \tau(n_2) = \frac{1}{c} \cdot \frac{n_{10}g}{q+2} \left[ (p+q) \cdot \frac{n_{10}}{n_2} + (2-p) \cdot \frac{n_2}{n_{10}} \right], \quad (5.29)$$

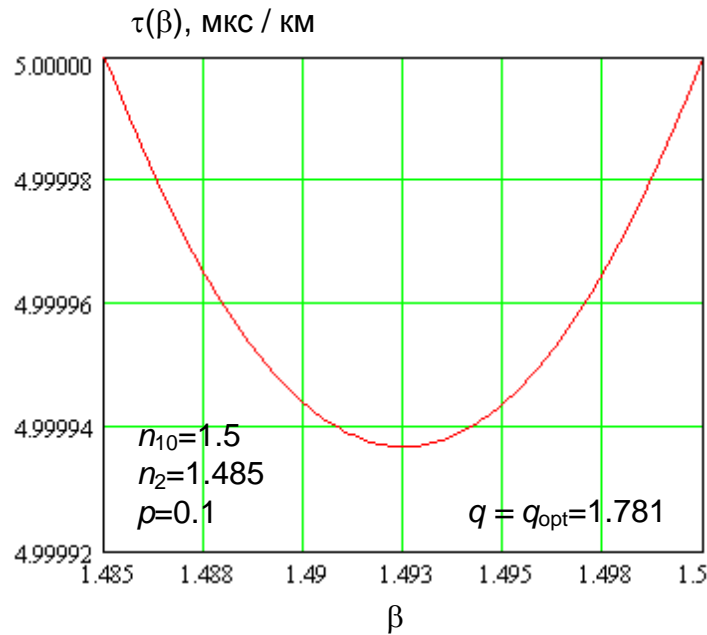


Рис. 5.12. Зависимость удельного времени задержки от величины первого инварианта для оптимального показателя степенного профиля

Решив уравнение (5.29) относительно  $q$ , получаем, что минимальная дисперсия будет у волокна с оптимальным значением параметра степенного профиля

$$q_{opt} = 2 \cdot \frac{n_2}{n_{10}} - p \cdot \frac{n_{10} + n_2}{n_{10}}. \quad (3.30)$$

Минимально достижимая межмодовая дисперсия при  $q = q_{opt}$  может быть рассчитана по выражению

$$D_{m \min} = \tau_{Dm \min} - \tau(B_m) = \frac{n_{10}g}{c} \cdot \left[ 1 - 2 \cdot \frac{\sqrt{n_{10} \cdot n_2}}{n_{10} + n_2} \right] \quad (3.31)$$

Для приведенных выше параметров  $B_m = 1.492$ ,  $q_{opt} = 1.781$ ,  $D_{m \min} = 63$  пс/км.

Зависимость межмодовой дисперсии от показателя профиля  $q$  имеет минимум, который также зависит от длины волны (рис. 3.13). Из рис. 3.13 видно, что минимум очень острый, то есть даже небольшое отклонение показателя степенного профиля от оптимального приводит к резкому возрастанию дисперсии. Поскольку существующие технологии изготовления

ОВ не позволяют выдерживать этот параметр с необходимой точностью, в реальных ОВ дисперсия значительно больше минимально достижимой. Однако она значительно меньше, чем у ступенчатых ОВ и составляет 0.2-2 нс/км.

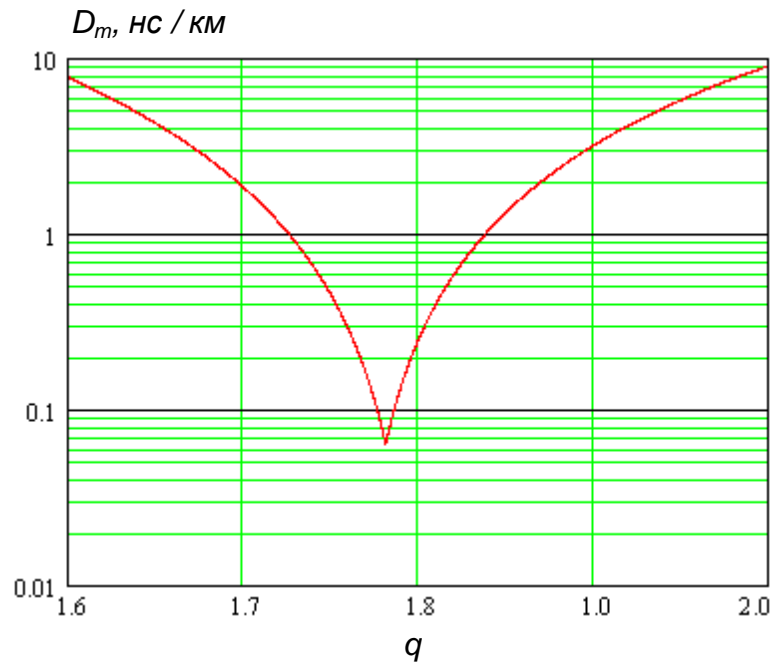


Рис. 5.13. Зависимость межмодовой дисперсии от показателя степенного профиля

Соответственно широкополосность градиентных многомодовых ОВ значительно больше, чем у ступенчатых, и лежит в пределах 200 – 2000 МГц·км.

### **3.3.3. Локальная и эффективная числовая апертура, число направляемых мод**

Для градиентных ОВ вводится понятие **локальной числовой апертуры**, которая показывает, что максимальный угол ввода оптического излучения в этом случае определяется тем, в какой точке сердцевины волокна находится вершина конуса, иными словами, захват волокном вводимого луча света зависит от того, в какой точке сердцевины он вводится в градиентное волокно. Для ОВ с градиентным профилем показателя преломления числовая апертура зависит от расстояния  $r$  до оси ОВ

$$NA(r) = \sin \varphi_{i0}(r) = \sqrt{n_1^2(r) - n_2^2} \quad (3.32)$$

При расчете эффективности ввода излучения в градиентное ОВ его удобно рассматривать, как ступенчатое и характеризовать **эффективной числовой апертурой**, которая для ОВ с  $q = 2$  составляет

$$NA_{эфф} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{n_{10}^2 - n_2^2} \quad (3.33)$$

Эффективная числовая апертура является более информативной характеристикой ОВ и определяется аналогично числовой апертуре, но

критерием ее оценки является изменение мощности в конусе излучения, а не изменение интенсивности в одной плоскости конуса.

Для определения количества мод в ОВ с усеченным степенным профилем также используется нормированная частота ОВ (3.7)

$$M = \frac{V^2}{2(1 + 2/q)} \quad (3.34)$$

Из последнего выражения следует то, что в ступенчатых ОВ при том же значении нормированной частоты будет в два раза больше мод, чем в градиентных ОВ с  $q = 2$ .

### 3.4. Многомодовые градиентные ОВ. Рекомендации МСЭ G.651. Новые типы многомодовых ОВ для высокоскоростных сетей.

В линейных трактах ВОСП продолжают использовать многомодовые ОВ. Они находят применение:

1. На местных сетях для передачи сигналов с относительно низкими скоростями до 8 Мбит/с (PDH)
2. В локальных сетях для передачи сигналов на небольшие расстояния, но даже с гигабитными скоростями.

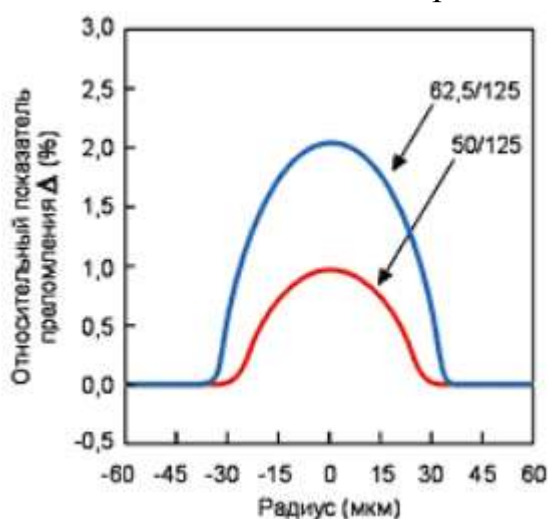


Рис. 3.14. Профили показателей преломления волокон 50/125 и 62.5/125.

Градиентным многомодовым ОВ посвящена рекомендация МСЭ G.651. В ней описаны 2 стандарта таких ОВ – с диаметром сердцевины 50 и 62.5 мкм. Волокна с диаметром сердцевины 50 мкм используются в системах дальней связи (более 2 км), а для локальных вычислительных сетей (ЛВС) используют наряду с этими ОВ также ОВ с сердцевиной 62.5 мкм (до 2 км).

На рис. 3.14 показаны профили показателя преломления этих ОВ. Видно, что ОВ с сердцевиной 62.5 мкм отличается большей разницей показателей преломления, а значит,

большой числовой апертурой (и дисперсией) и меньшей широкополосностью. Поэтому это ОВ используется только в низкоскоростных ЛВС (до 100 Мбит/с). Его достоинством является меньший уровень потерь в разъёмных соединениях, которых в ЛВС обычно много.

Рекомендуемые параметры ММ ОВ показаны в табл. 3.1, из которой следует, что числовая апертура ОВ с сердцевиной 62.5 мкм существенно больше, а широкополосность существенно меньше, чем у ОВ с сердцевиной 50 мкм.

Таблица 3.1.

Параметры	Градиентное многомодовое ОВ	
	50/125	62.5/125
Номинальное затухание на длине волны 850/1300 нм (дБ/км)	$\leq 2.4 / \leq 0.5$	$\leq 2.8 / \leq 0.6$
Максимальное затухание на длине волны 850/1300 нм (дБ/км)	$\leq 2.5 / \leq 0.8$	$\leq 3.0 / \leq 0.7$
Широкополосность на длине волны 850/1300 нм (МГц·км)	$\geq 400 / \geq 800$	$\geq 200 / \geq 400$
Длина волны нулевой дисперсии $\lambda_0$ (нм)	1297-1316	1332-1354
Наклон нулевой дисперсии $S_0$ (пс/(нм <sup>2</sup> ·км))	$\leq 0.101$	$\leq 0.097$
Диаметр сердцевины $d$ (мкм)	$50.0 \pm 3.0$	$62.5 \pm 3.0$
Числовая апертура NA	$0.200 \pm 0.015$	$0.275 \pm 0.015$
Рабочий диапазон температур	$-60^{\circ}\text{C} - +85^{\circ}\text{C}$	$-60^{\circ}\text{C} - +85^{\circ}\text{C}$
Дополнительное вносимое затухание в температурных пределах $-60^{\circ}\text{C} \dots +85^{\circ}\text{C}$ на длинах волн 850 нм и 1300 нм (дБ/км)	$\leq 0.2$	$\leq 0.2$
Дополнительное вносимое затухание в температурных пределах $-10^{\circ}\text{C} \dots +85^{\circ}\text{C}$ , влажности до 98% на длинах волн 850 и 1300 нм (дБ/км)	$\leq 0.2$	$\leq 0.2$
Стандартная длина волокна, поставляемого на катушке (м)	1100-4400	1100-8800
Диаметр оболочки (мкм)	$125.0 \pm 2.0$	$125.0 \pm 2.0$
Радиальное отклонение сердцевины относительно оболочки (мкм)	$\leq 3.0$	$\leq 3.0$
Диаметр защитного покрытия (мкм)	$245 \pm 10$	$245 \pm 10$
Отклонение сердцевины от окружности	$\leq 5\%$	$\leq 5\%$
Тестовое усилие на разрыв (ГН/м <sup>2</sup> )	$\geq 0.7$	$\geq 0.7$
Эффективный показатель преломления $n_{eff}$ на длине волны 850/1300 нм	1.4897 / 1.4856	1.5014 / 1.4966

Приведенные характеристики многомодовых волокон позволяют обеспечить необходимой полосой пропускания на расстояниях до 2 км все технологии, которые до недавнего времени доминировали в локальных сетях и структурированных кабельных системах. Это технологии FDDI, ATM, Fast Ethernet и др. со скоростями до 622 Мбит/с. Однако с внедрением более высокоскоростных технологий Gigabit Ethernet и 10-Gigabit Ethernet полоса пропускания перестала быть достаточной.

Ограничение оказалось связано со спецификой новых источников излучения, используемых в высокоскоростных системах. В них вместо светоизлучающих диодов применяются более быстродействующие недорогие многомодовые лазеры типа VCSEL или обычные одномодовые лазеры. Существенно, что эти излучатели имеют различную ширину диаграммы направленности (рис. 3.15).

Светоизлучающий диод из-за широкой диаграммы направленности дает самое большое световое пятно, которое засвечивает сразу всю сердцевину волокна, часто захватывая также и оболочку. Такой ввод

СВЕТОВОГО СИГНАЛА В ВОЛОКНО НАЗЫВАЕТСЯ НАСЫЩАЮЩИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ СВЕТОВОДА.

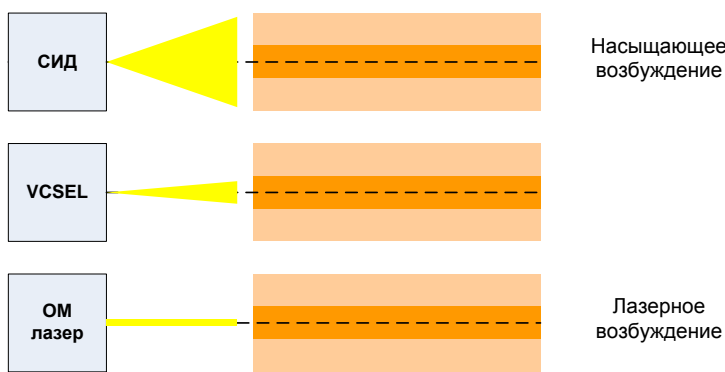


Рис. 3.15. Ввод излучения в волокно от различных источников

Лазер формирует меньшее пятно, засвечивая только центральную часть сердцевины. VCSEL генерирует самый узкий пучок света, направляя его точно по центру сердцевины вдоль оптической оси волокна. Такой ввод светового сигнала в волокно называется лазерным возбуждением.

возбуждением световода.

Основная проблема при лазерном возбуждении волокна связана с тем, что профиль показателя преломления обычного многомодового волокна имеет немонотонность, обусловленную технологией его производства (рис. 3.16). Эта немонотонность находится именно там, где распространяется основная часть энергии лазерного луча. Изменение показателя преломления в зоне распространения лазерного луча приводит к возникновению мод высокого порядка и увеличению межмодовой дисперсии, а значит уменьшению полосы пропускания.

В результате ММ ОВ с диаметром 50 мкм, которое при использовании СИД имеет широкополосность 800 МГц·км (табл. 3.1) и могло бы передавать поток данных со скоростью 1 Гбит/с (500 МГц) на расстояние  $800 / 500 = 1.6$  км, теряет в широкополосности настолько, что без принятия специальных мер считается непригодным для сетей Gigabit Ethernet.

Для радикального решения этой проблемы недавно было начато производство многомодового волокна нового поколения (Laser Grade Multimode Fiber) со сглаженным профилем показателя преломления. Сейчас готовится новый стандарт, в котором описаны три класса этих волокон. Класс OM1 - обычные многомодовые волокна, соответствующие рекомендации G.651, класс OM2 - многомодовые волокна для скорости передачи до 1 Гбит/с, класс OM3 - многомодовые волокна для скорости передачи до 10 Гбит/с. В табл. 3.2 приведены параметры этих волокон и максимальные расстояния, на которых обеспечивается необходимая пропускная способность.

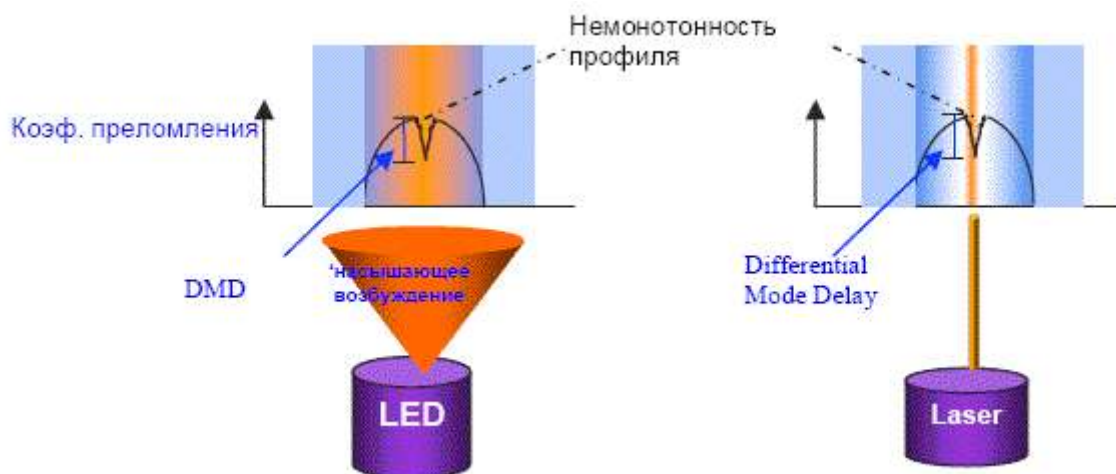


Рис. 3.16. Использование светоизлучающего диода и лазера с многомодовым волокном.

Альтернативным использованию дорогих многомодовых волокон классов OM2 и OM3 решением является создание специальных условий ввода луча в сердцевину волокна путем смещения точки ввода оптического сигнала относительно оси волокна. При этом большая часть оптической энергии распространяется по ОВ, минуя «дефектную» сердцевину обычного волокна, позволяет реализовать потенциально достижимую полосу пропускания.

Таблица 3.2

Класс волокна		OM1		OM2	OM3
Диаметр сердцевины волокна, мкм		50	62.5	50	50
Коэффициент затухания на длине волны 850/1300 нм, дБ/км		3.5/1.5		3.5/1.5	3.5/1.5
Широкополосность при насыщающем возбуждении на длине волны 850/1300 нм, МГц·км		400/800	200/400	600/1200	1500/500
Широкополосность при лазерном возбуждении на длине волны 850 нм, МГц·км		-		-	2000
Максимальное расстояние для Gigabit Ethernet / 10 Gigabit Ethernet, м	850 нм	550/-	275/-	750/110	/300
	1300 нм	550/-	550/-	2000/110	-

Этот способ реализован в виде соединительного шнура с так называемым модовым преобразованием (Offset Launch Mode Conditioning Cable Assembly). Шнур<sup>17</sup> предназначен для подключения гигабитных портов активного сетевого оборудования к кабельным линиям с волокном 62,5/125 мкм (рис. 3.17). Смещенный ввод обеспечивается пассивным устройством, представляющим собой соединение отрезков OM и MM волокна с определенным радиальным смещением. Номинальное радиальное смещение

<sup>17</sup> Он представляет собой кабель, оконеченный с одной стороны многомодовым дуплексным соединителем или двумя симплексными соединителями SC, а с противоположного конца - многомодовым SC-соединителем и одномодовым SC-соединителем. О соединителях см. тему «Пассивные компоненты ВОЛС».

для волокна 62,5/125 мкм составляет 20 мкм, а для волокна 50/125 мкм – 13 мкм, допуски на смещение приведены на рис. 5.17<sup>18</sup>.

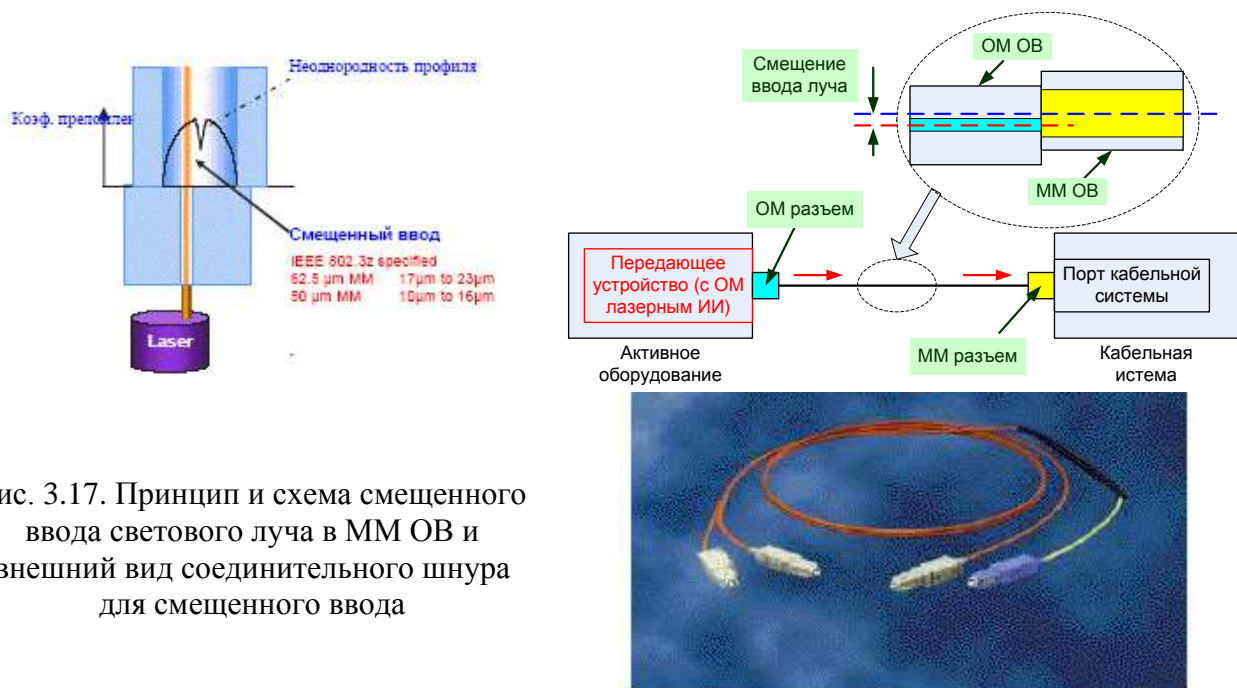


Рис. 3.17. Принцип и схема смещенного ввода светового луча в ММ ОВ и внешний вид соединительного шнура для смещенного ввода

Шнуры для смещенного ввода оптического сигнала предназначены для применения в уже существующих многомодовых сетях. С их помощью можно реализовать полосу пропускания, необходимую для Gigabit Ethernet (1000 Base LX) на длинах до 550 м.

<sup>18</sup> Даже незначительное отклонение от допустимых значений приводит к резкому ухудшению функциональных параметров.

## 4. Технологии на основе одномодовых оптических волокон

### 4.1. Одномодовый режим передачи. Длина волны отсечки

Основным недостатком многомодовых оптических волокон является большая межмодовая дисперсия, ограничивающая максимальную скорость передачи данных по волокну. Радикальным способом уменьшения дисперсии является переход от многомодовой передачи к одномодовой.

Условие наступления одномодового режима (отсечки моды LP<sub>11</sub>) можно получить из (2.66):

$$V \leq 2.405 = \frac{2\pi \cdot r_{core} \cdot NA}{\lambda_0}. \quad (4.1)$$

Впервые одномодовый режим передачи в волокне со ступенчатым профилем показателя преломления был достигнут путем уменьшения радиуса сердцевины до 5 мкм. Такие волокна называют стандартными одномодовыми волокнами.



Обратите внимание, что в условие одномодовости входит длина волны источника излучения. Это означает, что одно и то же ОВ может быть как одномодовым так и многомодовым в зависимости от рабочей длины волны.

Для ОВ можно рассчитать **длину волны отсечки**, которая разделяет режимы одномодовой и многомодовой передачи. Из (4.1) можно получить по-другому сформулированное условие одномодовости:

$$\lambda_0 \geq \lambda_{cut} = \frac{2\pi \cdot a \cdot NA}{2.405}. \quad (4.2)$$

В табл. 4.1 приведены нормированная частота и длина волны отсечки для многомодовых волокон 50/125 и 62.5/125 и стандартного одномодового волокна<sup>19</sup>. Видно, что для многомодовых волокон длина волны отсечки лежит вне используемого для связи спектрального диапазона. Для стандартного одномодового волокна длина волны отсечки равна 1.28 мкм, то есть это волокно будет одномодовым в окнах прозрачности вблизи длин волн 1.3 и 1.55 мкм и многомодовым в окне 0.85 мкм.

Таблица 4.1.

Тип ОВ	Нормированная частота		Длина волны отсечки, мкм
	$\lambda = 0.85$ мкм	$\lambda = 1.3$ мкм	
ММ 50/125	37.0	24.2	13.1
ММ 62.5/125	46.2	30.2	16.3
ОМ 9/125	3.60	2.37	1.28

<sup>19</sup> Для ММ волокон числовая апертура принята равной 0.2, для стандартного ОМ волокна она рассчитана по известной длине волны отсечки.



## 4.2. Диаметр модового поля

Для одномодовых ОВ вместо числовой апертуры и диаметра сердцевинки нормируется **радиус поля основной моды**<sup>20</sup>  $LP_{01}$  – области поперечного сечения волокна (с центром на его оптической оси), в которой сосредоточена основная часть ее энергии. Для расчета радиуса поля основной моды используют выражение:

$$r_{mf} = \sqrt{2 \frac{\int_0^{\infty} R_{01}^2(r) r dr}{\int_0^{\infty} \left( \frac{dR_{01}(r)}{dr} \right)^2 r dr}}. \quad (4.3)$$

Определенный по выражению (4.3) радиус поля основной моды  $w$  называют радиусом Петермана. Из (4.3) для волокна со ступенчатым ППП можно получить:

$$r_{mf} = \frac{r_{core}}{U_{01}} \frac{K_1(W_{01})}{K_0(W_{01})} \sqrt{2}. \quad (4.4)$$

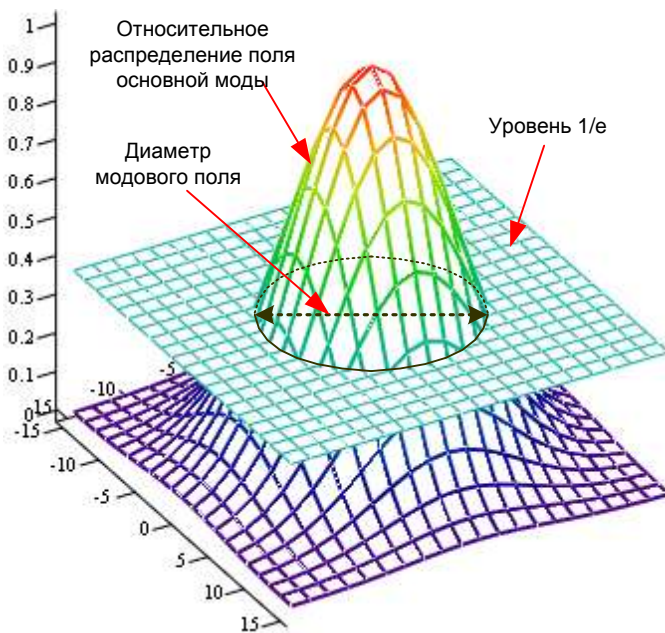


Рис. 4.1. Определение диаметра модового поля ступенчатого ОВ

Для ОВ со ступенчатым ППП относительное распределение напряженности электрического поля основной моды  $R_{01}(r)$  хорошо описывается функцией Гаусса:

$$R_{01}(r) \approx \exp\left(-\frac{r^2}{r_{mf}^2}\right). \quad (4.5)$$

В этом случае радиус поля основной моды определяется на уровне  $1/e = 0.369$  (рис. 4.1).

Радиус поля можно также определить по относительному распределению интенсивности поля основной моды  $I_{01}(r)$  в поперечном сечении ОВ. Так как  $I_{01}(r) \sim R_{01}^2(r)$ , в этом случае радиус определяется на уровне

$$1/e^2 = 0.135.$$

В литературе приводятся также приближенные выражения для расчета радиуса поля основной моды в ОВ со ступенчатым ППП, не содержащие специальных функций:

$$r_{mf} \approx r_{core} \left( 0.65 + 1.619 \cdot V^{-3/2} + 2.879 \cdot V^{-6} \right), \quad (4.6a)$$

<sup>20</sup> В литературе также встречаются термины «модовое поле», «модовое пятно».

$$r_{mf} = \frac{r_{core}}{\sqrt{\ln\left(\frac{2\pi \cdot r_{core} \cdot NA}{\lambda}\right)}}. \quad (4.6б)$$

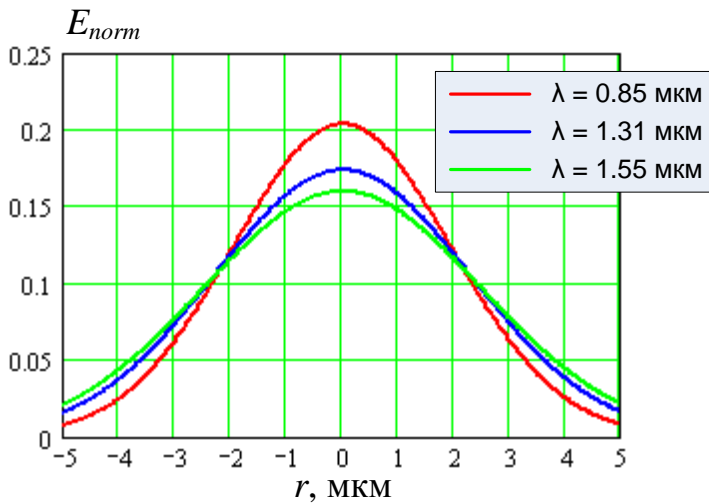


Рис. 4.2. Распределение модового поля основной моды в стандартном волокне.

Из (4.4), (4.6а) и (4.6б) видно, что радиус модового поля зависит от длины волны. На рис. 4.2 показаны распределения модового поля для стандартного волокна на трех длинах волн, которые обычно используются для связи.

Таким образом, диаметр модового поля растет с увеличением длины волны.

Радиус  $r_{mf}$  или диаметр  $d_{mf}$  поля моды используются для расчетов параметров одномодовых волокон вместо радиуса или диаметра

сердцевины.

### 4.3. Хроматическая дисперсия в одномодовых волокнах

Как известно, в одномодовых ОВ отсутствует межмодовая дисперсия. Однако уширение проходящих по одномодовому ОВ импульсов все же существует. Это обусловлено, так называемой, **хроматической дисперсией**, которая возникает из-за того, что по волокну распространяются немонахроматические сигналы:

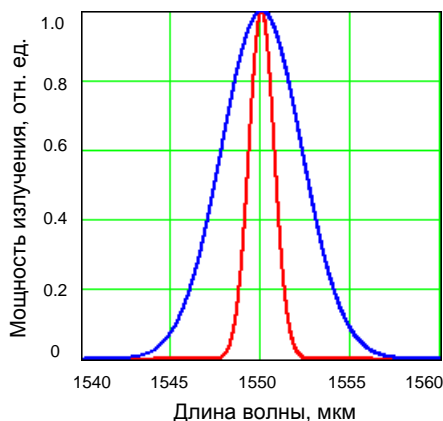


Рис. 4.3. Спектр излучения источника

1. Спектр цифрового оптического сигнала имеет конечную ширину  $\Delta\lambda_{sign}$ , зависящую от скорости передачи. Мы уже знаем, что между скоростью передачи и шириной спектра существует простая зависимость – ширина спектра в Гц численно равна половине скорости передачи в бит/с;

2. Источники излучения также имеют определенную ширину спектра излучения  $\Delta\lambda_{sour}$  (рис. 4.3).

Поскольку скорость распространения света в ОВ зависит от длины волны излучения  $\lambda$ , разные спектральные составляющие сигнала распространяются с

разной скоростью.

Коэффициент хроматической дисперсии состоит из двух составляющих: коэффициента материальной дисперсии и коэффициента волноводной дисперсии

$$D_{chr} = D_{mat} + D_w. \quad (4.7)$$

Материальная дисперсия обусловлена зависимостью показателя преломления кварца  $n(\lambda)$  (как фазового, так и группового) от длины волны  $\lambda$  и пропорциональна второй производной показателя преломления по длине волны:

$$D_{mat} = -\frac{\lambda}{c} \cdot \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (4.8)$$

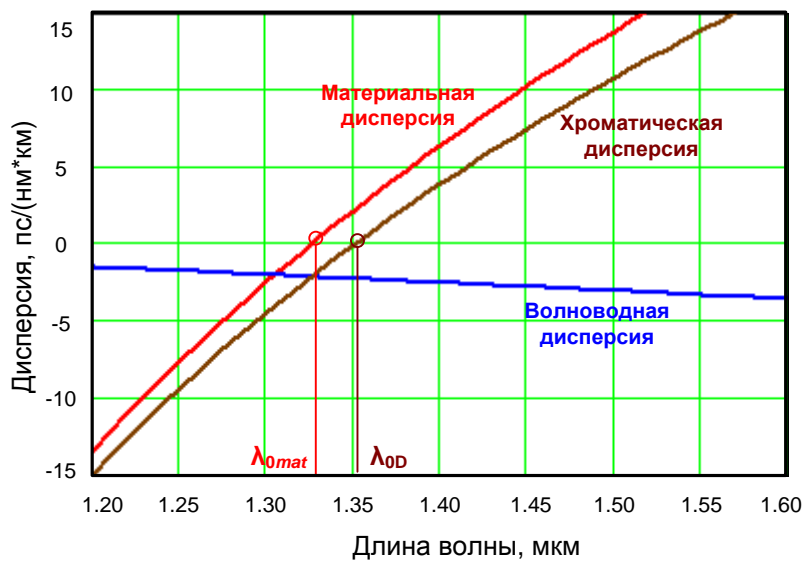


Рис. 4.4. Хроматическая дисперсия в стандартном одномодовом волокне

На рис. 4.4 показана зависимость коэффициента материальной дисперсии от длины волны, рассчитанная для стандартного одномодового волокна (красная кривая). Из рисунка видно, что материальная дисперсия имеет знак и при некоторой длине волны  $\lambda = \lambda_{0mat}$  материальная дисперсия проходит через 0. В соответствии с характером изменения показателя преломления при

длинах волн  $\lambda < \lambda_{0mat}$  материальная дисперсия имеет отрицательный знак, а при  $\lambda > \lambda_{0mat}$  положительный.

Волноводная дисперсия  $D_w$  не связана со свойствами материала, но зависит от конструкции и размеров волновода. Основным размером ОМ ОВ является диаметр сердцевинки, а точнее поля моды. Конструкцией волновода можно считать профиль показателя преломления. Появление волноводной дисперсии связано с тем, что волна в волокне распространяется в двух средах — частично в сердцевинке, частично в оболочке, и показатель преломления для нее принимает среднее значение между показателями преломления сердцевинки и оболочки. При изменении длины волны глубина проникновения поля в кварцевую оболочку меняется (рис. 4.5) и, следовательно, меняется среднее значение показателя преломления (даже если сами показатели преломления сердцевинки и оболочки не изменяются). Это чисто волноводный эффект, поэтому и возникающую из-за него дисперсию называют волноводной.

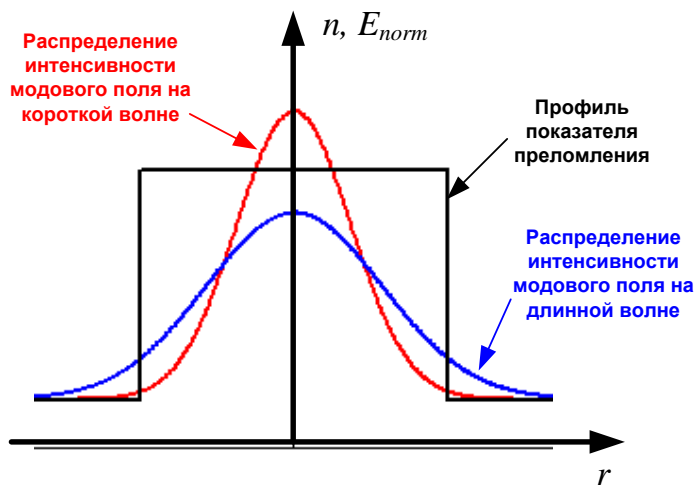


Рис. 4.5. Возникновение волноводной дисперсии

волны, при которой материальная и волноводная дисперсии равны по модулю и имеют противоположные знаки, то есть хроматическая дисперсия равна нулю. Эту длину волны называют длиной волны нулевой хроматической дисперсии или просто длиной волны нулевой дисперсии  $\lambda_{0D}$ .

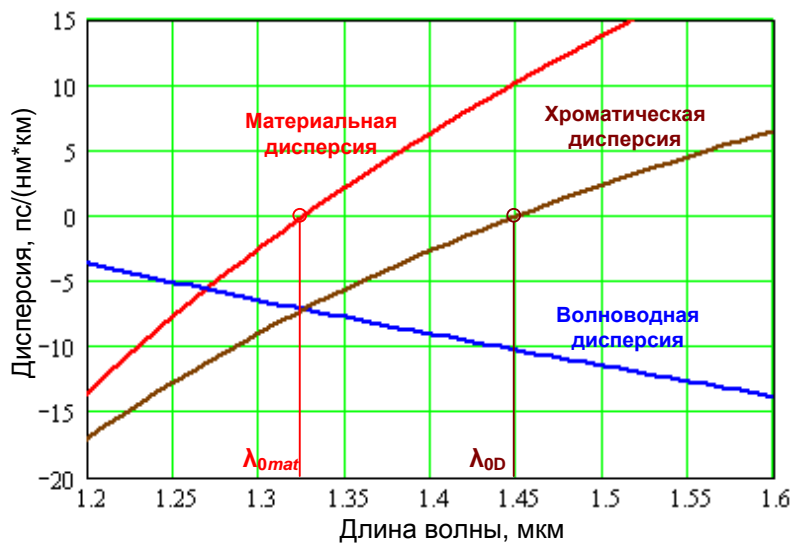


Рис. 4.6. Смещение длины волны нулевой хроматической дисперсии путем изменения волноводной дисперсии.

пределах управлять зависимостью результирующей хроматической дисперсии  $D_{chr}$  от длины волны, изменяя при этом длину волны нулевой дисперсии  $\lambda_{0D}$  (рис. 4.6).

Хроматическая дисперсия как физическая величина измеряется в пс / (нм·км) и означает уширение импульса в волокне длиной 1 км при ширине спектра сигнала 1 нм (с учетом скорости передачи и ширины спектра источника излучения).

Известно, что волноводная дисперсия отрицательна и с увеличением  $\lambda$  она уменьшается.

На рис. 4.4 показана зависимость волноводной дисперсии от длины волны для стандартного волокна (синяя кривая) и результирующей хроматической дисперсии (коричневая кривая). Из рисунка видно, что существует такая длина

Необходимо отметить, что зависимость материальной дисперсии от длины волны при изменении показателя преломления сердцевинки волокна (изменении легирующей примеси и/или степени легирования) меняется в очень небольших пределах. Зависимость волноводной дисперсии от длины волны, напротив, сильно зависит от размеров и конструкции ОВ. Это позволяет в широких

Для уширения оптического импульса  $\Delta t$  за счет хроматической дисперсии справедливо следующее соотношение:

$$\Delta t = \sqrt{t_{out}^2 - t_{in}^2} = |D_{chr}| \cdot \Delta\lambda \cdot L, \quad (4.9)$$

где  $\Delta\lambda$  - ширина спектра сигнала,  $L$ - длина ОВ. Величину  $D = |D_{chr}| \cdot L$  в литературе иногда называют **накопленной хроматической дисперсией** (пс/нм).

Ширину спектра сигнала можно определить по выражению:

$$\Delta\lambda = \sqrt{\Delta\lambda_{sign}^2 + \Delta\lambda_{sour}^2} \quad (4.10)$$

Зависимости уширения оптического импульса в ОВ длиной 1 км от ширины спектра сигнала и от хроматической дисперсии показаны на рис. 4.7.

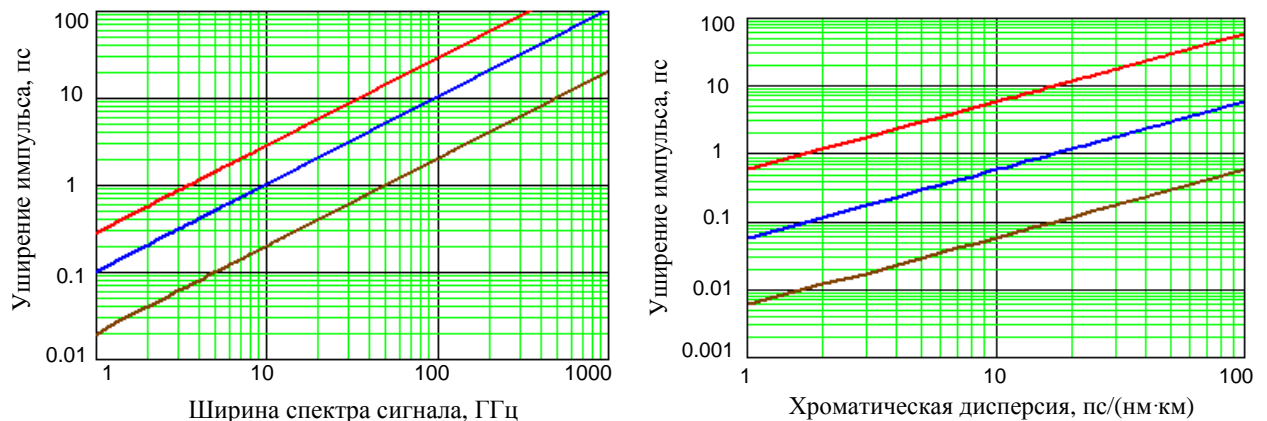


Рис. 4.7. Зависимость уширения импульса от ширины спектра сигнала (левый рисунок) при хроматической дисперсии 3.5 (кор.), 18 (син.) и 50 (кр.) пс/(нм·км) и от хроматической дисперсии (правый рисунок) при ширине спектра сигнала 1 (кор.), 10 (син.) и 100 (кр.) ГГц.

На рис. 4.7 ширина спектра излучения источника выражена в ГГц. Связь между шириной спектра  $\Delta f$  в герцах и шириной спектра  $\Delta\lambda$  в метрах задается соотношением:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2 \cdot \Delta f}{c}, \quad (4.11)$$

где  $\lambda$  – рабочая длина волны.

#### 4.4. Влияние хроматической дисперсии на длину регенерационного участка и максимальную скорость передачи

Хроматическая дисперсия ограничивает максимальное расстояние, на которое можно передать сигнал с определенной скоростью без регенерации.

Механизм ограничения следующий. Скорость передачи определяет допустимое уширение импульса  $\Delta t_{per}^{21}$ . Известно, что импульс, соответствующий логической единице занимает не весь тактовый интервал, а

<sup>21</sup> permissible

его часть (обычно от четверти до половины). В процессе распространения по волокну импульс постепенно расширяется из-за дисперсии и занимает все большую часть тактового интервала.

В первом приближении мы можем допустить расширение импульса на весь тактовый интервал, то есть  $t_{out} = t_T$ . Найдем допустимое уширение. Пусть длительность импульса на входе  $t_{in} = k \cdot t_T$ , где  $k$  – коэффициент, равный отношению длительности импульса, соответствующего логической единице, к длительности тактового интервала  $t_T$  ( $k$  всегда меньше 1). Тогда:

$$\Delta t_{per} = \sqrt{t_T^2 - k^2 \cdot t_T^2} = t_T \cdot \sqrt{1 - k^2} = \frac{\sqrt{1 - k^2}}{B}, \quad (4.12)$$

где  $B$  – скорость передачи.

Максимальное расстояние (длину регенерационного участка по дисперсии) можно рассчитать по выражению, которое следует из (4.9) и (4.10):

$$L_{max} = \frac{\Delta t_{per}}{|D_{chr}| \cdot \sqrt{\Delta \lambda_{sign}^2 + \Delta \lambda_{sour}^2}}. \quad (4.13)$$



**Обратите внимание**, что в (6.13) от скорости передачи зависят два параметра: допустимое уширение импульса  $\Delta t_{per}$  и ширина спектра цифрового оптического сигнала  $\Delta \lambda_{sign}$ .

Хроматическая дисперсия ограничивает максимальную скорость, с которой можно передавать сигнал на определенное расстояние без регенерации. Механизм ограничения тот же. Рассчитать максимальную скорость можно, решив относительно  $B_{max}$  следующее уравнение:

$$L \cdot |D_{chr}| \cdot \sqrt{\Delta \lambda_{sign}^2(B_{max}) + \Delta \lambda_{sour}^2} = \Delta t_{per}(B_{max}) \quad (4.14)$$

Подставив в (4.14) выражения (4.11) и (4.12) и возведя обе его части в квадрат, получим биквадратное уравнение, которое легко решается аналитически.

Выражение (4.14) значительно упрощается, если:

- **возможно пренебречь величиной  $\Delta \lambda_{sign}$**  по сравнению  $\Delta \lambda_{sour}$  (широкополосный источник):

$$L \cdot |D_{chr}| \cdot \Delta \lambda_{sour} = \Delta t_{per}(B_{max}) \quad (4.15)$$

С учетом (6.12) из (6.15) получаем:

$$B_{max} = \frac{\sqrt{1 - k^2}}{L \cdot |D_{chr}| \cdot \Delta \lambda_{sour}} \quad (4.16)$$

- **возможно пренебречь величиной  $\Delta \lambda_{sour}$**  по сравнению  $\Delta \lambda_{sign}$ :

$$L \cdot |D_{chr}| \cdot \Delta \lambda_{sign}(B_{max}) = \Delta t_{per}(B_{max}) \quad (4.17)$$

С учетом (4.11) и (4.12) из (6.15) получаем:

$$B_{\max} = \sqrt{\frac{\sqrt{1-k^2} \cdot c}{L \cdot |D_{chr}| \cdot \lambda^2}} \quad (4.18)$$

#### 4.5. Типы и параметры одномодовых волокон

Одномодовое волокно со ступенчатым ППП (рис. 4.8) называют стандартным Standard Fiber (SF). Это волокно оптимизировано для второго окна прозрачности (1260-1360 нм). Его длина волны нулевой дисперсии составляет  $\lambda_{0D} \sim 1.35$  мкм.

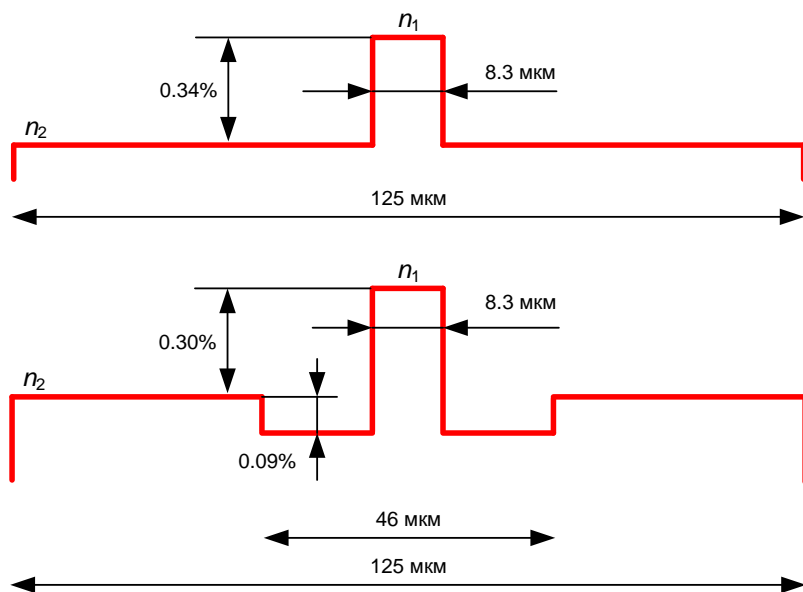


Рис.4.8. Профили показателей преломления стандартных одномодовых ОВ

Стандартные ОВ имеют дисперсию на  $\lambda = 1310$  нм менее 3.5 пс/(нм·км), а на  $\lambda = 1550$  нм их дисперсия возрастает до 18 пс/(нм·км), хотя затухание при этом уменьшается до 0.2 дБ/км и они могут с успехом использоваться на этой длине волны. При этом длина участка регенерации обычно ограничивается дисперсией.

Стандартным ОВ посвящена рекомендация МСЭ G.652.

С целью оптимизации дисперсионных параметров волокон на длине волны 1.55 мкм, на которой кварцевые ОВ имеют минимальное затухание, были разработаны градиентные одномодовые ОВ. Усложняя профиль показателя преломления (рис. 4.9) и делая его форму близкой к треугольной, получили ОВ, имеющие длину волны нулевой дисперсии вблизи 1550 нм. Такие ОВ получили название ОВ со смещенной дисперсией (Dispersion Shifted Fiber - DSF). Их параметры регламентируются рекомендацией МСЭ G.653.

Эти ОВ имеют дисперсию на  $\lambda = 1550$  нм менее 3.5 пс/(нм км), а на  $\lambda = 1310$  нм до 18 пс/(нм км).

Еще один вид одномодовых ОВ – ОВ с ненулевой смещенной дисперсией (Non Zero Dispersion Shifted Fiber - NZDSF). Эти ОВ были разработаны специально для систем спектрального уплотнения. На первой лекции я говорила, что в этих системах обязательно используется оптическое усиление. Самым лучшим на сегодняшний день считается оптический

усилитель на основе волокна, легированного эрбием. Его полоса пропускания захватывает всю спектральную область с минимальным затуханием вблизи длины волны 1550 нм - третье, четвертое и пятое окна прозрачности. Оказалось, что при усилении многочастотного сигнала возникают нелинейные эффекты, если длина волны нулевой дисперсии попадает в эту полосу.

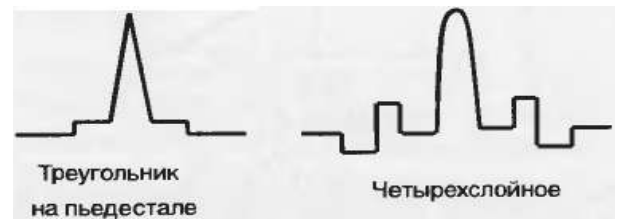
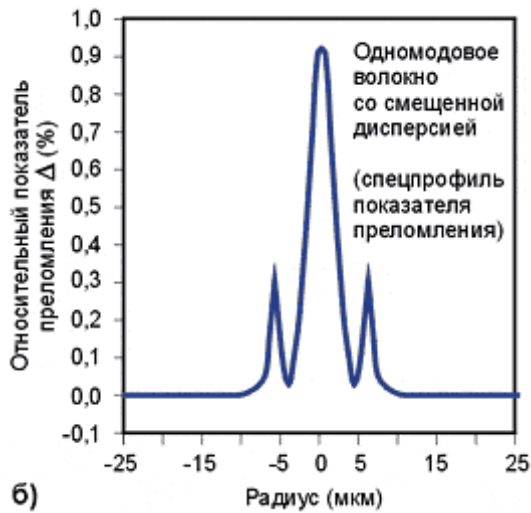


Рис.4.9. Профили показателей преломления ОВ со смещенной дисперсией

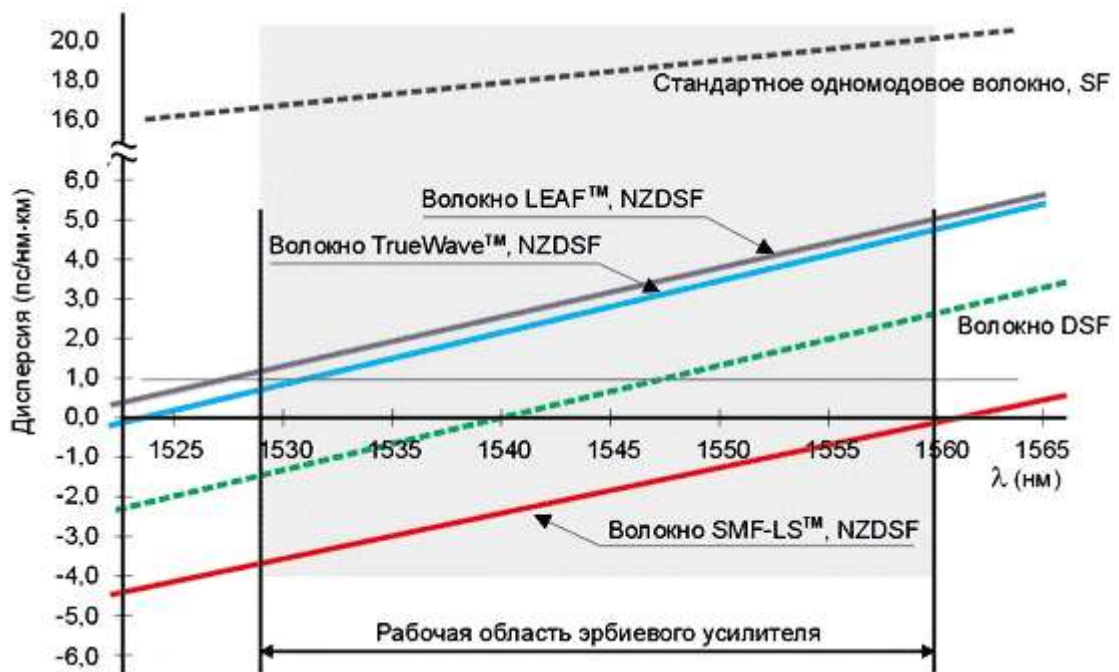


Рис. 4.10. Зависимость хроматической дисперсии в одномодовых ОВ от длины волны

На рис. 4.10 показаны зависимости дисперсии от длины волны для стандартного волокна и волокна со смещенной дисперсией. Видно, что у волокна со смещенной дисперсией дисперсионная характеристика проходит через 0 при длине волны около 1540 нм, то есть его нельзя использовать в системах спектрального уплотнения. Стандартное волокно в этом смысле



вполне пригодно, но обладает в этом диапазоне большой хроматической дисперсией.

Волокна NZDSF оптимизированы таким образом, что длина волны нулевой дисперсии у них вынесена за пределы полосы пропускания эрбиевого оптического усилителя. Широко используются две марки NZDSF ОВ: TrueWave + NZDSF (с положительной ненулевой смещенной дисперсией) и SMF-LS - NZDSF (с отрицательной ненулевой смещенной дисперсией). У волокна TrueWave длина волны нулевой дисперсии 1523 нм, а у SMF-LS она лежит чуть выше 1560 нм.

Таблица 4.2

Параметры ОВ		Рекомендации МСЭ		
		G.652	G.653	G.655
Тип волокна		SSF	DSF	+NZDSF
Окна прозрачности, нм		1350/1550	1500-1600	1530-1565
Коэффициент затухания, дБ/км	1310	< 1.0 / < 0.34	< 1.0	не норм.
	1383 <sup>22</sup>	< 2.0	< 2.0	не норм.
	1550	< 0.22	< 0.22	< 0.22
Диаметр поля моды, мкм	1310	9.3 - 9.8	не норм.	не норм.
	1550	9.0 - 10.0	7.0 - 8.6	9.0 - 10.0
Максимальная длина волны отсечки кабеля, нм		1260	1270	1480
Длина волны нулевой дисперсии, нм		1310 ± 10	1550 ± 25	не норм.
Наклон нулевой дисперсии, пс/(нм <sup>2</sup> ·км)		0.093	0.085	< 0.169
Хроматическая дисперсия на длине волны 1550 нм, пс/(нм*км)		20	3.5	2-8

В табл. 4.2 приведены рекомендации МСЭ по параметрам волокон рассмотренных типов.

В табл. 4.2 присутствует параметр - кабельная длина волны отсечки. Это длина волны отсечки волокна, уложенного в кабель. Оказывается, длина волны отсечки «прямого» волокна (без изгибов) отличается от длины волны отсечки волокна с изгибными деформациями (волокна в кабеле не вытянуты в прямую линию, они лежат свободно). Для волокна в кабеле длина волны отсечки меньше, чем для «прямого» волокна, то есть одномодовый режим передачи наступает раньше. Существует методика экспериментального определения кабельной длины волны отсечки, определенная стандартом ITU-T G.650<sup>23</sup>.

<sup>22</sup> «Водяной» пик

<sup>23</sup> Методика основана на том, что вторую моду можно отсечь, изогнув волокно. В середине прямого отрезка волокна длиной 2 м делается петля диаметром 28 см и измеряется зависимость интенсивности прошедшего через волокно излучения от длины волны. Вблизи длины волны отсечки интенсивность прошедшего излучения уменьшается (примерно в 3 раза) по сравнению с ее значением в отсутствие петли из волокна.

## 4.6. Компенсация хроматической дисперсии в одномодовых волокнах

### 4.6.1. Принцип компенсации хроматической дисперсии

Как положительная, так и отрицательная хроматическая дисперсия проявляется уширением импульса при распространении его по оптическому волокну. Если дисперсия положительна, то импульс будет расширяться за счет того, что более длинные волны будут опережать более короткие. Если она отрицательна – за счет того, что более короткие волны будут опережать более длинные. Этот факт проиллюстрирован на рис. 4.12.

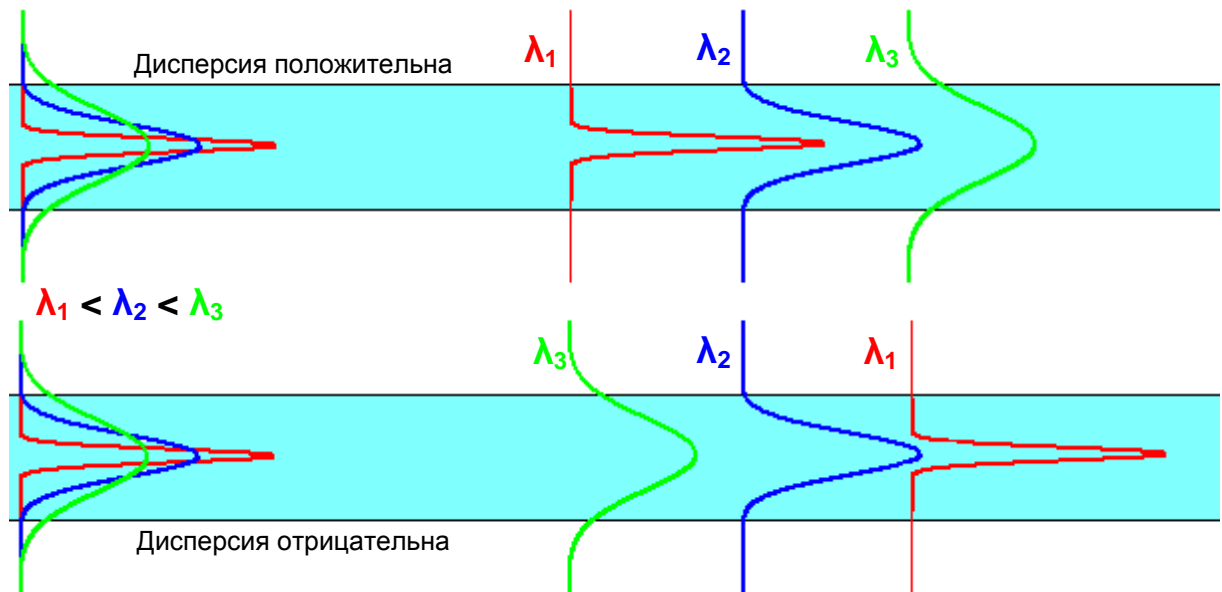


Рис. 4.12. Проявление хроматической дисперсии разного знака.

Таким образом, существует возможность прямой компенсации дисперсии путем чередования отрезков ОВ с положительной (стандартное ОВ) и отрицательной хроматической дисперсией. Для этого нужно всего лишь научиться создавать волокна с отрицательной хроматической дисперсией.

### 4.6.2. Оптические волокна для компенсации хроматической дисперсии

Мы уже знаем, что хроматическая дисперсия состоит из двух составляющих:

- материальной, которая в наибольшей степени определяется свойствами основного материала для изготовления волокон – плавленого кварца и, в меньшей степени, свойствами легирующих примесей (на нее мы можем влиять, только, изменяя концентрацию легирующих добавок, то есть незначительно);
- волноводной, которая может очень сильно меняться при изменении размеров и конструкции ОВ (в первую очередь, профиля показателя преломления).

Однако недостаточно просто подобрать такой профиль, при котором хроматическая дисперсия будет отрицательной. Необходимо также, чтобы

наклон дисперсионной характеристики (зависимости дисперсии от длины волны) был таким же, как и у основного волокна (стандартного). Только в этом случае будет качественная компенсация на всех длинах волн в спектре сигнала (мы помним, что по ОВ распространяются не монохроматические сигналы). Под качественной компенсацией подразумевается, что результирующая дисперсия (положительная + отрицательная) на всех длинах волн в спектре сигнала близка к нулю и имеет определенный знак.

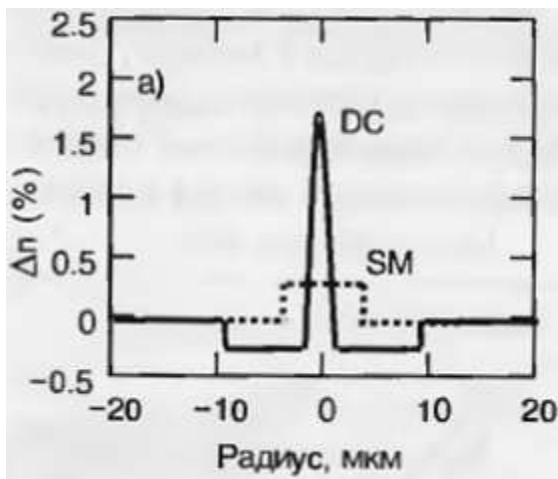


Рис. 4.13. Профиль показателя преломления волокна DCF.

Такие ОВ были разработаны. Они получили простое название – **волокно для компенсации дисперсии – Dispersion Compensation Fiber (DCF)**. Профиль показателя преломления у этого волокна имеет узкий центральный пик, окруженный кольцом с меньшим показателем преломления (рис. 4.13).

За счет такого профиля это волокно имеет большую по модулю отрицательную дисперсию (рис. 4.14), наклон которой соответствует наклону дисперсионной характеристики

стандартного волокна.

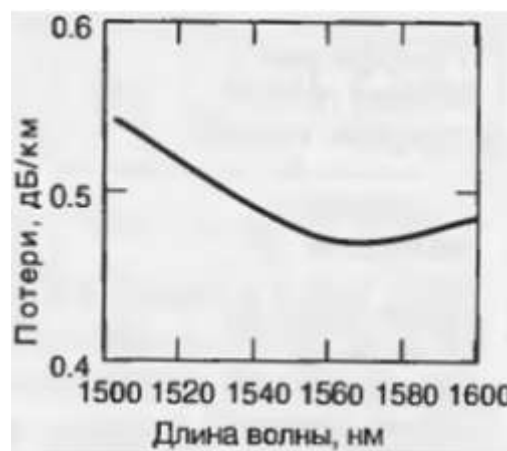
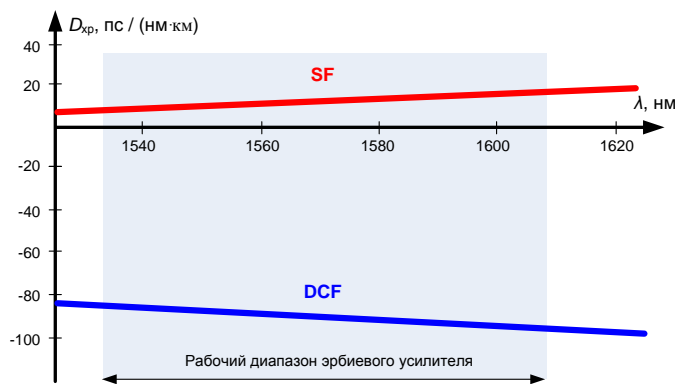


Рис. 6.14. Оптические характеристики волокна DCF.

К сожалению, достигнутая величина хроматической дисперсии в DCF волокнах всего лишь в 5 раз больше дисперсии стандартного волокна. Поэтому для компенсации дисперсии в линии нужно использовать длинные отрезки DCF-волокна, которые вносят дополнительное затухание. Из рис. 4.14 видно, что коэффициент затухания в них порядка 0,5 дБ/км – существенно больше, чем в стандартном одномодовом волокне.

Дополнительные потери возникают в местах соединения DCF волокон с SF волокнами, так как они имеют разные диаметры модовых полей. У DCF волокна площадь модового поля меньше, она составляет  $19 \text{ мкм}^2$ , в то время

как у SF волокна -  $85 \text{ мкм}^2$ . Позже мы узнаем, как зависят потери в соединении от различия диаметров модовых полей.

#### 4.6.3. Модули для компенсации хроматической дисперсии

Волокно DCF производится рядом компаний: Corning, Lucent Technologies, Sumitomo Electric и др. Оно укладывается в виде бухты в специальные модули — модули компенсации дисперсии DCM. Характеристики некоторых модулей приведены в табл. 4.3.

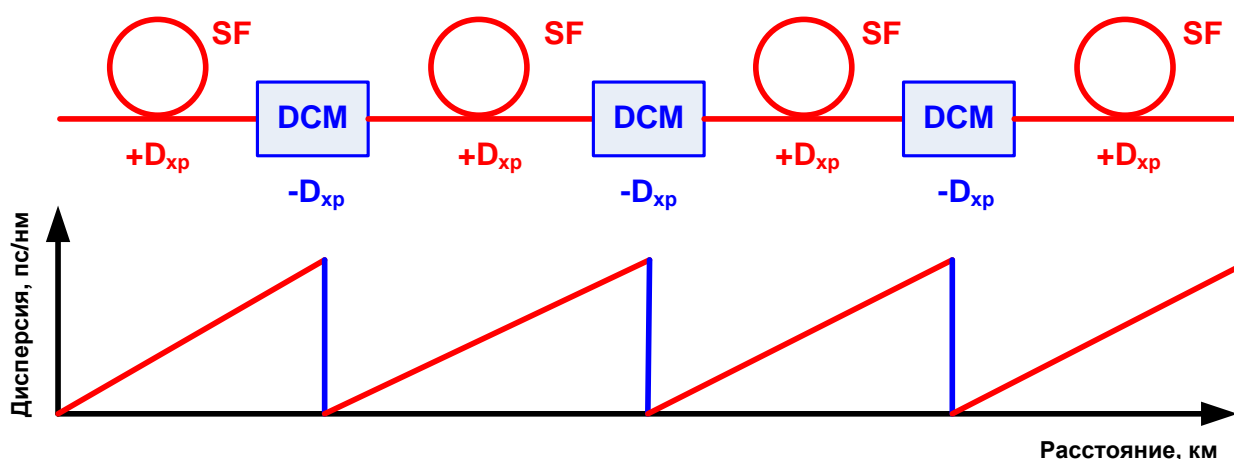


Рис. 6.15 Компенсация хроматической дисперсии в линейном тракте

Таблица 4.3

Фирма-производитель	Corning				
Тип модуля	DCM-20	DCM-40	DCM-60	DCM-80	DCM-95
Компенсируемая длина линии, км	20	40	60	80	95
Дисперсия волокна модуля, пс/нм	$-329 \pm 5$	$-658 \pm 10$	$-988 \pm 10$	$-1317 \pm 15$	$-1564 \pm 15$
Наклон дисперсии, пс/нм <sup>2</sup>	н/д	н/д	н/д	н/д	н/д
<b>Вносимое затухание, дБ</b>	<b>&lt;3,2</b>	<b>&lt;5,0</b>	<b>&lt;6,8</b>	<b>&lt;8,6</b>	<b>&lt;10,0</b>
Эффективность модуля, пс/нм/дБ	102,8	131,6	145,3	153,2	156,4
<b>Среднее значение PMD, пс</b>	<b>&lt;0,8</b>	<b>&lt;1,1</b>	<b>&lt;1,4</b>	<b>&lt;1,5</b>	<b>&lt;1,6</b>
Типы выпускаемых модулей	В, С	В, С	В, С	Д, С	Д, С
Фирма-производитель	Lucent Technologies				
Тип модуля	DK-40	DK-60	DK-80		
Компенсируемая длина линии, км	40	60	80		
Дисперсия волокна модуля, пс/нм	$-680 \pm 21$	$-1020 \pm 31$	$-1360 \pm 41$		
Наклон дисперсии, пс/нм <sup>2</sup>	$<-1,2$	$<-1,9$	$<-2,5$		
<b>Вносимое затухание, дБ</b>	<b>&lt;5,2</b>	<b>&lt;7,0</b>	<b>&lt;8,9</b>		
Эффективность модуля, пс/нм/дБ	130,82	145,72	152,82		
<b>Среднее значение PMD, пс</b>	<b>&lt;0,6</b>	<b>&lt;0,75</b>	<b>&lt;0,9</b>		
Типы выпускаемых модулей	107993297	107993305	107993313		

Модули DCM могут устанавливаться в стойку с аппаратурой SDH или WDM или непосредственно в соединительную муфту на трассе магистрали (рис. 6.15). Существуют модули с компенсирующими ОВ различной длины.

#### **4.6.4. Расчет параметров компенсатора хроматической дисперсии**

Основное назначение компенсаторов – компенсация хроматической дисперсии при реконструкции магистральных ВОСП на стандартном волокне с увеличением скорости передачи и/или переводом их с длины волны 1310 на длину волны 1550 нм. Реконструкция предполагает, обычно, сохранение уже существующих регенерационных участков. Расчет компенсатора для каждого участка (если они имеют разную длину) выполняется отдельно.

Рассмотрим регенерационный участок длиной  $L_{rs}$ . **Первый шаг – определяем, нужна ли компенсация дисперсии.** Для этого нужно рассчитать по выражению (6.9) с учетом (6.10), каково будет уширение импульса  $\Delta t$  на регенерационном участке и сравнить его с допустимым уширением  $\Delta t_{per}$ ? рассчитанным по выражению (4.12). Если окажется, что  $\Delta t \leq \Delta t_{per}$ , компенсация дисперсии не нужна. В противном случае ее необходимо компенсировать.

Если расчет показал необходимость компенсации дисперсии, **второй шаг – определяем необходимую длину компенсирующего волокна.** В результате компенсации уширение импульса должно стать меньше или равным допустимому уширению  $\Delta t_{per}$ . Поэтому минимально необходимую длину компенсирующего волокна  $L_{DCF}$  можно найти из выражения:

$$\Delta t_{per} = |D_{hr}| \cdot L_{rs} \cdot \sqrt{\Delta\lambda_{sign}^2 + \Delta\lambda_{sour}^2} - |D_{DCF}| \cdot L_{DCF} \cdot \sqrt{\Delta\lambda_{sign}^2 + \Delta\lambda_{sour}^2} \quad (4.17)$$

Откуда получаем:

$$L_{DCF} = \frac{|D_{hr}| \cdot L_{rs}}{|D_{DCF}|} - \frac{\Delta t_{per}}{|D_{DCF}| \cdot \sqrt{\Delta\lambda_{sign}^2 + \Delta\lambda_{sour}^2}}, \quad (4.18)$$

где  $D_{DCF}$  – хроматическая дисперсия волокна DCF. Теперь мы знаем, какой модуль DCM нам нужно заказать.

**Третий шаг – определяем потери в модуле DCM.** Расчет потерь необходим, ведь, используя компенсацию, мы увеличиваем длину регенерационного участка по дисперсии, но одновременно уменьшаем длину регенерационного участка по затуханию, так как модули вносят дополнительное затухание. Потери в модуле складываются из собственных потерь в волокне DCF и дополнительных потерь, обусловленных двумя соединениями волокон DCF и SF:

$$a_{DCM} = \alpha_{DCF} \cdot L_{DCF} + 2 \cdot a_{DCF-SF}, \quad (4.19)$$

где  $\alpha_{DCF}$  – коэффициент затухания волокна DCF,  $a_{DCF-SF}$  – потери в соединении волокон DCF и SF.

**Четвертый шаг – проверяем, удовлетворяет ли теперь наш регенерационный участок требованиям по затуханию.** Для этого нужно рассчитать, общее затухание на регенерационном участке и сравнить его с допустимым затуханием. Общее затухание на регенерационном участке складывается из:

1. Затухания в стандартном волокне, которое с учетом потерь в стыках строительных длин определяется выражением:

$$a_{SF} = \alpha \cdot L_{rs} + \frac{L_{rs}}{L_s} a_n, \quad (4.20)$$

где  $\alpha$  - коэффициент затухания волокна SF (он уменьшился, если мы перешли с длины волны 1310 на длину волны 1550 нм),  $L_s$  – строительная длина кабеля с SF волокном,  $a_n$  – средние потери в сварном соединении SF-SF.

2. Затухания в модуле DCM, определяемого выражением (4.19).

Значит для общего затухания справедливо:

$$a = a_{SF} + a_{DCM} = \alpha \cdot L_{rs} + \frac{L_{rs}}{L_s} a_n + \alpha_{DCF} \cdot L_{DCF} + 2 \cdot a_{DCF-SF}. \quad (4.21)$$

Максимально допустимое затухание в линии определяется выражением (2.79) через уровень средней мощности источника излучения  $y_S$  и чувствительность приемника  $y_{R \min}$ :

$$a_{\max} = y_S - y_{R \min}. \quad (2.79)$$

Если  $a \leq a_{\max}$ , можно ставить компенсатор с рассчитанными параметрами. Если же  $a > a_{\max}$ , совместно с использованием компенсатора придется поставить оптический усилитель, который скомпенсирует «лишние» потери сигнала.

Если расчет показал необходимость установки усилителя, **пятый шаг – определяем необходимый коэффициент усиления**. Минимальный коэффициент усиления будет равен:

$$G = a - a_{\max}. \quad (4.22)$$

#### **4.6.5. Недостатки использования компенсаторов хроматической дисперсии**

У такого решения имеется два недостатка. Во-первых, модуль DCM имеет относительно большой уровень вносимых потерь. Поэтому, увеличивая длину участка регенерации по дисперсии, он одновременно уменьшает длину участка регенерации по затуханию. Для компенсации затухания может оказаться необходимым использование оптических усилителей.

Во-вторых, при использовании модуля DCM увеличивается суммарная дисперсия поляризованной моды – еще один вид дисперсии в оптических волокнах. Эти факторы необходимо учитывать при поверочных расчетах, особенно для высокоскоростных систем.

### ***4.7. Поляризационно-модовая дисперсия***

В ОВ имеется еще один вид дисперсии – дисперсия поляризованной моды или поляризационно-модовая дисперсия.

Как известно, монохроматический свет представляет собой поперечную электромагнитную волну, которая характеризуется поляризацией – направлением вектора напряженности электрического поля  $E$ . В идеальном ОВ с круговой симметрией сердцевины и оболочки

показатель преломления и скорость распространения света не зависят от направления его поляризации. В реальных волокнах идеальная круговая симметрия нарушается. Уже на этапе производства ОВ неизбежно появляются нарушения круговой симметрии профиля показателя преломления, эллиптичность сердцевины, неконцентричность сердцевины и оболочки, внутренние несимметричные напряжения (рис. 4.16). В результате в волокне возникает небольшая анизотропия (двулучепреломление) и скорость распространения света начинает зависеть от поляризации. При производстве и прокладке кабеля этот эффект усиливается из-за внешних причин нарушения симметрии - изгибов, механических напряжений и т.п. (рис. 4.16).

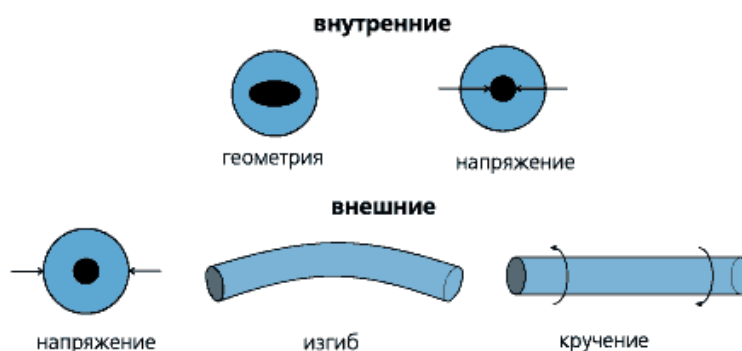


Рис. 4.16. Причины возникновения поляризационно-модовой дисперсии

В поперечном сечении анизотропного ОВ можно выявить взаимно перпендикулярные оси наименьшей и наибольшей скорости (рис. 4.17). Тогда произвольно направленный вектор  $E$  можно разложить на две составляющие, направленные вдоль этих осей. Скорости распространения этих составляющих будут различны. Это приводит к уширению оптического импульса, т.е. к поляризационно-модовой дисперсии.

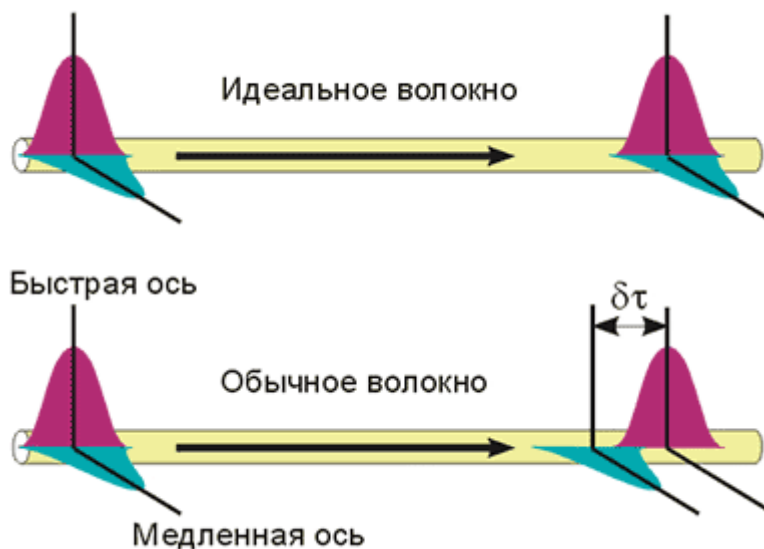


Рис. 6.17. Возникновение поляризационно-модовой дисперсии

В большинстве одномодовых ОВ расположение осей наибольшей и наименьшей скорости случайным образом меняется вдоль сердцевины. Поэтому поляризационная модовая дисперсия имеет статистическую природу и к ней применимы статистические методы анализа. Можно считать, что уширение проходящего по ОВ импульса растет с увеличением длины  $L$  пропорционально квадратному корню из этой длины

$$\Delta t = D_p \cdot \sqrt{L}, \quad (4.23)$$

где  $D_p$  – коэффициент поляризационно-модовой дисперсии (среднее значение).

Для большинства одномодовых волокон паспортная величина поляризационно-модовой дисперсии лежит в пределах  $0.02 - 0.2$  пс/км<sup>0.5</sup>. Однако, как я уже отмечала, при производстве оптических кабелей и строительстве ВОЛС результирующая величина поляризационно-модовой дисперсии увеличивается. Свой вклад в суммарную поляризационно-модовую дисперсию вносят соединения ОВ, компенсаторы хроматической дисперсии, мультиплексоры, оптические усилители и фильтры. Кроме того, поляризационно-модовая дисперсия имеет тенденцию изменяться во времени. Поэтому для высокоскоростных (свыше 10 Гбит/с) и очень длинных (1000 км и больше) линий положено ее измерять при проведении приемосдаточных испытаний и затем периодически во время эксплуатации, чтобы убедиться в том, что она лежит в допустимых пределах. Существует несколько методик измерения этого вида дисперсии.

Таблица 4.4

Уровень STM	Скорость передачи, Мбит/с	Длительность тактового интервала, пс	Максимально допустимое уширение импульса, пс
STM-1	0.156	6400	640.0
STM-4	0.622	1600	160,0
STM-16	2500	400	40.0
STM-64	10000	100	10.0
STM-256	40000	25	2.5

Поскольку поляризационно-модовая дисперсия имеет случайную природу, ее невозможно предсказать заранее, а можно только измерить фактическое значение, на вызываемое ею уширение импульса накладываются более жесткие

условия по сравнению с другими видами дисперсии. Уширение импульса за счет поляризационно-модовой дисперсии на регенерационном участке должно быть пренебрежимо мало. В ряде работ (А.В. Листвин, В.Н. Листвин, Д.В. Швырков "Оптические волокна для линий связи"; Фрэнсис Оде «ПМД, ее источники и измерение в полевых условиях», Lightwave № 2, 2004; М.А. Гладышевский, Д.Д. Щербаткин «Чем опасна поляризационная модовая дисперсия», Lightwave № 4, 2004) указано, что это уширение не должно превышать 0.1 тактового интервала. В табл. 4.4 представлены допустимые уширения импульса на регенерационном участке для различных систем передачи.



Итак, для поляризационно-модовой дисперсии допустимое уширение импульса рассчитывается не так, как для хроматической дисперсии. Для поляризационно-модовой дисперсии справедливо:

$$\Delta t_{per} = 0.1 \cdot t_T = \frac{0.1}{B}, \quad (4.24)$$

где  $t_T$  – длительность тактового интервала,  $B$  – скорость передачи.

Существует возможность компенсации поляризационно-модовой дисперсии. Поскольку в отличие от хроматической эта дисперсия случайна и изменяется во времени, компенсировать ее можно, только постоянно отслеживая ее значение и подстраивая параметры компенсатора. Поэтому компенсатор является активным устройством с обратной связью. Компенсация может осуществляться оптическими методами, когда поступающий на компенсатор сигнал расщепляется на две взаимно перпендикулярные поляризации, одна из которых затем задерживается на необходимое время, и электронными методами. Такие компенсаторы уже существуют, но пока очень дороги. Кроме того, каждый компенсатор поляризационно-модовой дисперсии предназначен для определенной рабочей длины волны. Если используется технология WDM, необходим отдельный компенсатор для каждого канала (S. P. Jung, J. H. Lee, E. S. Son, H. C. Ji, and Y. C. Chung «Multi-Channel PMD Compensation Based on Distributed Polarization Control»), причем перед компенсацией нужно демультиплексировать каналы. В некоторых работах описаны компенсаторы поляризационно-модовой дисперсии в диапазоне длин волн (например, H. Rosenfeldt, Ch. Knothe, E. Brinkmeyer «Component for Optical PMD-Compensation in a WDM Environment»), но серийного выпуска таких устройств пока нет.

Альтернативой компенсаторам этого вида дисперсии является использование специальных волокон, сохраняющих поляризацию.

#### ***4.8. Влияние поляризационно-модовой дисперсии на длину регенерационного участка и максимальную скорость передачи***

Поляризационно-модовая дисперсия ограничивает максимальное расстояние, на которое можно передать сигнал с определенной скоростью без регенерации. Механизм ограничения тот же, что и у хроматической дисперсии. Скорость передачи определяет допустимое уширение импульса  $\Delta t_{per}$ , которое зависит от ширины тактового интервала. В процессе распространения по волокну импульс постепенно расширяется из-за дисперсии и на каком-то расстоянии от начала волокна его уширение становится равным допустимому. Это расстояние и есть длина регенерационного участка по дисперсии. Из (4.23) следует:

$$L_{max} = \left( \frac{\Delta t_{per}}{D_p} \right)^2. \quad (4.25)$$

Поляризационно-модовая дисперсия ограничивает максимальную скорость, с которой можно передавать сигнал на определенное расстояние без регенерации. Механизм ограничения тот же. Рассчитать максимальную скорость можно, по выражению, следующему из (4.23) и (4.25):

$$\Delta t_{per} = \frac{0.1}{B_{max}} = D_p \cdot \sqrt{L}, \quad B_{max} = \frac{0.1}{D_p \cdot \sqrt{L}} \quad (6.25)$$

#### 4.9. Влияние различных видов дисперсии на скорость и дальность передачи

На рис. 4.18-4.20 приведены зависимости максимальной скорости передачи от дальности при индивидуальном влиянии межмодовой (рис. 4.18), хроматической (рис. 4.19) и поляризационно-модовой (рис. 4.20) дисперсий.

Расчет влияния межмодовой и хроматической дисперсии проведен в предположении, что допустимое уширение оптического импульса составляет 0.5 тактового интервала.



Обратите внимание, что **хроматическая и поляризационно-модовая дисперсии имеют место как в одномодовых, так и в многомодовых ОВ. Межмодовая дисперсия имеет место только в многомодовых ОВ.**

Из представленных рисунков видно, что основным ограничивающим фактором является межмодовая дисперсия. Поэтому при расчете длины регенерационного участка по дисперсии в многомодовых волокнах учитывается только межмодовая дисперсия.

В одномодовых волокнах основным видом дисперсии является хроматическая.



Обратите внимание, что на рис. 4.19 приведен расчет и для реального и для идеального источника излучения. Идеальному источнику соответствует ширина спектра излучения  $\Delta\lambda_{sour} = 0$  нм.



**Почему хроматическая дисперсия проявляется и при идеальном источнике излучения?**

Даже, если источник идеален, ширина спектра сигнала все равно конечна и зависит от скорости передачи.

Представленные на рис. 4.20 графики, иллюстрирующие ограничения поляризационно-модовой дисперсии, рассчитаны в предположении, что допустимое уширение импульса составляет не более 0.1 тактового интервала.

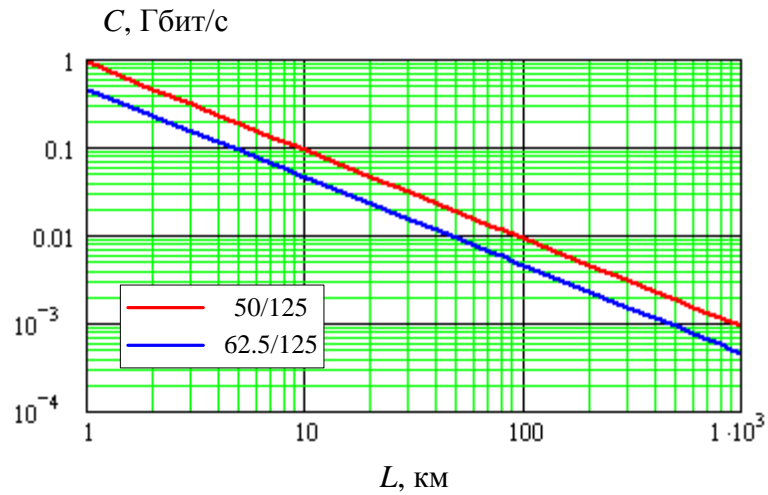


Рис. 4.18 Индивидуальное влияние на максимальную скорость и дальность передачи межмодовой дисперсии при длине волны 1300 нм

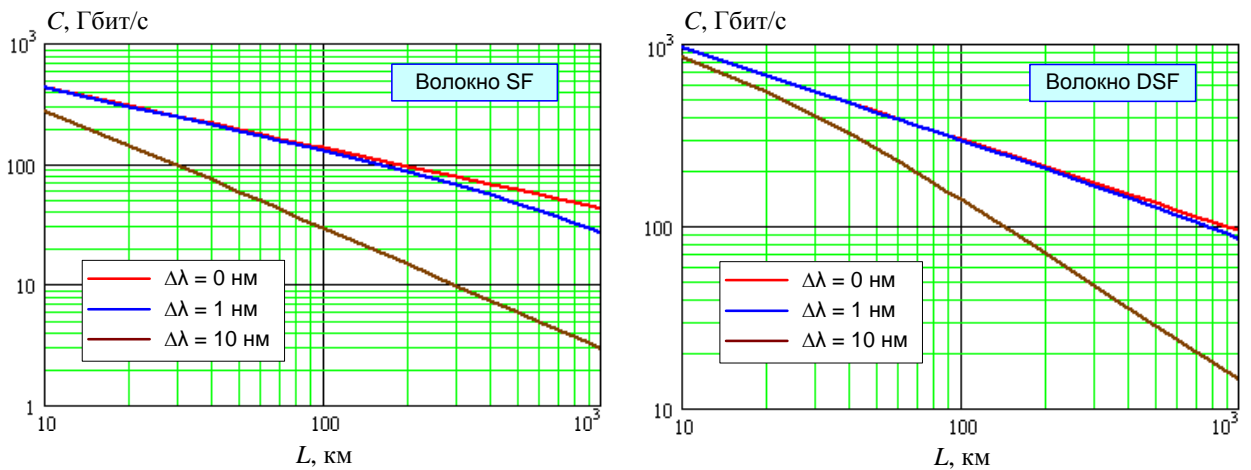


Рис. 4.19. Индивидуальное влияние на максимальную скорость и дальность передачи хроматической дисперсии при длине волны 1550 нм.

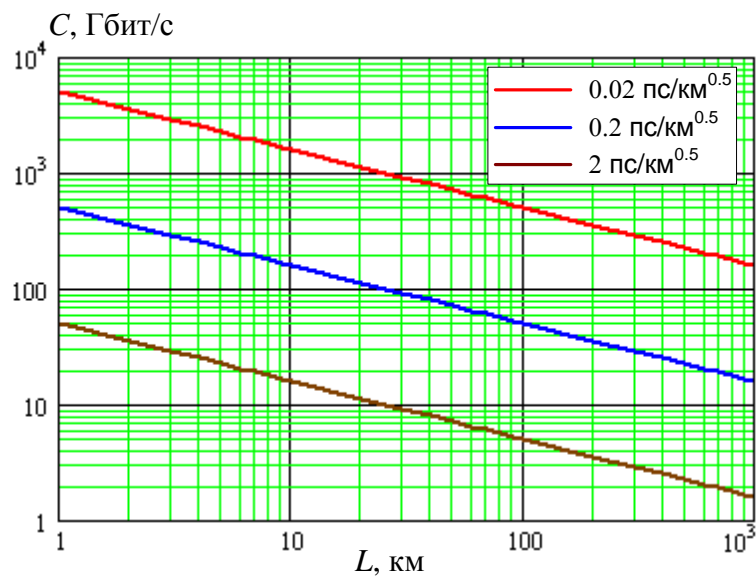


Рис. 4.20. Индивидуальное влияние на максимальную скорость и дальность передачи поляризационной модовой дисперсии.

## 5. Интегрально-оптические компоненты

### 5.1. Типы и характеристики оптических плоских волноводов

В главе 2 при рассмотрении эффектов в плоской волноводной структуре предполагалось, что она бесконечно простирается в направлениях  $y$  и  $z$ . Такое рассмотрение вполне допустимо для ряда реальных случаев и может применяться для некоторых интегрально-оптических элементов, например, дефлекторов, тонкопленочных линз и призм и т. д. В интегральной оптике, кроме таких, как их называют, *планарных волноводов*, широко применяют также *полосковые (канальные) волноводы*, сечение которых ограничено не только по толщине, но и по ширине. Полосковые волноводы позволяют формировать узкие (шириной несколько микрон) световые пучки, распространяющиеся по прямолинейной или криволинейной траектории, без привлечения фокусирующих линз, зеркал и других оптических элементов, а также производить преобразования над этими пучками.

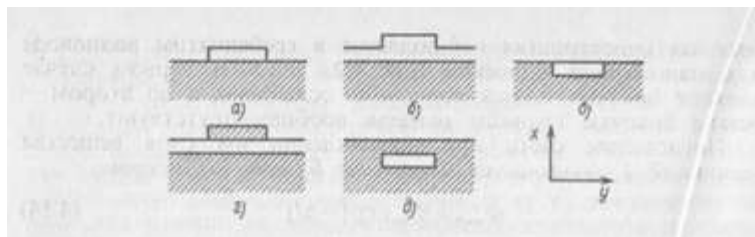


Рис. 5.1. Поперечные сечения полосковых волноводов различного типа: а) приподнятого, б) гребенчатого, в) внедренного, г) с наложенной полоской, д) утопленного

Для ограничения световой волны в таком волноводе по ширине (как и по толщине) используют явление полного внутреннего отражения от боковых поверхностей полоски. Это можно осуществить несколькими способами (рис. 5.1).

Наиболее просто идея реализуется в случае полоски с показателем преломления  $n_B$ , наложенной на подложку с показателем преломления  $n_{II} < n_B$  (рис. 5.1а). При этом ограничение световой волны по ширине происходит за счет полного внутреннего отражения на границах раздела полоски с воздухом. Аналогичный результат достигается при использовании полного внутреннего отражения на боковых поверхностях полоски, внедренной в подложку (рис. 5.1в).

Полоску можно «утопить» в подложку и тогда для ограничения светового пучка как по горизонтали, так и по вертикали используют полное внутреннее отражение на границе волновод – подложка (рис. 5.1д).

Используют также другие конфигурации полосковых волноводов (рис. 5.1в, г).

Как в планарном, так и в полосковом оптическом волноводе потери, которые испытывает световая волна, обуславливаются поглощением в используемых материалах, рассеянием в объеме волновода и на его

поверхности, а также излучением световой энергии в подложку и покровный слой. Считается приемлемым для практики, если оптические потери интегрально-оптического волновода не превышают 1–3 дБ/см.

Неожиданно большими кажутся на первый взгляд потери на рассеяние в волноводах, изготовленных из практически прозрачных материалов. Известно, что рассеяние света в среде обусловлено имеющимися неоднородностями, если их линейные размеры соизмеримы с длиной волны света. На длине порядка 1 см (что характерно для интегрально-оптических схем) объемное рассеяние света можно не учитывать.

Основной вклад вносит рассеяние света на шероховатостях поверхностей раздела волноводной пленки с подложкой и покровным слоем (воздухом). Это особенно важно, если учесть, что при относительно небольшой длине волновода световой пучок испытывает большое число отражений. В реальном случае для прохождения пути длиной 1 см волноводная мода высокого порядка может испытать более  $1 \cdot 10^3$  отражений. Элементарный расчет показывает, что для того чтобы суммарные потери на рассеяние в таком волноводе были меньше 1 дБ, при однократном отражении от поверхности раздела они должны быть меньше  $10^{-4} - 10^{-2} \%$ . Этим объясняются жесткие требования, которые предъявляются к качеству поверхностей оптических волноводов.

При прочих равных условиях потери на поверхностное рассеяние тем больше, чем больше разность показателей преломления контактирующих веществ. Поэтому внедренный, а тем более утопленный волноводы (рис. 5.1в, д) допускают большие нерегулярности на поверхностях раздела по сравнению с приподнятым полосковым волноводом. Слабое рассеяние на боковых поверхностях наблюдается в гребенчатом волноводе и с наложенной полоской (рис. 5.1в, г). В первом случае влияние боковых стенок волновода ослаблено, а во втором — резкие боковые границы раздела вообще отсутствуют.

Поглощение света при прохождении им слоя вещества толщиной  $l$  описывается формулой Бугера — Ламберта:

$$\Phi_{\text{вх}} = \Phi_{\text{вх}} \exp(-\alpha l), \quad (5.1)$$

откуда следует, что потери на поглощение в волноводах длиной  $l$  порядка 1 см, изготовленных на основе стекол и диэлектриков с малым содержанием окрашивающих примесей, можно практически не учитывать, если использовать область прозрачности этих материалов. Это, однако, недопустимо для волноводов на основе полупроводников, особенно в спектральной области, соответствующей межзонному (фундаментальному) поглощению. Действительно, при энергии квантов света, превышающих ширину запрещенной зоны полупроводника  $\Delta E$ , коэффициент поглощения  $\alpha$  становится больше  $\sim 1 \cdot 10^4$  см, что соответствует фактически полному поглощению света в слое 0.1–1 см. Чтобы избежать такого сильного ослабления света, длина волны света должна быть больше, чем это соответствует значению

$$\lambda[\text{мкм}] = 1,24 / \Delta E[\text{эВ}], \quad (5.2)$$

т. е. когда межзонное поглощение невозможно. Однако нужно иметь в виду, что возможно также поглощение света свободными носителями (электронами или дырками), концентрация которых в полупроводниках может быть значительной. Для этого типа поглощения  $\alpha$  сверхлинейно возрастает при увеличении длины волны света. Следствием этого является то, что начиная с близкой инфракрасной области спектра оптическое поглощение легированных полупроводников становится достаточно сильным.

Третий из названных видов оптических потерь – излучательные потери. В планарных и прямолинейных полосковых волноводах они незначительны, особенно для мод не очень высокого порядка, когда угол падения на поверхности волновода не очень приближается к углу внутреннего отражения для поверхности раздела волновод—подложка. Однако в местах изгибов волноводов излучение в подложку или воздух, очевидно, может происходить и тем интенсивнее, чем сильнее эти изгибы. Именно этим определяется минимально допустимый радиус кривизны полосковых волноводов.

## 5.2. Ввод-вывод излучения в интегрально-оптических волноводах

Трудности ввода излучения в интегрально-оптический волновод обусловлены прежде всего тем, что пучок излучения используемых источников, включая и лазерные, имеет заметно большую ширину, чем толщина световодного слоя (а то и его ширина). Проблема усугубляется эффектами отражения, дискретностью возбуждаемых в волноводе мод и т. п. Предложено несколько методов ввода-вывода излучения в интегрально-оптических схемах, разработаны предназначенные для этого устройства, которые обычно называют *элементами связи*.

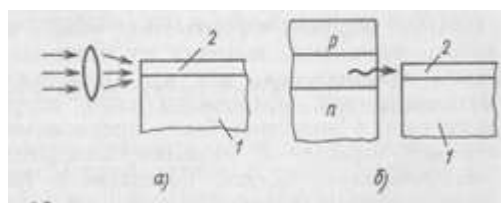


Рис. 5.2. Ввод излучения через торец плоского волновода, состоящего из подложки (1) и волновода (2): а) при помощи фокусирующей линзы, б) при торцевой стыковке

Принципиально наиболее простым способом ввода излучения в плоский волновод является его *непосредственная фокусировка на торец световодящего слоя при помощи линзы* (рис. 5.2а). Несмотря на простоту, такой способ ввода излучения в световод требует субмикронной юстировки и применяется практически только в лабораторных условиях при использовании газовых лазеров.

Если источником излучения является полупроводниковый лазер, применяется *торцевая безлинзовая стыковка с волноводной структурой* (рис. 5.2б). Обычно после точной юстировки лазер жестко скрепляют с волноводной структурой при помощи оптического клея, эпоксидной смолы и т. п. Несмотря на принимаемые меры, эффективность ввода излучения при торцевом соединении лазера и волновода все же оказывается низкой.

### **5.2.1. Призмный элемент ввода-вывода излучения**

Проблема несоответствия ширины пучка и линейных размеров сечения волновода снимается, если излучение вводить не через торец, а через внешнюю поверхность волновода. Однако в этом случае возникают другие, принципиальные трудности.

Рассмотрим параллельный пучок света, падающий на внешнюю поверхность волноводного слоя под углом  $\theta_0$ . Для того чтобы в слое возникла волноводная мода, угол  $\theta_0$  должен быть достаточно большим, так чтобы угол падения волны на внутренние поверхности волновода превышал углы полного внутреннего отражения на обеих поверхностях раздела. Кроме того, должно выполняться условие (2.26), приводящее к дискретности возбуждаемых возможных волноводных мод. Если же рассматриваемый параллельный пучок, направленный на внешнюю поверхность волновода, достаточно протяженный, то для того чтобы внешняя волна, подходящая в разных точках вдоль направления распространения волноводной моды, не гасила ее, должны быть равными продольные составляющие ( $z$ -составляющие) волновых векторов (констант распространения) в покровном слое (воздухе) и в световодном слое:

$$k_{\lambda} n_0 \sin \theta_0 = k_{\lambda} n_B \sin \theta_B, \quad (5.3)$$

где  $k_{\lambda} = \omega/c$  – волновой вектор в вакууме,  $n_B \sin \theta_B = n_{эф}$  – эффективный показатель преломления волновода. Из условия (5.3) следует, что  $n_{эф}$  должен быть меньше  $n_0$  ( $\sin \theta_0 < 1$ ). Это противоречит другому условию, согласно которому  $n_{эф}$  должен быть больше  $n_{II}$ , а подавно и  $n_0$ . К аналогичному противоречию легко прийти и при рассмотрении параллельного пучка, падающего на волновод со стороны подложки.

Проблема находит свое решение благодаря использованию для ввода излучения в световедущий слой так называемого *призмного элемента связи*. Идея, на которой основан принцип его действия, подсказывается условием (5.3); необходимо каким-то образом сделать так, чтобы свет, падая на поверхность волновода, выходил из материала с большим показателем преломления, чем  $n_B$ . Поскольку применение такого материала для покровного слоя неприемлемо, для ввода излучения в волновод было предложено использовать миниатюрную призму с большим показателем преломления  $n_3$  расположенную на его поверхности (рис. 4.4а). При этом предполагается наличие тонкого зазора между поверхностями призмы и

волноводного слоя. Призму изготавливают, например, из германия ( $n_3 = 4,0$ ), фосфида галлия ( $n_3 = 3,4$ ), рутила ( $n_3 = 2,5$ ).

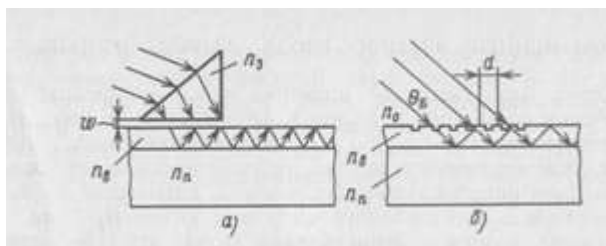


Рис. 5.3. Призменный (а) и дифракционный (б) элементы связи светового пучка с волноводом

На призму лазерный пучок направляют так, чтобы угол падения на ее основание превышал угол внутреннего отражения (рис. 4.4а). При этом луч проникает за поверхность (нарушение внутреннего отражения), а при толщине  $w$  зазора между призмой и волноводом меньше длины волны света заметная часть энергии проникает в волновод (*оптическое туннелирование*). Условие (5.3) теперь уже не противоречит условию  $n_{эф} < n_0$ , так как в данном случае  $n_0$  – коэффициент преломления материала призмы. Для данной длины волны  $\lambda$  условие (5.3) можно выполнять, изменяя угол падения лазерного луча. Для другой  $\lambda$  угол падения окажется другим. Таким образом, в волновод можно ввести моду нужного порядка.

Чтобы связь призмы с волноводом была эффективной, толщина зазора не должна превышать десятых долей  $\lambda$ , ширина же оптического пучка, а значит, протяженность основания призмы должны быть такими, чтобы волноводная мода сделала вдоль основания призмы порядка 100 зигзагов.

Важно, чтобы правый край лазерного пучка попадал строго в угол призмы (как показано на рис. 5.3). Если пучок сдвинут правее, часть его энергии не попадает в волновод, если левее, то вследствие оптического туннелирования часть энергии волноводной моды вернется опять в призму. Последнее объясняет возможность использования призмленного элемента связи не только для возбуждения волноводных мод, но и для вывода из волновода, что и применяют на практике.

### 5.2.2. Решеточные элементы связи

Устройство призмленного элемента связи противоречит важнейшей концепции интегральной оптики, согласно которой все элементы должны быть тонкопленочными. Планарным и более технологичным является так называемый *решетчатый элемент связи*, представляющий собой серию близко расположенных штрихов (*гофров*) на поверхности волноводного слоя (рис. 4.3б).

Расстояние между штрихами на таком гофрированном участке  $d$  должно быть порядка длины волны света, вводимого в световедущий слой. Из геометрических соображений следует, что при угле падения светового



пучка  $\theta_0$  (к нормали поверхности) разность фазы, соответствующая соседним штрихам, равна  $k_\lambda d \sin \theta_0$ . Волноводная мода возбуждается в том случае, если эта разность фаз кратна  $2\pi$ :

$$\sin \theta_0 k_\lambda d = 2\pi m \quad (5.4)$$

или

$$d \sin \theta_0 = \lambda m, \quad (5.5)$$

где  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Таким образом, этот элемент связи можно применять для передачи энергии вполне определенной волноводной моде, варьируя угол падения пучка. Длина гофрированного участка в направлении распространения волноводной моды должна быть примерно такой же, как ширина оптического пучка, причем правые края пучка и решетки должны совпадать.

Эффективность ввода излучения в волновод с использованием решеточного элемента связи обычно составляет 10–30%, хотя теоретический предел должен быть близким к 100%. Решеточные элементы являются составной частью волноводной структуры, и проблемы оптического и механического контактов исчезают. Для их изготовления не требуются материалы с большим по сравнению с волноводом показателем преломления света. Это существенно, в частности, для волноводных структур на основе полупроводников, показатель преломления для которых обычно находится в пределах 2,4—3,4, т. е. достаточно велик.

Для создания четких близко расположенных штрихов их либо наносят на поверхность волновода, либо вытравливают в самом волноводе. И в том, и в другом случае применяют известные методы фотолитографии.

Очевидно, что решеточный элемент связи, подобно призмному, можно использовать и для вывода световой энергии из волноводного слоя; при этом различным модам, разумеется, соответствуют разные углы выходящего пучка.

### **5.2.3. Оптическая связь плоских волноводов с подложкой и между собой**

Вывод излучения из волновода в подложку относительно просто осуществить, используя сужающийся (клиновидный) конец волновода (рис. 5.4). Волноводная мода, подойдя к клиновидному участку, испытывает многократные отражения, но с постоянно уменьшающимися углами падения на поверхностях раздела как с подложкой, так и с покровным слоем. Как только угол падения окажется меньше угла  $\varphi_{\text{п}}$  внутреннего отражения для поверхности раздела волновод – подложка (для границы раздела волновод – покровный слой это произойдет позже, так как  $n_{\text{п}}$  заметно больше  $n_0$ ), начинается преломление волноводной моды в подложку.

При одном преломлении выводится только часть энергии волноводной моды, поэтому волна продолжает зигзагообразно распространяться вдоль сужающегося края волновода, каждый раз излучая все меньшую и меньшую энергию в подложку (на рисунке это условно отражено укорочением стрелок). На каком-то этапе угол падения на верхнюю границу может стать

меньше соответствующего угла внутреннего отражения  $\varphi_0$  и энергия станет излучаться в воздух (штриховые стрелки), что приводит к потерям. Чтобы этого не происходило, сужение конца волновода должно быть плавным.

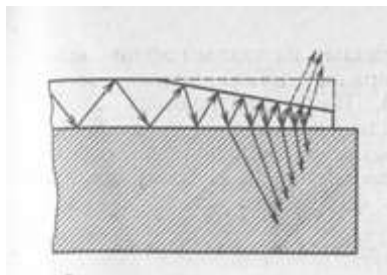


Рис. 5.4. Вывод излучения в подложку через сужающийся край волновода

Реально достигаемая эффективность вывода энергии в подложку составляет 50—70%. Необходимо также учитывать, что излучаемый в подложку пучок расходящийся:  $1—20^\circ$  в зависимости от угла сужения конца волновода (вблизи волновода, как изображено на рисунке, пучок сходящийся, вдали — расходящийся). Это в большинстве случаев ограничивает применение сужающего конца волновода, особенно если при его помощи вводить излучение из подложки в волновод.

Для передачи световой энергии из одного волновода в другой торцевое (стыковое) соединение, несмотря на его принципиальную простоту, в интегрально-оптических устройствах применяют относительно редко. Способ передачи световой энергии из одного планарного волновода в другой иллюстрирует рис. 5.5.

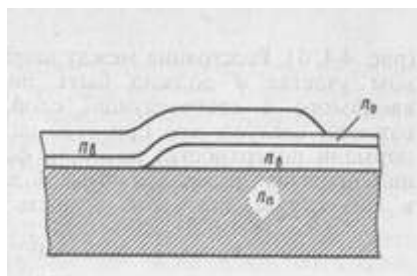


Рис. 5.5. Оптическая связь между наложенными друг на друга волноводами

Между волноводами в области их перекрытия имеется тонкий слой материала с показателем преломления  $n_0 < n_B$ ; как обычно,  $n_B$  больше коэффициента преломления подложки  $n_П$ . За счет наложения волноводов друг на друга через слой с меньшим показателем преломления  $n_0$  происходит оптическое туннелирование.

Для эффективной передачи энергии промежуточный слой должен быть тонким и однородным по толщине, а константы распространения двух волноводов одинаковыми. Кроме того, как и в случае призмного и решеточного элементов связи, должна тщательно выбираться длина взаимодействия.

### 5.3. Интегрально-оптические модуляторы света

В интегральной оптике часто используют электрооптические эффекты. Для управления параметрами оптического луча в модуляторе, действие которого основывается на линейном эффекте Поккельса, на подложку наносится тонкий волноводный слой, а поверх него — металлический электрод (через промежуточный слой с низким  $n$ , чтобы избежать затухания). Между этим электродом и омическим контактом к подложке прикладывается модулирующее напряжение  $U$ .

Волноводный слой обязательно должен быть более высокоомным, так чтобы все приложенное напряжение падало именно на нем. При малой его толщине напряженность электрического поля  $E$  оказывается достаточно высокой при умеренных напряжениях. Например,  $E=10^5$  В/см при толщине волноводного слоя  $h = 1$  мкм и  $U=10$  В.

Вызываемые электрическим полем изменения фазы или вращения плоскости поляризации света можно обнаружить, применяя фазово- или поляризационно-чувствительное детектирование, что ограничено трудностями интегрально-оптического исполнения соответствующих устройств.

Удобнее использовать модуляцию непосредственно интенсивности световой волны, для чего толщину волноводного слоя и разность показателей преломления волновода  $n_v$  и подложки  $n_p$  подбирают такими, чтобы при  $U=0$  (или при вполне определенном значении  $U=U_{исх}$ ) волновод находился в припороговом состоянии для пропускания моды наименьшего порядка. При наложении  $U$  (или изменении  $U$  по сравнению с  $U_{исх}$ ) показатель преломления  $n_v$  изменяется и волновод пропускает световую волну.

Из-за малости рабочего объема модулятора значение электрической мощности, требуемой для управления прибором, уменьшается по крайней мере на порядок по сравнению с объемными модуляторами, а в полосковом модуляторе она еще на порядок меньше. В связи с этим требования к материалам для интегрально-оптических модуляторов резко снижаются, а их изготовление становится более простым и дешевым. Могут использоваться как «классические» материалы, какими являются ниобат и танталат лития, так и многие другие вещества, прозрачные в нужной области спектра, например кварц, полупроводниковые соединения и т. п.

Технология изготовления интегрально-оптических модуляторов, исключая создание металлических контактов, практически ничем не отличается от технологии получения плоских волноводов.

В полупроводниковых интегрально-оптических устройствах для модуляции света используют также *эффект Франца — Келдыша*. В этом случае припороговые условия распространения волноводной моды не используются, однако длина волны модулирующего света должна строго соответствовать краю собственного поглощения полупроводника, который под действием сильного электрического поля размывается, т. е. *становится*

возможным поглощение фотонов с энергией, меньшей ширины запрещенной зоны (в этом и состоит эффект Франца — Келдыша).

Энергетический сдвиг края собственного поглощения в длинноволновую область спектра описывается выражением

$$\delta(\Delta E) = \left( \frac{e^2 \hbar^{-2} E^2}{m_n^*} \right)^{1/3}, \quad (5.6)$$

где  $m_n^*$  — эффективная масса электрона.

В объемных модуляторах эффект Франца—Келдыша практически не используется так как согласно (5.6) для того, чтобы наблюдение  $\delta(\Delta E)$  стало возможным, к однородному полупроводнику необходимо прикладывать слишком высокие напряжения. В интегрально-оптических модуляторах слой, к которому прикладывают напряжение, тонкий, свет распространяется вдоль волноводного слоя и проходит значительный путь в полупроводнике с сильным полем. При этом незначительные изменения  $U$  вызывают сильное изменение поглощения светового пучка. Например, для модулятора на основе GaAs коэффициент поглощения света с  $\alpha \approx 0,9$  мкм изменяется примерно от 10 до  $1 \cdot 10^4$  см<sup>-1</sup> при подключении обратного смещения около 10 В. Из этого следует, что при длине волновода порядка 1 мм пропускание волновода изменится в  $e^{100} \approx 1 \cdot 10^{43}$  раз (!). Электрическая мощность, необходимая для столь глубокой модуляции, не превышает  $\sim 1 \cdot 10^{-4}$  Вт/мГц.

#### 5.4. Интегрально-оптические переключатели, сканеры и зеркала

Для изменения пространственного положения светового пучка в интегральной оптике используют множество способов.

Устройство *интегрально-оптического акустооптического дефлектора* показано на рис. 5.6а. На подложке из пьезоэлектрического кристалла 1 созданы металлические контакты (встречно-штыревой преобразователь) в виде взаимопроникающих гребенок 2, предназначенных для возбуждения акустической волны, которая передается в нанесенный на подложку волноводный слой 3. Поверхностная акустическая волна (ПАВ) приводит к образованию в волноводном слое чередующихся полос с меньшим и большим показателями преломления света. Попав в зону распространения ПАВ, световой пучок испытывает дифракцию.

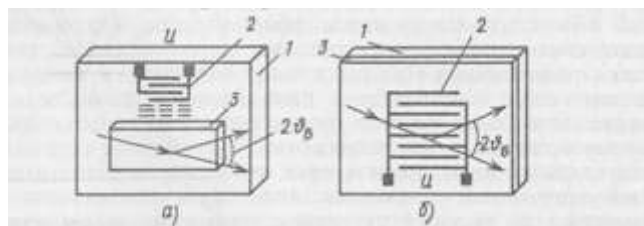


Рис. 5.6. Устройство акустооптического (а) и электрооптического (б) дефлекторов:  
1 – подложка, 2 – металлизированные дорожки, 3 – волноводный слой

Если угол падения луча удовлетворяет условию Брэгга, световая энергия входного пучка практически полностью «перекачивается» в дифрагированный пучок, т. е. первоначальное направление распространения луча изменится на угол  $2\theta_6$ . При изменении частоты ПАВ угол отклонения можно изменять в некоторых пределах. Условие Брэгга при этом не нарушается за счет расходимости светового пучка или (и) акустической волны (как и в объемных акустооптических дефлекторах).

Опыт показывает, что число различных положений светового луча на выходе может достигать  $\sim 1 \cdot 10^3$ , т.е. рассматриваемое устройство можно использовать не только как оптический переключатель, но и как сканер с приемлемыми для практических задач характеристиками.

На дифракционных явлениях может основываться действие *электрооптических дефлекторов в интегрально-оптическом исполнении*. На поверхность планарного волновода (рис. 5.6б), как и в рассмотренном выше сканере, наносят гонкие электроды гребенчатой формы, однако теперь уже к ним прикладывают не переменное напряжение, возбуждающее ПАВ, а постоянное. При этом в электрооптическом материале волноводного слоя возникает модуляция показателя преломления с периодом, равным удвоенному расстоянию между соседними полосковыми электродами.

Для светового луча область волновода под металлическими встречно-штыревыми контактами представляет собой решетку, подобную той, которая создается акустической волной, но, разумеется, неподвижную. Луч света, направленный под углом Брэгга, отклонится на угол  $2\theta_6$  по отношению к входному лучу. Если  $U=0$ , направление луча не изменяется. Такой простой в изготовлении дефлектор не позволяет изменять направления луча непрерывно, а только дискретно.

Работа *интегрально-оптического переключателя* может основываться также на создании условий для полного внутреннего отражения в самом волноводном слое (рис. 5.7).

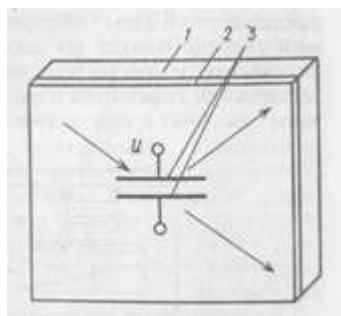


Рис. 5.7. Интегрально-оптический переключатель, действующий на явлении полного внутреннего отражения: 1 – подложка, 2 – волноводный слой, 3 – металлические электроды

На поверхности планарного волновода создают пару параллельных электродов, к которым подключают управляющее напряжение  $U$ . Материал волноводного слоя должен быть таким, чтобы под действием электрического

поля, действующего параллельно плоскости волновода, его показатель преломления света в промежутке между электродами уменьшался. Это может быть, например, структура, созданная диффузией титана в подложку из ниобата лития.

При расстоянии между электродами около 10 мкм и напряжении несколько десятков вольт показатель преломления света уменьшается настолько, что световой пучок испытывает полное внутреннее отражение от оптически менее плотной среды между электродами (см. рис. 5.7). Если  $U = 0$ , пучок проходит область между электродами, не испытывая отражения (идет вниз на рис. 5.7). Какие-либо ограничения, подобные условию Брэгга, в данном случае не накладываются: углы падения и отражения просто равны, превышая, разумеется, критический угол полного внутреннего отражения.

Если фотодетектор расположен так, что на него падает либо отклоненный, либо неотклоненный луч, рассмотренные дефлекторы могут применяться и как модуляторы.

Направление распространения светового пучка в оптическом волноводе можно изменить на противоположное, если на некотором участке волновода создать гофрированную структуру, подобную рис. 5.3б, с периодом, равным половине длины волны распространяющегося света.

В этом случае  $\theta_B = 90^\circ$  и условие брэгговской дифракции соответствует равенству  $2d = \lambda$ , причем угол дифрагированного луча по отношению к падающему ( $2\theta_B$ ) составляет  $180^\circ$ .

Таким образом, участок волновода с гофрированной периодической структурой по существу представляет собой *частотно-селективное зеркало* для излучения с длиной волны  $\lambda = 2d$  (а также с длиной волны в два, три и т. д. раз меньше, что соответствует более высоким порядкам дифракции).

Для излучения, прошедшего через гофрированный участок, его можно рассматривать как заградительный фильтр для указанной  $\lambda$ . Спектральная ширина как отраженного, так и прошедшего излучения пропорциональна отношению  $d$  к длине гофрированного участка и может составлять несколько ангстрем, а то и десятые доли ангстрема.

Для формирования оптических пучков с нужным фазовым фронтом в интегрально-оптических схемах применяются специальные фокусирующие элементы (линзы). Их действие основывается на зависимости эффективного показателя преломления планарного волновода от его толщины и свойств прилегающих материалов.

Участок волновода с нанесенной на него пленкой со сферическим контуром ведет себя аналогично объемной собирающей линзе (рис. 5.8а) со свойственными ей абберациями различного типа. Абберации уменьшаются, если толщина наложенной пленки не постоянна по площади, а уменьшается от центра к краям по вполне определенному закону (*линза Люнеберга*) (рис. 5.8б), причем такую линзу можно сформировать за счет утолщения самого волноводного слоя. Так называемая *геодезическая линза* (это название, как и линза Люнеберга, перенесено из техники СВЧ) образуется, если перед нанесением волноводного слоя в подложке методом шлифовки и полировки

создать углубление сферической формы (рис. 5.8в). Геодезические линзы не дают хроматических aberrаций, поэтому их можно применять в многомодовых волноводах.

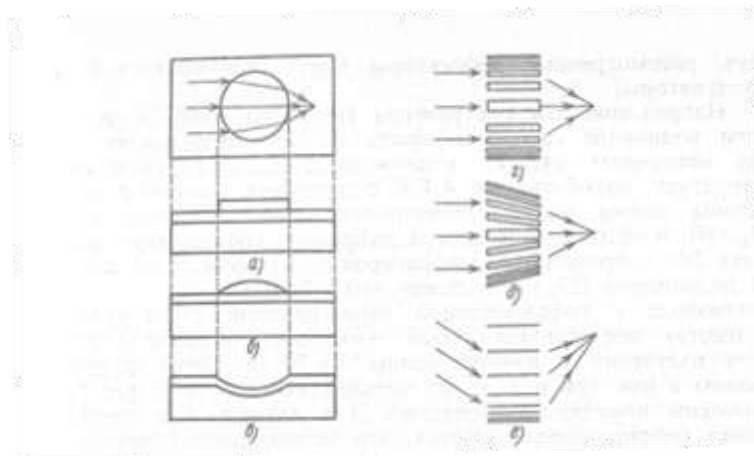


Рис. 5.8. Фокусирующие интегрально-оптические элементы: а) линза с наложенным слоем со сферическим контуром, б) линза Люнеберга, в) геодезическая линза, г) дифракционная планарная линза Френеля, д), е) линзы брэгговского типа

Подобно фокусирующей линзе действует участок дифракционной решетки с шагом, уменьшающимся от осевой линии к краям по определенному закону (*планарная линза Френеля*, рис. 5.8г). Для фокусировки пучка можно использовать также дифракцию, если штрихи решетки выполнить с изменяющимся наклоном (рис. 5.8д) или же используя решетку с параллельными штрихами и направляя падающий пучок света под некоторым углом (рис. 5.8е).

Перспективность интегрально-оптических линз дифракционного типа определяется возможностью применения для их изготовления методов планарной технологии. Нужно изменение эффективного показателя преломления может достигаться как за счет создания профиля волноводного слоя, так и изменения показателя преломления материала волновода, нанесения металлических или диэлектрических площадок (штрихов).

Очевидно, что все рассмотренные интегрально-оптические линзы могут применяться не только для формирования сходящихся пучков, но и для коллимирования, Фурье-преобразования и т. п.

### 5.5. Полосковые ответвители и модуляторы

Подобно призмным элементам связи и наложенным друг на друга планарным волноводам, параллельно расположенные полосковые волноводы также могут взаимодействовать за счет проникновения светового поля одного волновода в другой (оптического туннелирования). На этом принципе действуют так называемые *направленные ответвители* (рис. 5.9), широко используемые в интегрально-оптических устройствах.

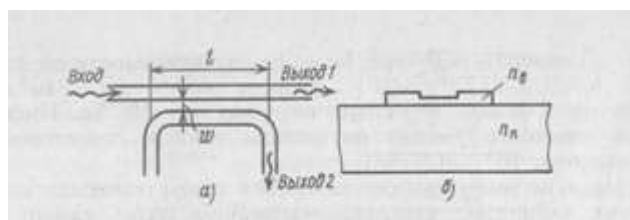


Рис. 5.9. Полосковый двухканальный направленный ответвитель (а); сечение ответвителей с диэлектрическим мостиком (б)

Для эффективной связи полосковые волноводы располагают достаточно близко друг к другу (на расстоянии  $w$  порядка 1 мкм), константы распространения обоих волноводов должны быть равны и, кроме того, длина, на которой происходит их взаимодействие, должна быть вполне определенной. Последнее важно, так как при большой длине взаимодействия световая волна попеременно переходит из одного волновода в другой. Поэтому для односторонней передачи энергии волноводы сближаются, затем на длине  $l$  идут параллельно и затем вновь расходятся (рис. 5.9).

Ответвители такого типа требуют большой точности их изготовления ( $\sim 0,1$  мкм на расстоянии нескольких миллиметров!) с привлечением уже не фото-, а электронной литографии, обработки ионным пучком вместо химического травления и т. п.

Другой способ усиления взаимодействия между волноводами состоит в том, что материал между волноводами удаляется лишь частично (рис. 5.9б). При этом степень связи волноводов регулируется толщиной «мостика» между ними.

Рассмотренный направленный ответвитель превращается в активный интегрально-оптический элемент, если его снабдить электродами, как показано на рис. 5.10а. Если к электродам не подключать управляющее напряжение, вся световая энергия, подаваемая на вход, поступает на выход 2. При подключении напряжения к электродам 1 и 2 или 2 и 3 действие электрооптического эффекта приводит к нарушению условия синхронизма, необходимого для передачи световой энергии из одного волновода в другой и связь между ними «выключается».

Устройство является электрически управляемым модулятором (переключателем), который в зарубежной литературе обозначают сокращенно COBRA (Commutateur Optique Binaire Rapide). Управляющее напряжение такого типа модуляторов, изготовленных на основе гетероструктуры  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ , составляет 5—10 В, а на  $\text{LiNb}_{1-x}\text{Ta}_x\text{O}_3$ — всего 1—2 В.

На другом принципе основано действие модулятора, являющегося интегрально-оптическим аналогом известного в оптике *интерферометра Маха—Цендера*. В этом устройстве используется не переход световой энергии из одного полоскового волновода в другой за счет оптического туннелирования, а интерференция двух фазово-когерентных волн,



проходящих разные пути. Работа прибора объясняется схемой, приведенной на рис. 5.10б.

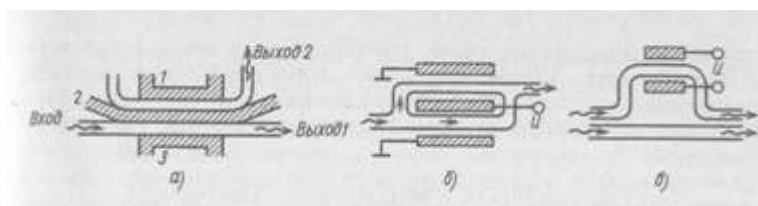


Рис. 5.10. Интегрально-оптические модуляторы типа COBRA (а), Маха-Цендера (б) и Цернике (в)

Входной пучок при помощи полосковых волноводов делится на два пучка, которые на выходе снова сходятся. Интенсивность сигнала на выходе, очевидно, зависит от соотношения фаз сходящихся волн. Если на электроды подать напряжение, коэффициенты преломления в разных плечах интерферометра изменятся, т. е. изменится длина оптического пути соответствующей волны. При разности фаз на выходе, равной нечетному числу  $\pi$ , результирующее световое поле равно нулю и оно не равно нулю, если такое условие не выполняется.

В модуляторах Маха—Цендера, изготовленных на основе ниобата лития или широкозонного полупроводника, примерно 100-кратное изменение выходного сигнала достигается при управляющих напряжениях порядка 10 В.

Несколько другая конфигурация волноводов, но по существу тот же принцип действия, у модулятора (переключателя), названного по имени Цернике (рис. 5.10в). Он включает в себя два элемента связи, а его два состояния задаются двумя уровнями управляющего напряжения  $U_{\text{выкл}}$  и  $U_{\text{вкл}}$ .

## 6. Технологии производства оптических волокон

### 6.1. Основные технологические операции

ОВ изготавливается в ходе нескольких технологических операций, позволяющих оптимизировать его механические, геометрические и оптические характеристики. Основными технологическими операциями являются:

1. Производство заготовки – стеклянного стержня, состоящего из стекла сердцевины и стекла оболочки.
2. Вытяжка ОВ из заготовки и наложение защитного покрытия
3. Перемотка ОВ с натяжением.

### 6.2. Производство заготовки

В настоящее время в основном применяются три способа производства заготовки:

1. **Метод внутреннего химического парофазного осаждения - MCVD** – Modified Chemical Vapour Deposition – «модифицированное химическое парофазное осаждение».
2. **Метод внешнего парофазного осаждения - OVD** - Outside Vapour Deposition.
3. **Метод осевого парофазного осаждения – VAD** – Axial Vapour Deposition.

Несмотря на широкую распространенность в природе оксида кремния  $SiO_2$  – кварца, его нельзя расплавить и получить непосредственно кварцевое стекло – основной материал ОВ, так как технологически очень сложно достичь необходимой степени его очистки от посторонних примесей. Поэтому кварцевое стекло получают непрямым способом с использованием особого соединения – тетрахлорида кремния  $SiCl_4$ , которое может быть получено в очень чистом виде. Тетрахлорид кремния представляет собой жидкость, которая очень легко переходит в газообразное состояние. Ее получают, сжигая кремний или его соединения в хлоре, а затем очищая многократной дистилляцией<sup>24</sup>. Наиболее часто используемые легирующие добавки оксиды германия и фосфора также получают из соединений хлора – тетрахлорида германия  $GeCl_4$  и оксихлорида фосфора  $POCl_3$ .

#### **6.2.1. Метод внутреннего химического парофазного осаждения MCVD**

На рис. 6.1 показан технологический процесс внутреннего парофазного осаждения MCVD. В этом методе используется полая опорная трубка из

---

<sup>24</sup> Под дистилляцией понимают испарение кипящей жидкости с последующей конденсацией паров в холодильнике. Благодаря тому, что тетрахлорид кремния очень легко испаряется, ненужные примеси остаются в неиспарившемся остатке жидкости.

сверхчистого высококачественного кварца длиной 0.5 - 2 м и диаметром 16 - 18 мм – стекло оболочки будущего ОВ.

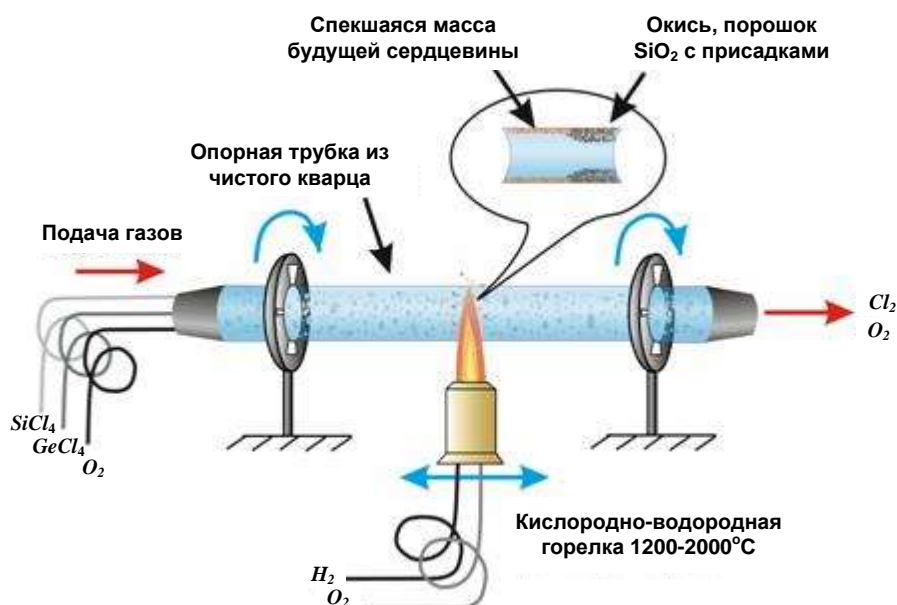
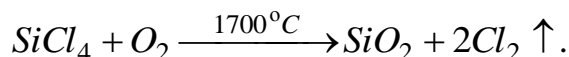


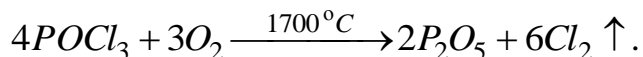
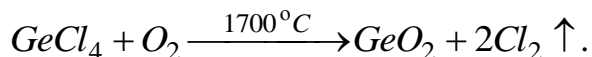
Рис. 6.1. Производство заготовки методом внутреннего парофазного осаждения

Процесс начинается с промывания трубки в кислотной ванне. Затем трубка зажимается в устройстве, напоминающем токарный станок. В нем трубка может вращаться вокруг своей центральной оси. На оба конца трубки надеваются герметичные вращающиеся муфты. Через одну из них (правую на рис. 6.1) из трубки откачивается воздух, а впоследствии и образующийся в процессе производства хлор и избыток реактивов. Через другую муфту в трубку в газообразной форме поступают химические реактивы  $SiCl_4$ ,  $GeCl_4$  или  $POCl_3$  и кислород  $O_2$ .

Кварцевое стекло образуется путем окисления  $SiCl_4$ , происходящее при высокой температуре. Уравнение реакции имеет вид:



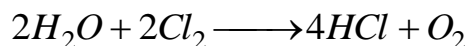
Аналогичным образом образуются и легирующие оксиды:



Равномерное нагревание трубки до нужной температуры 1500 – 1700°C обеспечивает кислородно-водородная горелка, которая движется вдоль трубки взад и вперед. Окисление  $SiCl_4$  и примесей происходит в зоне нагревания, непосредственно над горелкой. Образующиеся оксиды кремния и германия в виде мелкого порошка уносятся потоком газа вдоль трубки и осаждаются на ее стенки, образуя пористый слой окиси. Когда горелка достигает слоя осажденного порошка, происходит остекловывание - порошок плавится и превращается в сплошной, без включения пузырьков, слой чистого стекла.

Когда горелка доходит до конца трубки, она меняет направление и быстро движется к началу трубки, чтобы обеспечить осаждение нового слоя порошка.

Благодаря выделению в процессе окисления газообразного хлора заготовка просушивается прямо в процессе производства, так как хлор эффективно экстрагирует воду:



Заключительным этапом производства заготовки является ее усаживание (рис. 6.2) – удаление оставшегося по центру заготовки канала. Канал остается из-за того, что данный технологический процесс не позволяет полностью заполнить трубку веществом. Усаживание происходит следующим

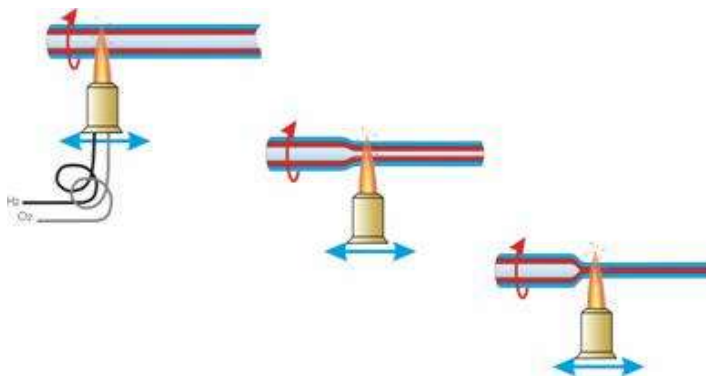


Рис. 6.2. Усаживание заготовки

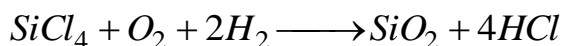
образом. Заготовка позонно нагревается по своей длине до температуры размягчения кварца от 1400 до 1600<sup>0</sup>С и равномерно сжимается (подвергается усадке) под действием сил поверхностного натяжения, превращаясь в твердый прозрачный стеклянный стержень.

Скорость осаждения составляет 0.5-2 г/мин. Основными достоинствами метода являются простота получения сложных профилей показателя преломления и высокая степень защищенности получаемого стекла от попадания посторонних материалов, так как осаждение происходит в герметично закрытой трубке. Недостаток – невозможность производства длинных заготовок (ограничение накладывается размерами установки и опорной трубки). Соответственно и получаемое после вытяжки ОВ не может быть очень длинным, средняя длина 3-5 км (max до 10-20 км).

### **6.2.2. Метод внешнего парофазного осаждения OVD**

На рис. 6.3 показан технологический процесс внешнего парофазного осаждения OVD. В этом методе используется затравочный огнеупорный, например, графитовый стержень. Стержень вращается вокруг своей продольной оси и нагревается снаружи в пределах узкой зоны с помощью движущейся кислородно-водородной газовой горелки. Кислород вместе с тетрахлоридами кремния и германия подаются в горелку.

В этом методе кварцевое стекло образуется путем гидролиза, происходящего непосредственно в пламени горелки. Уравнение химической реакции имеет вид:



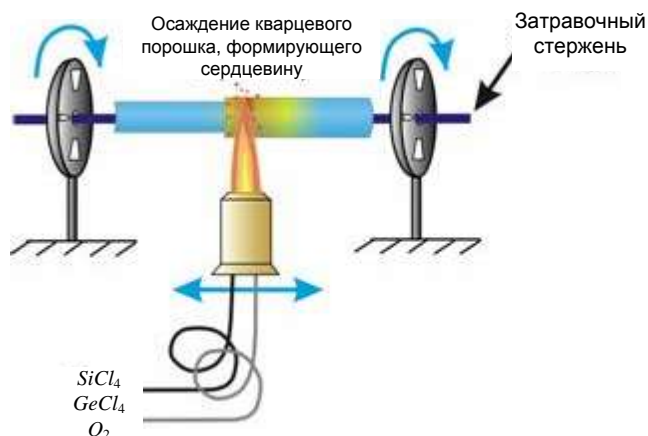
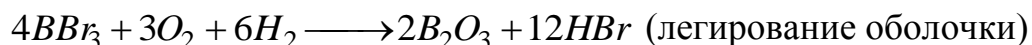
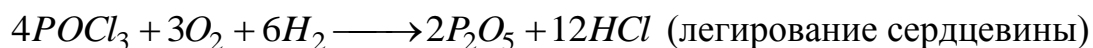
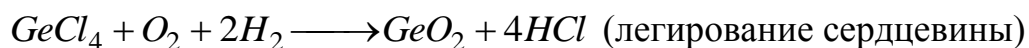


Рис. 6.3. Производство заготовки методом внешнего парофазного осаждения.

Порошкообразные оксиды  $SiO_2$  и  $GeO_2$  (или другая легирующая добавка) осаждаются на вращающемся стержне. Скорость осаждения составляет примерно 5 г/мин. Как только будет осаждено достаточное количество слоев для сердцевины и оболочки ОВ, процесс останавливается и пористая еще не остеклованная заготовка снимается с затравочного стержня.

Поскольку осаждение стекла происходит в атмосфере пламени, в материале заготовки

остается вода, получившаяся в результате окисления водорода. Как мы увидим в дальнейшем, пары воды приводят к возрастанию затухания ОВ, поэтому перед остекловыванием заготовку подвергают сушке – продувают хлором, который экстрагирует воду.

Собственно остекловывание происходит на заключительном этапе производства заготовки одновременно с ее усаживанием. Процесс усаживания происходит так же, как и в методе MCVD.

Основными достоинствами метода являются простота получения сложных профилей показателя преломления и отсутствие предела длины затравочного стержня, что позволяет создавать длинные заготовки, из которых можно вытянуть 50-100 км ОВ. Недостатки – выше вероятность загрязнения материала, так как осаждение происходит в открытом пространстве, возникновение механических напряжений при снятии заготовки со стержня, которые могут привести к нарушению структуры стекла и даже появлению трещин.

Оба рассмотренных метода позволяют осаждать кварцевое стекло постепенно слой за слоем - отдельно стекло сердцевины и отдельно стекло оболочки. Путем тщательного дозирования легирующей примеси в каждом слое можно получить ОВ с любым профилем показателя преломления.

### **6.2.3. Метод осевого парофазного осаждения VAD**

На рис. 6.4 показан технологический процесс метода осевого парофазного осаждения – VAD. Особенностью этого метода является то, что

стекла сердцевины и оболочки осаждаются одновременно на торец заготовки, которая наращивается вдоль оси. Это достигается использованием особой горелки, имеющей сложную слоистую структуру. В середину пламени подают смесь хлоридов германия и кремния для осаждения стекла сердцевины, затем слой буферного газа, потом только хлорид кремния для осаждения чисто кварцевой оболочки, потом опять буферный газ и во внешний слой горелки – кислород с водородом, которые собственно горят (на рис. 3.5 показаны только два слоя).

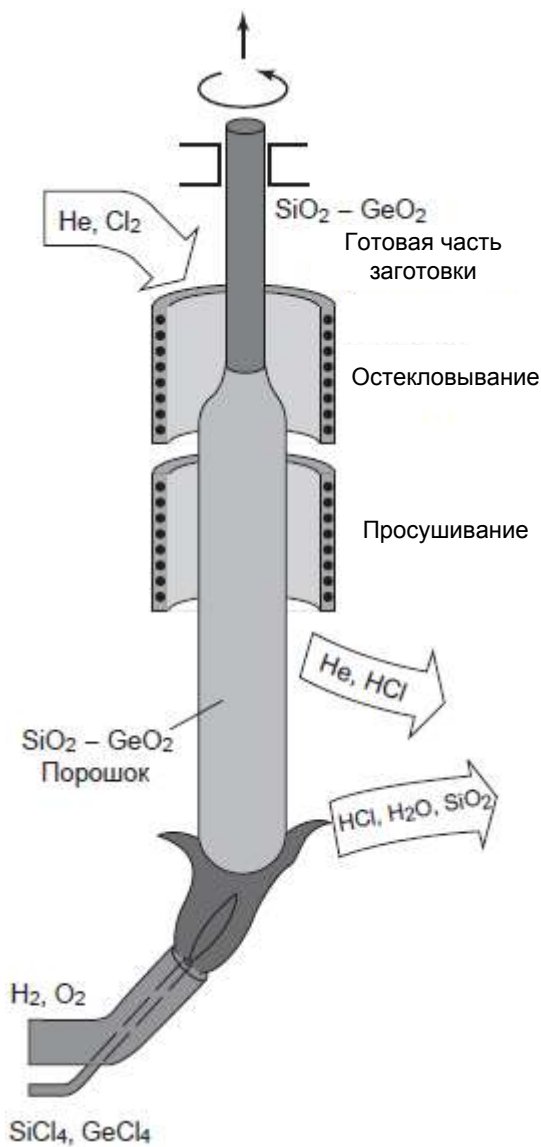


Рис. 6.4. Производство заготовки методом осевого парофазного осаждения

градиентных профилей.

Полученная любым из рассмотренных методов заготовка является увеличенной копией ОВ с заданным профилем показателя преломления.

Вещество осаждается на только что созданную в этом же процессе поверхность. Чтобы начать процесс, используется кварцевая заправка. Поскольку расстояние от горелки до торца заготовки должно быть строго фиксированным, растущая заготовка постоянно отодвигается от пламени неподвижной горелки. Скорость осаждения составляет 3-6 г/мин.

Одновременно с осаждением стекол происходит просушивание заготовки газообразным хлором и ее остекловывание. Усаживать произведенную таким образом заготовку не требуется, так как в данном процессе в осажденном стекле не образуется никаких каналов

Преимуществом метода VAD является возможность создавать заготовки большой длины, из которых затем можно вытянуть несколько тысяч километров волокна. Кроме того, это единственный метод, позволяющий реализовать непрерывный процесс производства, когда остеклованная часть заготовки подается непосредственно в вытяжную установку.

Основной недостаток метода – необходимость использования сложных технологических приемов для создания

### 6.3. Вытяжка ОВ из заготовки и наложение первичного защитного покрытия



Рис. 3.6. Вытягивание ОВ из заготовки

Вытягивание ОВ из заготовки происходит на вытяжной башне, высота которой составляет порядка 12 м (рис. 6.5).

Для вытягивания волокна заготовка закрепляется в центрирующем патроне вытяжной установки. Положение патрона в вертикальном направлении регулируется с помощью подающего механизма. Нижний конец заготовки подается в электрическую печь, где он нагревается до температуры чуть больше 2000°С. Заготовка медленно опускается в печь, ее конец плавится и расплавленное стекло струйкой стекает вниз. Охлаждаясь окружающим воздухом, стекло снова кристаллизуется и образует ОВ.

Во время вытягивания геометрические соотношения диаметров сердцевины и оболочки, а также профиль показателя преломления остаются неизменными, хотя уменьшение диаметра заготовки по отношению к диаметру ОВ возможно в соотношении 300:1.

Для того чтобы диаметр ОВ оставался постоянным и имел требуемую величину (обычно  $125 \pm 2$  мкм), необходимо обеспечить

возможность точной регулировки скорости вытяжки и подающего механизма. Диаметр волокна проверяется находящимся сразу же под печью неконтактным измерительным прибором с лазерным управлением. Полученные значения передаются в систему контроля, которая регулирует скорость вытяжной шпилевой лебедки, находящейся в нижней части башни. Увеличение диаметра ОВ по сравнению с номинальным приводит к увеличению скорости вытягивания, и наоборот. Скорость вытягивания составляет обычно 3-10 м/с.

Непосредственно за измерительным прибором для контроля диаметра на ОВ наносится защитное первичное покрытие. В качестве первичного покрытия применяют акрилат. Обычно наносят два слоя акрилата - внутренний слой из мягкого акрилата, для предотвращения микроизгибов, и твердый наружный слой, для защиты от механических воздействий. Нанесенный акрилат отверждается под воздействием интенсивного УФ-излучения. Затем проверяется диаметр первичного покрытия и его соосность с волокном. После нанесения обоих слоев диаметр волокна становится равным  $245 \pm 10$  мкм.

#### 6.4. Перемотка ОВ с натяжением

ОВ должно иметь достаточную механическую прочность, поэтому после вытяжки и наложения первичного покрытия его подвергают тесту на перемотку с натяжением (рис. 6.6). Для этого оно подвергается воздействию растягивающего усилия, которое может регулироваться с большой точностью.

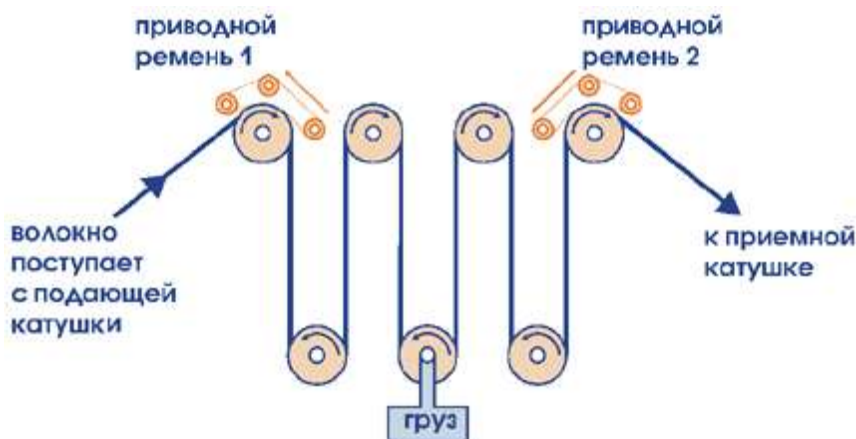


Рис. 6.6. Установка для перемотки ОВ с натяжением

В процессе перемотки большой длины ОВ из-за произвольного распределения трещин по длине оно периодически обрывается. В результате образуются отрезки волокна различной протяженности. У различных производителей разные стандарты на безобрывные длины, поставляемые на катушке. Так, фирма Corning поставляет волокно длиной 25.2 км. Существуют и другие длины к поставке, отличающиеся как в большую, так и в меньшую сторону. После перемотки ОВ наматывают на цилиндрический барабан.

Из одной заготовки диаметром 30-40 мм и длиной 1 м можно получить 50-150 км ОВ.



## 7. Технологии производства интегрально-оптических элементов

Для изготовления плоских волноводов приемлемы многие методы, в частности, заимствованные из технологии приборостроения и полупроводниковой микроэлектроники.

Метод нанесения тонких диэлектрических пленок на зеркальную поверхность подложки является наиболее естественным. Для этого могут использоваться простые и не требующие дорогого оборудования способы: окунание или центрифугирование растворов с последующим высыханием или полимеризацией нанесенного слоя. Так получены достаточно хорошего качества волноводы из фоторезиста, эпоксидной смолы, полиуретана, полиметилметакрилата и т. п. Более совершенные диэлектрические пленки с контролем толщины можно создавать нанесением нужного материала в вакуумной камере при его термическом, катодном или ионно-лучевом распылении, в результате бомбардировки ионами инертных газов в постоянном или высокочастотном электрическом поле, используя реактивное напыление, и т. п. Все эти методы позволяют наносить на подложку из стекла, кварца или другого материала аморфные световедущие слои.

Универсальным методом создания монокристаллических слоев является эпитаксия, особенно полупроводниковых соединений  $A^3B^5$ , используемая в технологии лазерных и светоизлучающих диодов.

Волноводную структуру можно получить, не только наращивая на подложке слой с большим показателем преломления, но и создавая такой слой в самой подложке. Это достигается введением в приповерхностный слой монокристалла примесей, которые приводят к увеличению показателя преломления света. Одним из наиболее распространенных методов легирования является диффузия из потока газа или слоя, нанесенного на поверхность подложки. Миграцию ионов в приповерхностный слой стекла также осуществляют, погружая подложку в расплавленный электролит подходящего химического состава. Прогрессивным методом введения примесей в подложку является *имплантация ионов*.

Как известно, показатель преломления света определяется не только химическим составом вещества и его кристаллической структурой, но и наличием свободных электронов. Из электронной теории следует, что на высоких частотах

$$n = 1 - \frac{1}{2} \frac{N_1 q^2}{\varepsilon_0 m_n \omega^2}, \quad (7.1)$$

где  $\varepsilon_0$ —электрическая постоянная;  $m_n$ —масса электрона;  $N_1$  — концентрация электронов. Если  $N_1$  изменяется на  $\Delta N_1$ , то

$$|\Delta n| = \frac{1}{2} \frac{q^2}{\varepsilon_0 m_n \omega^2} \Delta N_1, \quad (7.2)$$

причем при уменьшении  $N_1$  показатель преломления  $n$  возрастает. Это можно использовать для получения волноводных слоев. Величину  $N_1$  можно изменять, не обязательно вводя в вещество инородные примеси.

Концентрация свободных носителей уменьшается, например, при облучении монокристаллов протонами. Наконец, волноводный слой можно получить, если на поверхность полупроводника нанести выпрямляющий контакт. Прилегающий к поверхности слой окажется обедненным свободным носителем (*слой Шоттки*), что приведет согласно (7.2) к увеличению  $n$ . Аналогичный эффект наблюдается, если в приповерхностном слое полупроводника создать  $p$ - $n$ -переход.

Для создания полосковых волноводов с нужной конфигурацией используют хорошо освоенные в микроэлектронной технологии методы литографии.