

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего профессионального образования
«Пермский национальный исследовательский
политехнический университет»

Институт фотоники и оптоэлектронного приборостроения

Д.Б. Шумкова, А.Е. Левченко

СПЕЦИАЛЬНЫЕ ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ

Утверждено
Редакционно-издательским советом университета
в качестве учебного пособия

Издательство
Пермского национального исследовательского
политехнического университета
2011

УДК 535:530.182
ББК 22.343
Ш96

Рецензенты:
д-р техн. наук, проф. *А.И. Цаплин*
(Пермский национальный исследовательский
политехнический университет);
канд. техн. наук, доцент *И.И. Крюков*
(ОАО «Пермская научно-производственная
приборостроительная компания»)

Шумкова, Д.Б.

Ш96 Специальные волоконные световоды: учеб. пособие / Д.Б. Шумкова, А.Е. Левченко. – Пермь: Изд-во Перм. нац. исслед. политехн. ун-та, 2011. – 178 с.

ISBN 978-5-398-00743-5

Рассмотрены физические и математические основы оптики, а также принципы передачи сигнала в волоконном световоде. Исследованы варианты конструкции, технологии, производства и проектирования специальных типов оптических волокон, таких как активные, анизотропные, микроструктурированные световоды, а также световоды для волоконных лазеров.

Предназначено для студентов технических вузов, соответствует образовательным программам по направлению подготовки «Фотоника и оптоинформатика» (профиль «Волоконная оптика»). Может быть использовано аспирантами вузов соответствующих специальностей, а также специалистами, работающими в области лазерной физики, фотоники, волоконной оптики и оптоэлектронного приборостроения.

УДК 535:530.182
ББК 22.343

ISBN 978-5-398-00743-5

© ПНИПУ, 2011

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	6
Глава 1. ОСНОВЫ ОПТИКИ И ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ	7
1.1. Принцип действия волоконных световодов. Типы оптических волокон.....	7
1.2. Основные уравнения передачи электромагнитного поля по световоду.....	13
1.3. Типы волн в световодах. Критические длины и частоты	19
1.4. Оптические потери в волоконных световодах.....	25
1.5. Дисперсия в волоконных световодах	32
1.6. Распространение сигналов по оптическому волокну	40
1.6.1. Частотные и временные характеристики	42
1.6.2. Собственные и частные характеристики оптического кабеля.....	43
1.6.3. Диаграмма излучения и поглощения энергии в световоде	45
1.6.4. Искажения сигналов	48
1.6.5. Модуляционно-частотные характеристики и полоса пропускания волоконных световодов.....	52
Глава 2. КОНСТРУКЦИЯ И ТИПЫ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН	58
2.1. Принципиальное устройство оптического волокна.....	58
2.2. Индекс преломления и модовая структура	60
2.2.1. Волокно со ступенчатым индексом	62
2.2.2. Волокно со сглаженным индексом	63
2.2.3. Одномодовое волокно	64
2.3. Основные технологические характеристики световодов	64
2.4. Долговечность волоконных световодов	71
2.5. Механическая прочность и срок службы оптических волокон	72
2.6. Конструкция и материал оптических волокон	74
Глава 3. СПЕЦИАЛЬНЫЕ ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ: ОСНОВНЫЕ ВИДЫ, ОСОБЕННОСТИ ТЕХНОЛОГИИ, МАТЕРИАЛЫ, ПРОЕКТИРОВАНИЕ	79
3.1. Общая характеристика специальных волоконных световодов.....	79
3.1.1. Волокна как активная среда для волоконных лазеров и усилителей.....	80
3.1.2. Волокна для накачки волоконных лазеров	81
3.1.3. Волокна для оптических мультиплексоров и демультиплексоров	81
3.1.4. Волокна для оптических модуляторов	82

3.1.5. Волокна для оптических фильтров	83
3.1.6. Волокна для компенсации дисперсии.....	83
3.1.7. Волокна для источников суперконтинуума.....	84
3.2. Активированные волокна для оптических усилителей и лазеров....	84
3.2.1. Волоконные оптические усилители	84
3.2.2. Принцип работы эрбиевого усилителя	88
3.2.3. Основные элементы и характеристики эрбиевого волоконного усилителя.....	92
3.2.4. Ширина и равномерность полосы усиления.....	94
3.2.5. Преимущества и недостатки эрбиевых волоконных усилителей	99
3.2.6. Рамановский волоконный усилитель.....	99
3.2.7. Материалы для эрбиевых волоконных усилителей.....	100
3.3. Волоконные лазеры: материалы, технологии и применение	103
3.3.1. Общая характеристика волоконных лазеров	103
3.3.2. Сравнение волоконных лазеров с другими типами лазеров	104
3.3.3. Основные элементы конструкции волоконных лазеров.....	106
3.3.4. Резонаторы лазерных систем	107
3.3.5. Активированные волокна с двойной оболочкой.....	108
3.3.6. Фотонно-кристаллические активированные волокна	110
3.3.7. Схемы волоконных лазеров.....	111
3.4. Фотоиндуцированные волоконные брэгговские решетки и их технологии.....	112
3.4.1. Брэгговские волоконные решетки показателя преломления ...	113
3.4.2. Волоконные брэгговские решетки с переменным периодом.....	116
3.4.3. Фоточувствительные стекла для записи волоконных решеток.....	117
3.4.4. Методы увеличения фоточувствительности волоконных световодов.....	118
3.4.5. Типы фоточувствительности в германосиликатных световодах	120
3.4.6. Применение волоконных решеток в системах волоконно-оптической связи.....	124
3.4.7. Применение волоконных брэгговских решеток в схемах диодных и волоконных лазеров.....	127
3.4.8. Применение волоконных брэгговских решеток для компенсации дисперсии	131
3.5. Анизотропные одномодовые световоды	133
3.6. Фотонно-кристаллические (микроструктурированные) волокна..	136
3.6.1. Общие представления о фотонных кристаллах и их свойствах	136
3.6.2. Свойства и применение фотонно-кристаллических волокон ..	138

Глава 4. ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СПЕЦИАЛЬНЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ	142
4.1. Методы изготовления волокон с малыми потерями.....	142
4.2. CVD-процесс	144
4.3. Внешнее осаждение (OVD-метод).....	146
4.4. Осевое осаждение (VAD-метод)	149
4.5. Внутреннее осаждение (MCVD-метод)	150
4.6. Размер заготовок и время, затрачиваемое на их изготовление	152
4.7. Жакетирование заготовок	155
4.8. Плазменное внутреннее осаждение (PCVD-метод).....	156
4.8.1. Схлопывание опорной трубки	158
4.8.2. Изготовление преформы RIT	159
4.9. Внутреннее осаждение и плазменное жакетирование (APVD-метод).....	163
4.10. Технология изготовления фотонно-кристаллических волокон ...	166
4.11. Технологии изготовления волоконных решеток.....	169
4.11.1. Методы изготовления волоконных брэгговских решеток малого периода.....	169
4.11.2. Методы изготовления длиннопериодных решеток.....	171
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	174
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	176

ВВЕДЕНИЕ

С технологией передачи данных по оптическому волокну связано множество разнообразных и часто малоизвестных физических явлений. В настоящее время в линиях связи по всему миру уложено несколько сотен миллионов километров оптических волокон. Причем около 90 % из них приходится на долю стандартных одномодовых волокон. В России в настоящее время используются почти исключительно стандартные одномодовые оптические волокна. В то же время современное проектирование в данной технологической отрасли все большее внимание уделяет волокнам нового прогрессивного типа – специальным волоконным световодам.

Цель учебного пособия – сформировать знания, умения и навыки в области материалов и технологий волоконной оптики, включая: основы оптики волоконных световодов; основные типы оптических волокон, используемых в волоконно-оптических линиях связи, их характеристики; физические эффекты и явления в оптических волокнах; основы оптического материаловедения волоконной оптики; основные классы материалов, используемых в волоконной оптике, их характеристики и технологии синтеза; основные методы создания заготовок для вытяжки оптических волокон и технологии производства волокон, используемых в системах передачи информации, с целью последующего использования полученных компетенций при разработке, производстве и использовании материалов и технологий для приборов и устройств современной фотоники и оптоинформатики.

Книга является учебным пособием, входящим в учебно-методический комплекс по дисциплине «Специальные волоконные световоды».

ГЛАВА 1. ОСНОВЫ ОПТИКИ И ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

1.1. Принцип действия волоконных световодов.

Типы оптических волокон

Волоконный световод (ВС) представляет собой тонкую двухслойную стеклянную нить (сердечника и оболочки), каждый элемент которой обладает различным показателем преломления. *Показатель преломления* (n) прозрачного вещества представляет собой отношение скорости света в вакууме (c) к скорости света в данном веществе (v), т.е. $n = \frac{c}{v}$. Кроме того, показатель преломления зависит от параметров среды и рассчитывается по формуле $n = \sqrt{\epsilon\mu}$, где ϵ и μ – относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости соответственно.

Учитывая, что относительная магнитная проницаемость прозрачного вещества обычно постоянна и равна единице, показатель преломления определится для сердечника – $n_1 = \sqrt{\epsilon_1}$, для оболочки – $n_2 = \sqrt{\epsilon_2}$. Показатель преломления оболочки постоянен, а сердечника в общем случае является функцией поперечной координаты. Эту функцию называют *профилем показателя преломления*.

Для передачи электромагнитной энергии по световоду используется известное явление полного внутреннего отражения на границе раздела двух диэлектрических сред, поэтому необходимо, чтобы $n_1 > n_2$.

Рассмотрим случай, когда луч света, распространяющийся в среде с показателем преломления n_1 , встречает границу раздела со средой, имеющей меньший показатель преломления n_2 (рис. 1.1).

В соответствии с законом Снеллиуса $\frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} = \frac{n_2}{n_1}$, угол φ_2 в среде с меньшим показателем преломления больше, чем угол падения φ_1 . При возрастании φ_1 возрастает и φ_2 , и, поскольку φ_2 больше φ_1 , φ_2 станет равным 90° раньше, чем φ_1 . Угол падения, для которого преломленный луч скользит по поверхности раздела (т.е. для которого $\varphi_2 = 90^\circ$), называется *углом φ_c полного внутреннего отражения*. Угол полного внутреннего отражения рассчитывается по формуле (см. закон Снеллиуса, полагая, что $\varphi_2 = 90^\circ$)

$$\sin \varphi_c = \frac{n_2}{n_1}.$$

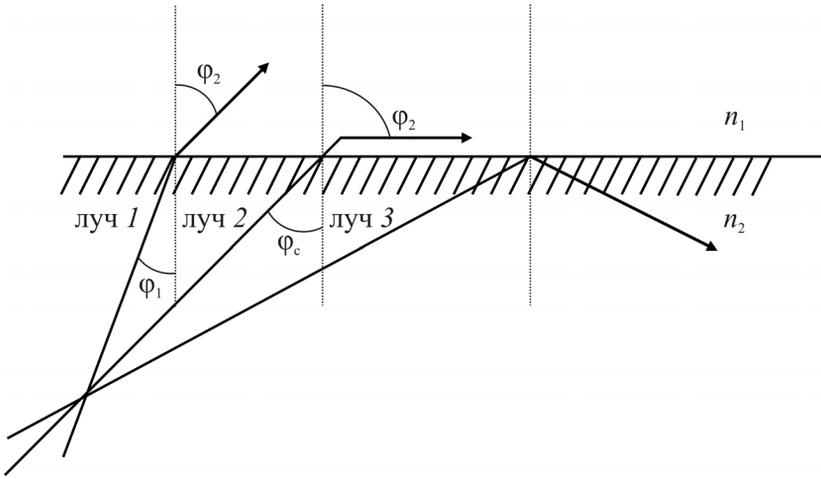


Рис. 1.1. Распространение луча света в среде

Если угол падения больше φ_c (луч 3), то луч не заходит во вторую среду, а полностью отражается вовнутрь первой среды. Именно этот принцип полного внутреннего отражения позволяет оптическим волокнам проводить свет.

В зависимости от величины угла φ , который образует с осью лучи, выходящие из точечного источника в центре торца световода (рис. 1.2), возникают волны излучения 1, волны оболочки 2 и сердечника 3. В сердечнике и оболочке существует два типа лучей: меридиональные, которые пересекаются в некоторой точке с осью световода, и косые, которые с осью световода не пересекаются. Здесь показаны только меридиональные лучи. Если угол падения электромагнитной волны на границу сердечник – оболочка больше угла полного внутреннего отражения, то луч полностью отражается на границе и остается внутри сердечника (луч 3).

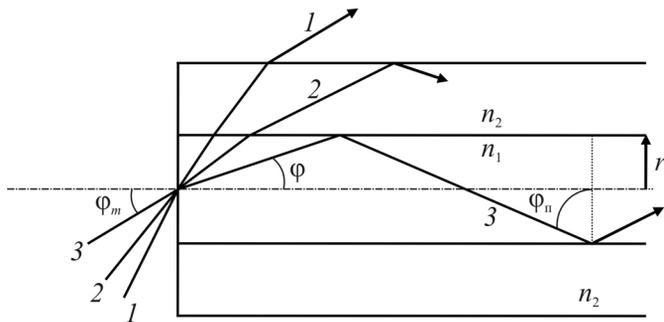


Рис. 1.2. Точечный источник световода

Такое объяснение направляемости света основано на законах геометрической оптики и не учитывает свойств света как электромагнитной волны. Учет волновых свойств позволил установить, что из всей совокупности световых лучей в пределах угла полного внутреннего отражения для данного световода только ограниченное число лучей с дискретными углами может образовывать направляемые волны, которые называют также *волноводными модами*. Эти лучи характеризуются тем, что после двух последовательных переотражений от границы сердечник – оболочка волны должны быть в фазе. Если это условие не выполняется, то волны интерферируют так, что гасят друг друга и исчезают. Каждая волноводная мода обладает характерной для нее структурой электромагнитного поля, фазовой и групповой скоростями.

Волны излучения распределяются непрерывно по всей принадлежащей им области углов и образуют непрерывный спектр. Волны оболочки и волны излучения – паразитные волны, которые отбирают энергию источника возбуждения и уменьшают полезную энергию, передаваемую по сердечнику. Эти волны трудно полностью исключить при возбуждении световода. Кроме того, они также возникают на геометрических нерегулярностях световода и неоднородностях материала.

В зависимости от числа распространяющихся на рабочей частоте волн (мод) световоды разделяют на *одно- и многомодовые* (рис. 1.3). Число мод зависит от соотношения диаметра сердечника световода и длины волны и рассчитывается по формуле

$$N = \left(\frac{2\pi n_1 a}{\lambda} \right)^2 \Delta,$$

где a – радиус сердечника волокна; λ – длина волны света; Δ – относительная разность показателей преломления, $\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1}$.

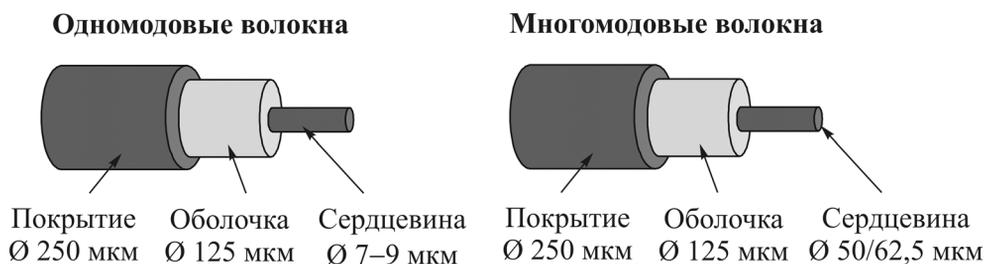


Рис. 1.3. Геометрические параметры одномодовых и многомодовых волокон

Так как n_1 и n_2 имеют очень близкие значения, номинальная величина Δ для большинства оптических волокон находится в пределах $\Delta = 0,28\text{--}2,1\%$.

Достоинством одномодовых световодов являются малая дисперсия (искажение сигналов), большая информационно-пропускная способность и большая дальность передачи. Одномодовые системы являются наиболее перспективным направлением развития техники передачи информации.

В многомодовых световодах импульс на приеме уширяется и искажается. Дисперсия в многомодовых световодах существенно ограничивает полосу передаваемых частот и дальность передачи.

Для характеристик световода важное значение имеет профиль показателя преломления в поперечном сечении. Если сердечник световода имеет постоянное по радиусу значение показателя преломления, то такие световоды называются *световодами со ступенчатым профилем показателя преломления* (наблюдается ступенька n на границе сердечник – оболочка).

Для борьбы с уширением импульсов в оптических волокнах со ступенчатым профилем показателя преломления разработан другой тип многомодового волокна, который нашел гораздо более широкое применение в дальней связи – оптические волокна *с градиентным профилем показателя преломления*. В таких стекловолкнах показатель преломления от центра сердечника к краю изменяется плавно. Ход лучей в градиентном световоде показан на рис. 1.4.

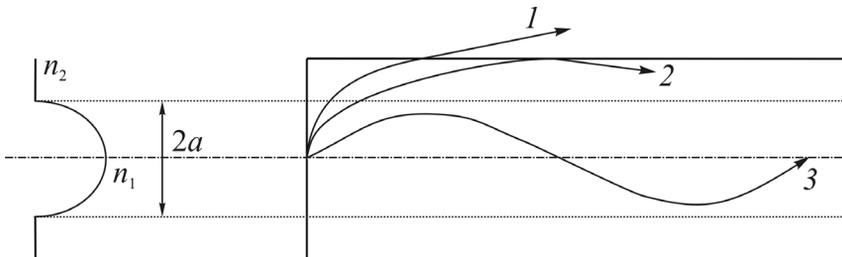


Рис. 1.4. Ход лучей в градиентном световоде: 1 – волна излучения; 2 – волна оболочки; 3 – волна сердцевины

Лучи теперь изгибаются в направлении градиента показателя преломления (вместо преломления либо полного отражения, как в случае волокна со ступенчатым профилем).

Показатель преломления для градиентных световодов описывается функцией

$$n = n_1 \left[1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a} \right)^g \right]^{\frac{1}{2}},$$

где r – текущий радиус; n_1 – наибольшее значение показателя преломления сердечника; g – коэффициент, определяющий вид профиля показателя преломления.

При $g = \infty$ формула описывает ступенчатый профиль показателя преломления. При $g = 2$ световоды называют параболическими, так как профиль показателя преломления описывается параболой. На практике волокна с градиентным профилем показателя преломления имеют g около 1,92 и почти параболический профиль.

Одномодовые волокна можно разделить на две категории: обычные, или *волокна с несмещенной дисперсией*, которые выпускаются для аппаратуры, работающей на длине волны 1,3 мкм, и *волокна со смещенной дисперсией*, которые выпускаются для работы на длине волны 1,55 мкм. Понятия смещенной или несмещенной дисперсии связаны с длиной волны, на которой волокно имеет наибольшую полосу пропускания.

В отличие от многомодовых волокон одномодовые волокна выпускают с различным профилем показателя преломления оболочки. При этом различают волокна с *выровненной оболочкой*, показатель преломления которой соответствует показателю преломления стекловолокон со ступенчатым профилем и выровнен с показателем преломления чистого кварца, и *вдавленной оболочкой*, в которой материал оболочки состоит из двух зон (рис. 1.5). Показатель преломления (n_3) внутренней, соседней с сердечником зоны имеет значение меньше или вдавлен относительно показателя преломления внешней зоны, который равен показателю преломления чистого кварца (n_2).

В волокнах со смещенной дисперсией показатель преломления сердечника имеет более сложную форму. На рис. 1.6 приведены примеры профилей показателей преломления для выровненной и вдавленной оболочки и треугольного профиля показателя преломления сердечника.

В одномодовых волокнах со смещенной дисперсией для сложных профилей показателя преломления определение диаметра сердечника представляет определенные трудности, поэтому для таких световодов вводится понятие *диаметра поля моды*. Учитывая, что интенсивность света по сечению сердечника одномодового световода распределена неравномерно и подчиняется, как правило, нормальному закону, радиальное расстояние, на котором интенсивность падает в $\frac{1}{e^2} = 0,135$ относительно пикового значения, называется *радиусом поля моды* и обозначается ω_0 . Удвоенная величина $2\omega_0$ и представляет собой диаметр поля моды (рис. 1.7).

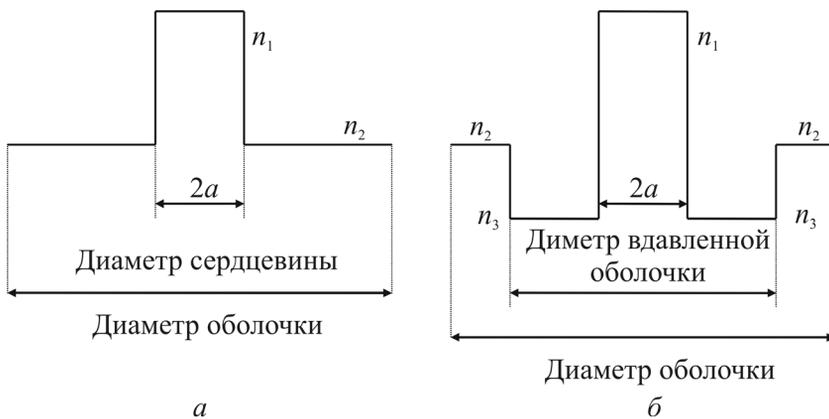


Рис. 1.5. Варианты оболочек: *a* – выровненная оболочка; *б* – вдавленная оболочка

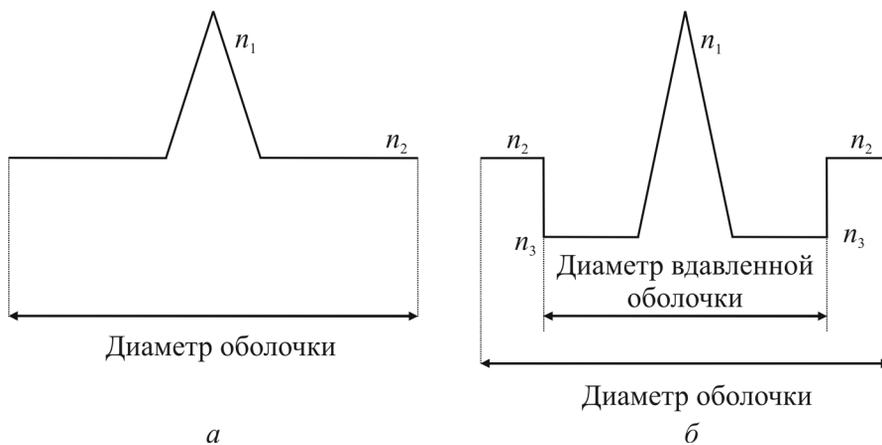


Рис. 1.6. Профили показателей преломления: *a* – выровненная оболочка; *б* – вдавленная оболочка

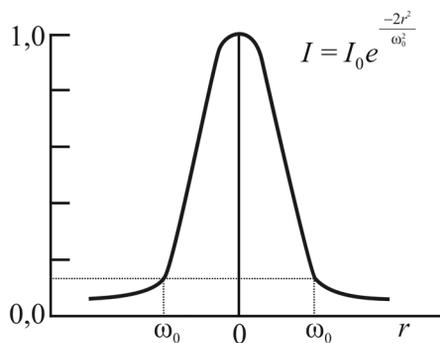


Рис. 1.7. Интенсивность света по сечению сердечника

Важной характеристикой световода является *числовая апертура NA* (Numerical Aperture), которая представляет собой синус от апертурного угла φ_m .

Апертурный угол – это угол между оптической осью и одной из образующих светового конуса, воздействующего на торец световода.

Таким образом, $NA = n_0 \sin \varphi_m$, где n_0 – показатель преломления окружающей среды.

В соответствии с законом Снеллиуса $\frac{\sin \varphi_m}{\sin \varphi} = \frac{n_1}{n_0}$ имеем

$$\begin{aligned} NA &= n_1 \sin \varphi = n_1 \sin (90^\circ - \varphi_c) = n_1 (\sin 90^\circ \cos \varphi_c - \sin \varphi_c \cos 90^\circ) = \\ &= n_1 \cos \varphi_c = n_1 \sqrt{1 - \sin^2 \varphi_c} = n_1 \sqrt{1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \end{aligned}$$

От значения NA зависят эффективность ввода излучения лазера или светодиода в световод, потери на микроизгибах, дисперсия импульсов, число распространяющихся мод.

Нетрудно убедиться, что между числовой апертурой и относительной разностью показателей преломления существует связь,

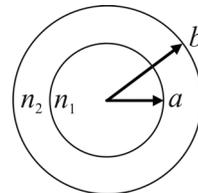
$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2}, \quad \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = n_1 \sqrt{2\Delta} = NA.$$

Чем больше у волокон величина Δ , тем больше NA, тем легче осуществлять ввод излучения от источников света в световод.

1.2. Основные уравнения передачи электромагнитного поля по световоду

Рассмотрим волоконный световод без потерь двухслойной конструкции, приведенный на рис. 1.8.

Для описания поведения электромагнитного поля в сердечнике ($0 < r < a$) и в оболочке ($a < r < b$) необходимо использовать различные функции. Исходя из физической сущности процессов функции внутри сердечника при $r = 0$



должны быть конечными, а в оболочке – описывать спадающее поле.

Рис. 1.8. Двухслойный световод

Для определения основных параметров световодов (критической частоты, волнового числа, скорости передачи и др.) воспользуемся основными уравнениями электродинамики – уравнениями Максвелла, которые для диэлектрических волноводов имеют вид

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} H &= j\omega \epsilon_a E, \\ \operatorname{rot} E &= -j\omega \mu_a H, \\ \operatorname{div} H &= 0, \\ \operatorname{div} E &= 0, \end{aligned} \quad (1.1)$$

где Σ – диэлектрическая проницаемость; μ – магнитная проницаемость; ω – частота; j – плотность электрического тока; H – напряженность магнитного поля; E – напряженность электрического поля.

Уравнения Максвелла справедливы для любой системы координат. Для направляющих систем эти уравнения наиболее часто применяются в цилиндрической системе координат, ось Z которой совместима с оптической осью световода:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot}_r H &= \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = j\omega \epsilon_a E_r; \\ \operatorname{rot}_r E &= \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} = -j\omega \mu_a H_r; \\ \operatorname{rot}_\varphi H &= \frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = j\omega \epsilon_a E_\varphi; \\ \operatorname{rot}_\varphi E &= \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -j\omega \mu_a H_\varphi; \\ \operatorname{rot}_z H &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi) - \frac{1}{r} \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = j\omega \epsilon_a E_z; \\ \operatorname{rot}_z E &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_\varphi) - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} = -j\omega \mu_a H_z. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Для решения инженерных задач электродинамики необходимо знать продольные составляющие полей E_z и H_z . Их можно получить следующим образом. Приведем первое из уравнений Максвелла (1.1) к виду

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} H = j\omega \epsilon_a \operatorname{rot} E.$$

Тогда, используя соотношение $\operatorname{rot} \operatorname{rot} H = \operatorname{grad} \operatorname{div} H - \nabla^2 H$, а также учитывая, что $\operatorname{div} H = 0$, получим

$$-\nabla^2 H = j\omega\varepsilon_a(j\omega\mu_a H); \nabla^2 H + \omega^2\varepsilon_a\mu_a H = 0; \nabla^2 H + k^2 H = 0,$$

где $k^2 = \omega^2\varepsilon_a\mu_a$ – волновое число световода.

Поступая аналогично со вторым уравнением Максвелла, получим $\nabla^2 E + k^2 E = 0$.

Отсюда следует, что продольные электромагнитные составляющие векторов E_z и H_z удовлетворяют уравнениям

$$\begin{aligned}\nabla^2 E_z + k^2 E_z &= 0, \\ \nabla^2 H_z + k^2 H_z &= 0,\end{aligned}$$

где ∇^2 – оператор Лапласа.

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2},$$

тогда для продольных составляющих E_z и H_z в цилиндрической системе координат получим дифференциальные уравнения второго порядка:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + k^2 E_z &= 0, \\ \frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} + k^2 H_z &= 0.\end{aligned}\tag{1.3}$$

Допустим, что напряженность электромагнитного поля в направлении оси Z меняется по экспоненциальному закону, т.е. $A = A_0 e^{-\gamma z}$, где A – любая составляющая векторов E или H ; γ – коэффициент распространения ($\gamma = \alpha + j\beta$). Тогда первая и вторая производные определяются

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\gamma A_0 e^{-\gamma z} = -\gamma A, \quad \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} = \gamma^2 A.$$

Для составляющей E_z

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = \gamma^2 E_z.$$

Подставляя полученное значение в уравнения (1.3), получим

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + \gamma^2 E_z + k^2 E_z &= 0, \\ \frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \varphi^2} + \gamma^2 H_z + k^2 H_z &= 0.\end{aligned}$$

Введем обозначение $g^2 = \gamma^2 + k^2$ – поперечное волновое число световода. Тогда для сердечника световода имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + g_1^2 E_z &= 0, \\ \frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} + g_1^2 H_z &= 0, \end{aligned} \quad (1.4)$$

где $g_1^2 = k_1^2 - \beta^2$ (без учета затухания) – поперечное волновое число сердечника; k_1 – волновое число сердечника с коэффициентом преломления n_1 , $k_1 = \omega \sqrt{\mu_{a1} \varepsilon_{a1}} = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \sqrt{\mu_1 \varepsilon_1} = kn_1 = \frac{\omega}{c} n_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1$.

Решение уравнений (1.4) для сердечника следует выразить через цилиндрические функции первого рода – функции Бесселя, имеющие конечные значения при $r = 0$, поэтому можно написать

$$\begin{aligned} E_{z1} &= A_n J_n(g_1 r) e^{jn\phi} e^{-\gamma z}, \\ H_{z1} &= B_n J_n(g_1 r) e^{jn\phi} e^{-\gamma z}, \end{aligned} \quad (1.5)$$

где A_n и B_n – постоянные интегрирования.

Воспользовавшись уравнениями (1.2), рассмотрим связь между поперечными и продольными компонентами поля. В частности, для составляющей E_r имеем

$$\begin{aligned} j\omega \varepsilon_a E_r &= \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} - \frac{\partial H_\phi}{\partial z}; \\ -j\omega \mu H_\phi &= \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r}. \end{aligned}$$

Возьмем производную от второго выражения по переменной z :

$$-j\omega \mu_a \frac{\partial H_\phi}{\partial z} = \frac{\partial^2 E_r}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 E_z}{\partial r \partial z}.$$

Учитывая, что $\frac{\partial^2 E_r}{\partial z^2} = \gamma^2 E_r$, а $\frac{\partial E_z}{\partial z} = -\gamma E_z$, то $\frac{\partial^2 E_z}{\partial z \partial r} = -\gamma \frac{\partial E_z}{\partial r}$. Тогда

$$-j\omega \mu_a \frac{\partial H_\phi}{\partial z} = \gamma^2 E_r + \gamma \frac{\partial E_z}{\partial r} \quad \text{или} \quad \frac{\partial H_\phi}{\partial z} = -\frac{1}{j\omega \mu_a} \left(\gamma^2 E_r + \gamma \frac{\partial E_z}{\partial r} \right).$$

Подставим данное выражение в уравнение для E_r :

$$j\omega\epsilon_a E_r = \frac{1}{j\omega\mu_a} \left(\gamma^2 E_r + \gamma \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{j\omega\mu_a}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} \right)$$

или

$$-k^2 E_r - \gamma^2 E_r = \left(\gamma \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{j\omega\mu_a}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} \right).$$

$$\text{Окончательно получим } E_r = -\frac{1}{g^2} \left(\gamma \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{j\omega\mu_a}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} \right).$$

Аналогично можно установить связь между продольными и другими поперечными компонентами поля

$$E_\varphi = \frac{1}{g^2} \left(-\frac{\gamma}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} + j\omega\mu_a \frac{\partial H_z}{\partial r} \right),$$

$$H_r = \frac{1}{g^2} \left(\frac{j\omega\epsilon_a}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \gamma \frac{\partial H_z}{\partial r} \right),$$

$$H_\varphi = -\frac{1}{g^2} \left(j\omega\epsilon_a \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} + \frac{\gamma}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} \right).$$

Воспользовавшись уравнениями (1.5), возьмем соответствующие производные

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = gA_n J'_n(gr) e^{jn\varphi} e^{-\gamma z};$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial \varphi} = jA_n J_n(gr) n e^{jn\varphi} e^{-\gamma z};$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial r} = gB_n J'_n(gr) e^{jn\varphi} e^{-\gamma z};$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial \varphi} = jB_n J_n(gr) n e^{jn\varphi} e^{-\gamma z}.$$

Тогда выражения для поперечных составляющих электрического и магнитного полей в сердечнике световода, при том, что $\gamma = \beta$, имеют вид (множитель $e^{jn\varphi} e^{-\gamma z}$ не пишем)

$$\begin{aligned}
E_{r1} &= -\frac{1}{g^2} \left[A_n \beta g_1 J'_n(g_1 r) - B_n \frac{\omega \mu_1 n}{r} J_n(g_1 r) \right], \\
H_{r1} &= -\frac{1}{g^2} \left[A_n \frac{\omega \epsilon_1 n}{r} J_n(g_1 r) + B_n \beta g_1 J'_n(g_1 r) \right], \\
E_{\phi 1} &= \frac{j}{g^2} \left[-A_n \frac{\beta n}{r} J_n(g_1 r) + B_n \omega \mu_1 g_1 J'_n(g_1 r) \right], \\
H_{\phi 1} &= -\frac{j}{g^2} \left[A_n \omega \epsilon_1 g_1 J'_n(g_1 r) + B_n \frac{n}{r} \beta J_n(g_1 r) \right].
\end{aligned} \tag{1.6}$$

Для оболочки имеем аналогичную систему уравнений:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + g_2^2 E_z &= 0, \\
\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} + g_2^2 H_z &= 0,
\end{aligned}$$

где $g_2^2 = \beta^2 - k^2$ (без учета затухания) – поперечное волновое число оболочки световода; k_2 – волновое число оболочки с коэффициентом преломления n_2 , $k_2 = \omega \sqrt{\mu_{a2} \epsilon_{a2}} = k n_2 = \frac{2\pi}{\lambda} n_2$.

Для решения данных уравнений, исходя из условия, что при $r \rightarrow \infty$ поле должно стремиться к нулю, следует использовать цилиндрические функции третьего рода – функции Ганкеля:

$$\begin{aligned}
E_{z2} &= C_n H_n^{(1)}(j g_2 r) e^{j n \phi} e^{-\gamma z}, \\
H_{z2} &= D_n H_n^{(1)}(j g_1 r) e^{j n \phi} e^{-\gamma z},
\end{aligned}$$

где C_n, D_n – постоянные интегрирования.

Тогда для поперечных составляющих поля в оболочке можно написать следующие выражения:

$$\begin{aligned}
E_{r2} &= -\frac{1}{g^2} \left[j C_n \beta g_2 H_n^{(1)'}(j g_2 r) + D_n \frac{\omega \mu_2 n}{r} H_n^{(1)}(j g_2 r) \right], \\
H_{r2} &= \frac{1}{g^2} \left[C_n \frac{\omega \epsilon_2 n}{r} H_n^{(1)}(j g_2 r) - j D_n \beta g_2 H_n^{(1)'}(j g_2 r) \right], \\
E_{\phi 2} &= \frac{1}{g^2} \left[j C_n \frac{\beta n}{r} H_n^{(1)'}(j g_2 r) - D_n \omega \mu_2 g_2 H_n^{(1)}(j g_2 r) \right], \\
H_{\phi 2} &= \frac{1}{g^2} \left[C_n \omega \epsilon_2 g_2 H_n^{(1)'}(j g_2 r) + j D_n \frac{n}{r} \beta H_n^{(1)}(j g_2 r) \right].
\end{aligned} \tag{1.7}$$

Постоянные интегрирования A_n, B_n, C_n, D_n могут быть определены на основании граничных условий. Используем условия равенства тангенциальных составляющих напряженностей электрических и магнитных полей на поверхности раздела сердечник – оболочка (при $r = a$):

$$E_{z1}(a) = E_{z2}(a); \quad E_{\phi1}(a) = E_{\phi2}(a);$$

$$H_{z1}(a) = H_{z2}(a); \quad H_{\phi1}(a) = H_{\phi2}(a).$$

Найдя постоянные интегрирования и подставив их в уравнения, после соответствующих преобразований получим следующее трансцендентное уравнение:

$$\left[\frac{\mu_1 J'_n(g_1 a)}{g_1 J_n(g_1 a)} - \frac{j\mu_2 H_n^{(1)'}(jg_2 a)}{g_2 H_n^{(1)}(jg_2 a)} \right] \left[\frac{\omega^2 \epsilon_1 J'_n(g_1 a)}{g_1 J_n(g_1 a)} + \frac{j\omega^2 \epsilon_2 H_n^{(1)'}(jg_2 a)}{g_2 H_n^{(1)}(jg_2 a)} \right] = \quad (1.8)$$

$$= n^2 \beta^2 \left(\frac{1}{g_1^2 a} + \frac{1}{g_2^2 a} \right).$$

Полученные уравнения дают возможность определить неизвестные постоянные и найти структуру поля в сердечнике и оболочке волоконного световода. В общем случае уравнения имеют ряд решений, каждому из которых соответствует определенная структура поля, называемая типом волны, или *модой*.

1.3. Типы волн в световодах. Критические длины и частоты

В световодах могут существовать два типа волн: симметричные E_{0m}, H_{0m} ; несимметричные дипольные EH_{nm}, HE_{nm} . В индексе n – число изменений поля по диаметру; m – число изменений поля по периметру. Симметричные волны электрические E_{0m} и магнитные H_{0m} имеют круговую симметрию ($n = 0$).

Раздельное распространение по световоду несимметричных волн невозможно. В световоде они существуют только совместно, т.е. имеются продольные составляющие E и H . Эти волны называются смешанными, дипольными и обозначаются через HE_{nm} , если поле в поперечном сечении напоминает поле H , или EH_{nm} , если поле в поперечном сечении ближе к волнам E .

Из всей номенклатуры смешанных волн в оптических кабелях наибольшее применение получила волна типа HE_{11} (или EH_{10}). На этой волне работают одномодовые световоды, имеющие наибольшую пропускную способность.

Представляет интерес сопоставление указанной классификации электромагнитных волн с лучевой классификацией.

Как уже отмечалось, по волоконным световодам возможна передача двух видов лучей: меридиональных и косых. Меридиональные лучи расположены в плоскости, проходящей через ось волоконного световода. Косые лучи не пересекают ось световода.

Меридиональным лучам соответствуют симметричные электрические E_{0m} и магнитные H_{0m} волны, косым лучам – несимметричные гибридные EH_{nm} и HE_{nm} волны.

Если точечный источник излучения расположен по оси световода, то имеются только меридиональные лучи и, соответственно, симметричные волны E_{0m} , H_{0m} . Если же точечный источник расположен вне оси световода или имеется сложный источник, то появляются одновременно как меридиональные, так и косые лучи и свойственные им симметричные E_{0m} , H_{0m} и несимметричные гибридные EH_{nm} и HE_{nm} волны.

Несимметричные волны типа E_{nm} и H_{nm} в волоконных световодах существовать не могут. Эти волны возбуждаются только в металлических волноводах.

Основное уравнение передачи по волоконному световоду для случая $\frac{(n_1 - n_2)}{n_1} = \Delta \ll 1$ может быть значительно упрощено применительно к различным типам волн.

Для симметричных волн правая часть уравнения (1.8) равна нулю, тогда имеем два различных уравнения для электрической E_{0m} и магнитной H_{0m} волн:

для E_{0m}

$$\left[\frac{\varepsilon_1 g_2 J_1(g_1 a)}{\varepsilon_2 g_1 J_0(g_1 a)} + j \frac{H_1^{(1)}(jg_2 a)}{H_0^{(1)}(jg_2 a)} \right] = 0;$$

для H_{0m}

$$\left[\frac{g_2 J_1(g_1 a)}{g_1 J_0(g_1 a)} + \frac{H_1^{(1)}(jg_2 a)}{H_0^{(1)}(jg_2 a)} \right] = 0.$$

Для смешанных дипольных волн можно получить следующие приближенные уравнения:

для HE_{nm}

$$\frac{J_{n-1}(g_1 a)}{g_1 a J_n(g_1 a)} = \frac{H_{n-1}^{(1)}(jg_2 a)}{jg_2 a H_0^{(1)}(jg_2 a)};$$

для EH_{nm}

$$\frac{J_{n+1}(g_1 a)}{g_1 a J_n(g_1 a)} = \frac{H_{n+1}^{(1)}(j g_2 a)}{j g_2 a H_0^{(1)}(j g_2 a)}.$$

Для области частот, далеко отстоящих от критической частоты, можно воспользоваться более простыми выражениями:

$$\text{для } HE_{nm} \quad g_2 a J_{n-1}(g_1 a) = g_1 a J_n(g_1 a);$$

$$\text{для } EH_{nm} \quad g_2 a J_{n+1}(g_1 a) = -g_1 a J_n(g_1 a).$$

Данные выражения позволяют определять структуру поля, параметры волн и характеристики волоконного световода при различных типах волн и частотах.

Каждый тип волны (мода) имеет свою критическую частоту и длину. Наличие критической частоты в волоконных световодах объясняется тем, что при очень высоких частотах почти вся энергия концентрируется внутри сердечника световода, а с уменьшением частоты происходит перераспределение поля и энергия переходит в окружающее пространство. При определенной частоте f_0 – критической, или частоте отсечки, поле больше не распространяется вдоль световода и вся энергия рассеивается в окружающем пространстве.

Ранее были приведены следующие соотношения:

$$\begin{aligned} g_1^2 &= k_1^2 - \beta^2, & r \leq a; \\ g_2^2 &= \beta^2 - k_2^2, & r > a, \end{aligned}$$

где β – коэффициент фазы в световоде; k_1 и k_2 – волновое число соответственно сердечника и оболочки световода; g_1 и g_2 – поперечное волновое число соответственно для сердечника и оболочки; a – радиус сердечника волокна.

Учитывая, что

$$k_1 = \frac{2\pi f}{c} n_1 = k n_1, \quad k_2 = \frac{2\pi f}{c} n_2 = k n_2,$$

$$\text{получим } g_1^2 = k^2 n_1^2 - \beta^2, \quad g_2^2 = \beta^2 - k^2 n_2^2.$$

Полагая, что $r = a$, произведем сложение левых и правых частей приведенных выражений

$$g_1^2 + g_2^2 = k^2 (n_1^2 - n_2^2).$$

Для определения критической частоты f_0 надо принять $g_2 = 0$. При всех значениях $g_2 > 0$ поле концентрируется в сердечнике световода, а при $g_2 = 0$ оно выходит из сердечника и процесс распространения по световоду прекращается. По закону геометрической оптики условие $g_2 = 0$ соответствует углу полного внутреннего отражения, при котором отсутствует преломленная волна, а есть только падающая и отраженная волны. Тогда при $g_2 = 0$ имеем $g_1^2 = k^2(n_1^2 - n_2^2)$.

Подставив в эту формулу значение $k = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0} = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{c}$, получим $k^2 = \frac{g_1^2}{n_1^2 - n_2^2} = \left(\frac{2\pi f_0}{c}\right)^2$, откуда критическая частота световода $f_0 = \frac{g_1 c}{2\pi\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}$.

Умножив числитель и знаменатель на параметр a (радиус сердечника), получим значение критической частоты

$$f_0 = \frac{g_1 c a}{2\pi a \sqrt{n_1^2 - n_2^2}} = \frac{g_1 a}{2\pi a \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)\mu_0\epsilon_0}} = \frac{g_1 a}{2\pi a \sqrt{\mu_{a1}\epsilon_{a1} - \mu_{a2}\epsilon_{a2}}}$$

и критической длины волны

$$\lambda_0 = \frac{v_1}{f_0} = \frac{2\pi a v_1}{g_1 a} \sqrt{\mu_{a1}\epsilon_{a1} - \mu_{a2}\epsilon_{a2}},$$

где $g_1 a$ – корни бесселевых функций.

Так как световоды изготавливаются из немагнитных материалов ($\mu_1 = \mu_2 = 1$), то

$$f_0 = \frac{g_1 a}{2\pi a \sqrt{(\epsilon_1 - \epsilon_2)\mu_0\epsilon_0}}, \quad \lambda_0 = \frac{2\pi a v_1}{g_1 a} \sqrt{(\epsilon_1 - \epsilon_2)\mu_0\epsilon_0}.$$

Принципиально аналогичный результат можно получить лучевым методом непосредственно из законов геометрической оптики путем сопоставления падающей, отраженной и преломленной волн на границе сердечник – оболочка световода.

Анализируя полученные соотношения, можно сказать, что чем толще сердечник световода и чем больше отличаются $\mu_1\epsilon_1$ и $\mu_2\epsilon_2$, тем больше критическая длина волны и, соответственно, ниже критическая частота волоконного световода. Из формул видно также, что при равенстве оптических характеристик, в первую очередь диэлектрической

проницаемости сердечника и оболочки, т.е. при $\epsilon_1 = \epsilon_2$, критическая длина волны $\lambda_0 = 0$, а критическая частота $f_0 = \infty$ и передача по такому световоду невозможна. Это имеет свое логическое обоснование: как уже сказано, волоконный световод работает на принципе многократного отражения от границы оптических несоответствий сердечника и оболочки, и эта граница является направляющей средой распространения электромагнитной энергии. При $\epsilon_1 = \epsilon_2$ световод перестает действовать как направляющая система передачи.

Для определения критических частот различных типов волн рассмотрим корни ранее полученного выражения бесселевых функций для симметричных и для несимметричных волн. Эти равенства дают бесконечное число корней, значения которых приведены в табл. 1.1.

Таблица 1.1

Классификация волн в зависимости от значений корней $J_{0m}(g_1a)$

n	Значение корня (g_1a) при m , равном			Тип волны
	1	2	3	
0	2,405	5,520	8,654	E, H
1	0,000	3,832	7,016	HE
1	3,832	7,016	10,173	EH
2	2,445	5,538	8,665	HE
2	5,136	8,417	11,620	EH

Рассмотрим физический смысл приведенных в табл. 1.1 корней бесселевых функций g_1a . Поскольку при отсечке $g_2 = 0$, т.е. $\beta = kn_2$, то из выражения $g_1 = \sqrt{k_1^2 - \beta^2}$ имеем

$$g_1a = a\sqrt{k^2n_1^2 - \beta^2} = a\sqrt{k^2n_1^2 - k^2n_2^2} = ak\sqrt{n_1^2 - n_2^2} = a\frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{n_1^2 - n_2^2}.$$

Последнее выражение обратно пропорционально λ_0 , т.е. прямо пропорционально критической частоте f_0 . Кроме того, оно включает в себя исходные параметры волокна: a , n_1 , n_2 . Данное выражение носит название *нормированной частоты* и в этом виде часто используется в световодной технике. Таким образом, нормированная частота

$$v = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2},$$

где λ – длина волны в вакууме.

При такой трактовке табл. 1.1 содержит нормированные частоты ν_0 для волн, тип которых указан в правой колонке таблицы, а индекс nm составлен из чисел левого столбца и верхней строки, соответствующей клетке, в которой находится данная величина ν_0 . Каждой ν_0 соответствует критическая частота f_0 .

При $\nu < \nu_0$ имеем $f < f_0$, т.е. частота меньше критической и волна по сердечнику волокна не распространяется, другими словами, не существует. Область существования волны, имеющей нормированную частоту отсечки $\nu > \nu_0$, составляет $f > f_0$.

Из табл. 1.1 видно, что для несимметричной волны HE_{11} значение $\nu_0 = 0$, следовательно, эта волна не имеет критической частоты и может распространяться при любой частоте и диаметре сердечника. Все другие волны не распространяются на частотах ниже критической. Табл. 1.1 можно преобразовать и привести к следующему виду (табл. 1.2).

Таблица 1.2

Связь частот, видов мод и числа мод

Диапазон частот	Дополнительные моды	Число мод
0,000–2,405	HE_{11}	2
2,405–3,832	H_{01}, E_{01}, HE_{21}	6
3,832–5,316	$HE_{12}, EH_{11}, HE_{31}$	12
5,316–5,520	EH_{21}, HE_{41}	16
5,520–6,380	H_{02}, E_{02}, HE_{22}	20
6,380–7,016	EH_{31}, HE_{51}	24
7,016–7,588	$HE_{13}, EH_{12}, HE_{32}$	30
7,588–8,417	EH_{41}, HE_{61}	34
8,417–11,620	$EH_{22}, E_{03}, H_{03}, EH_{13}, HE_{23}, EH_{23}$	40

Из табл. 1.2 следует, что с увеличением частоты появляются новые типы волн. Так, начиная с $\nu = 2,405$ появляются волны H_{01}, E_{01}, HE_{21} , при $\nu = 3,832$ возникают дополнительные волны $HE_{12}, EH_{11}, HE_{31}$ и т.д.

Итак, интервал значений $\nu = g_1 a$, при которых в световоде распространяется лишь один тип волн HE_{11} , находится в пределах $0 < \nu < 2,405$, поэтому при выборе частоты передачи или толщины сердечника одномодового световода исходят из условия

$$f_0 > \frac{2,405c}{2\pi a \sqrt{n_1^2 - n_2^2}}.$$

Одномодовый режим практически достигается при применении очень тонких волокон, равных по диаметру длине волны ($d \approx \lambda$). Кроме того, надо стремиться к уменьшению разницы между показателями преломления сердечника и оболочки ($n_1 \approx n_2$).

Диаметр сердечника волоконного световода для одномодовой передачи может быть определен из следующей формулы:

$$d \leq \frac{2,405\lambda_0}{\pi \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}}.$$

Пример: для световода из стекловолокна с показателем преломления сердечника 1,48 и показателем преломления оболочки 1,447 при волне E_{01} длиной 1,55 мкм для одноволновой передачи получим

$$d = \frac{2,405 \cdot 1,55}{3,14 \sqrt{1 - \left(\frac{1,447}{1,48}\right)^2}} = 5,65 \text{ мкм.}$$

1.4. Оптические потери в волоконных световодах

Важнейшими параметрами световода являются оптические потери и, соответственно, затухание передаваемой энергии. Эти параметры определяют дальность связи по оптическому кабелю и его эффективность.

Затухание световодных трактов обусловлено собственными потерями в волоконных световодах (α_c) и дополнительными потерями, так называемыми кабельными (α_k), обусловленными деформацией и изгибами световодов при наложении покрытий и защитных оболочек в процессе изготовления оптического кабеля, т.е.

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_k.$$

Собственные потери волоконных световодов состоят в первую очередь из потерь поглощения (α_n) и потерь рассеивания α_p , т.е.

$$\alpha_c = \alpha_n + \alpha_p.$$

Потери на поглощение существенно зависят от частоты материала и при наличии посторонних примесей ($\alpha_{пр}$) могут быть значительными.

В результате

$$\alpha = \alpha_{\text{п}} + \alpha_{\text{пр}} + \alpha_{\text{р}} + \alpha_{\text{к}} \quad (1.9)$$

Затухание в результате поглощения связано с потерями на диэлектрическую поляризацию и существенно зависит от свойств материала световода.

Потери обусловлены комплексным характером показателя преломления $n_{\text{д}} + jn_{\text{м}}$, который связан с тангенсом угла диэлектрических потерь выражением

$$\text{tg}\delta = \frac{2n_{\text{д}}n_{\text{м}}}{n_{\text{д}}^2 - n_{\text{м}}^2}.$$

Затухание в результате поглощения определяется отношением потерь в световоде $P_{\text{п}}$ к удвоенному значению полной мощности P , распространяющейся по волоконному световоду. Учитывая, что $P_{\text{п}} = GU^2$, $P = \frac{U^2}{Z}$, получим

$$\alpha_{\text{п}} = \frac{P_{\text{п}}}{2P} = \frac{GU^2Z}{2U^2} = \frac{1}{2}GZ,$$

где U – напряжение; G – проводимость материала световода; Z – волновое сопротивление световода.

Так как $G = \omega\epsilon_a \text{tg}\delta$, а $Z = \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}}$, получим

$$\frac{GZ}{2} = \frac{1}{2}\omega\epsilon_a \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \text{tg}\delta = \frac{1}{2}\omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}\sqrt{\mu_1\epsilon_1} \text{tg}\delta = \frac{1}{2}kn_1 \text{tg}\delta = \frac{1}{2}\frac{2\pi}{\lambda}n_1 \text{tg}\delta = \frac{\pi n_1}{\lambda} \text{tg}\delta$$

Выражая $\text{tg}\delta$ через комплексный показатель преломления, получаем

$$\alpha_{\text{п}} = \frac{2\pi cf}{2v_1 c} \frac{n_{\text{д}}n_{\text{м}}}{n_{\text{д}}^2 - n_{\text{м}}^2} = \frac{\omega}{2v_1} \frac{n_{\text{д}}n_{\text{м}}}{n_{\text{д}}^2 - n_{\text{м}}^2}.$$

Если коэффициент преломления имеет действительное значение $n = n_{\text{д}}$, то $\text{tg}\delta = 0$ и потери на поглощение отсутствуют.

Из формул видно, что частотная зависимость затухания в результате поглощения имеет линейный характер при постоянных значениях n .

Невозможно избежать поглощения света в стекловолокнах. Даже чистейший кварц сильно поглощает свет на определенных длинах волн.

Так, например, на длинах волн меньших 1,3 мкм имеет место ультрафиолетовое поглощение, а на длинах волн больших 1,3 мкм – инфракрасное поглощение, которое с увеличением длины волны растет и при длине около 1,6 мкм становится настолько значительным, что и является тем фактором, который ограничивает применение кварцевых волокон для длин волн больше приведенной.

Для изменения показателя преломления волокна используются различные легирующие добавки. Некоторые из них, например бор (B_2O_3), имеют большее естественное поглощение, а некоторые, например германий (GeO_2), – меньшее. В настоящее время при производстве стекловолокон используют легирующие добавки с низкими потерями на поглощение.

На ранних этапах развития оптических волокон большую часть примесей составляли ионы металлов. Но в современных высококачественных волокнах эти примеси существенно малы и единственной оставшейся значительной примесью является гидроксильная группа ОН. На длине волны 2,73 мкм вследствие теплового движения в этой группе атомов водорода и кислорода возникают резонансные явления, которые вызывают максимальное поглощение в стекловолокне. И если указанный пик поглощения находится вне рабочего диапазона длин волн кварцевого стекловолокна, то сопутствующие гармоники оказывают непосредственное воздействие на волокна в диапазоне длин волн от 0,7 до 1,6 мкм и вызывают три пика поглощения.

Рассеяние света в волоконном световоде в основном обусловлено наличием в материале сердечника мельчайших (около одной десятой доли длины волны) случайных неоднородностей.

При рассеянии света в волокне лучи расходятся в новых направлениях, часть из которых имеет меньший угол падения, чем угол полного внутреннего отражения. Одни лучи при этом покидают сердечник и уходят в оболочку, а другие остаются в сердечнике, но распространяются обратно к источнику излучения (рис. 1.9).

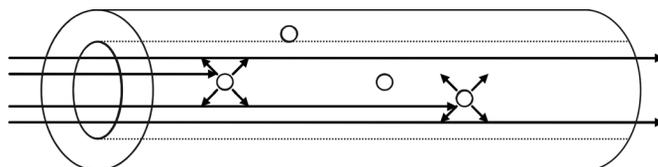


Рис. 1.9. Рассеяние света в световоде

Такое рассеяние присутствует в любом волоконном световоде и получило название *рэлеевского рассеяния*.

Затухание на рассеяние рассчитывается по формуле

$$\alpha_p = \frac{C}{\lambda^4} = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} (n_1^2 - 1) K T \chi,$$

где C – коэффициент рэлеевского рассеяния; K – постоянная Больцмана; T – температура перехода; χ – сжимаемость.

Даже при отсутствии легирующих добавок чистое кварцевое стекло имеет коэффициент рэлеевского рассеяния $C = 0,75$ мкм⁴дБ/км. Легирующие добавки, которые необходимы для изменения показателя преломления сердечника световода, увеличивают степень неоднородности стекла, поэтому, чем больше Δ , тем больше потери вследствие рэлеевского рассеяния.

Так, для многомодового градиентного стекловолокна, легированного германием и фосфором, коэффициент рэлеевского рассеяния (мкм⁴дБ/км) рассчитывается по формуле

$$C = 0,014\Delta^{0,7}.$$

Это означает, что при $\Delta = 1$ % на длине волны 1,31 мкм величина потерь вследствие рэлеевского рассеяния для многомодового градиентного световода составляет 0,39 дБ/км.

К кабельным потерям относятся потери на макроизгибы, микроизгибы и вследствие неоднородности изготовления.

Потери на макроизгибы обусловлены изменением геометрии луча при изгибах оптического кабеля. Рассмотрим появление таких потерь на примере световода со ступенчатым профилем показателя преломления (рис. 1.10).

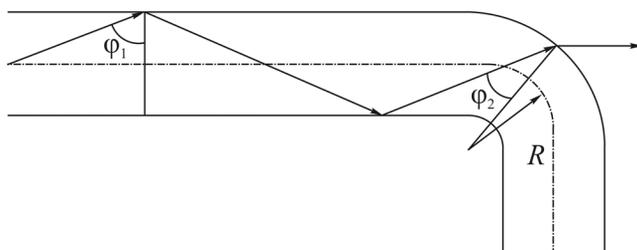


Рис. 1.10. Потери при макроизгибах

На изгибе луч образует угол падения $\phi_2 < \phi_1$, а следовательно, нарушается условие полного внутреннего отражения ($\phi_2 < \phi_c$). Такой луч преломляется и рассеивается в окружающем пространстве (оболочке).

В многомодовых градиентных световодах моды высших порядков, распространяющиеся вблизи границы сердечник – оболочка, имеют малые значения угла падения ϕ_1 , поэтому при сворачивании такого световода в круг в первую очередь теряются именно эти моды. Затухание за счет макроизгибов рассчитывается по формуле

$$\alpha_{macro} = -10 \log \left\{ 1 - \frac{g+2}{2g\Delta} \left[\frac{2a}{R} + \left(\frac{0,16\lambda}{R} \right)^{\frac{2}{3}} \right] \right\},$$

где g – коэффициент, определяющий вид профиля показателя преломления; $2a$ – диаметр сердечника световода; R – радиус изгиба.

Изгибы одномодовых волокон вызывают непрерывную утечку мощности из моды. Эти непрерывные потери рассчитываются по формуле

$$\alpha_{macro} = \frac{33\Delta^{0,25}\lambda_c^{1,5}}{\sqrt{R\lambda^2}} \exp \left(-1,244 \frac{\Delta^{1,5}}{\lambda} \left[2,748 - \frac{0,996\lambda}{\lambda_c} \right]^3 R \right),$$

где λ_c – длина волны, соответствующая значению нормированной частоты v .

Потери от микроизгибов возникают в результате случайных отклонений волокна от его прямолинейного состояния (рис. 1.11).

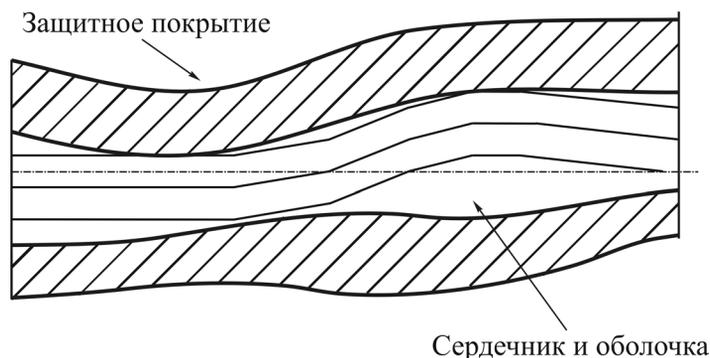


Рис. 1.11. Микроизгибы оптоволоконка

Размах таких отклонений составляет менее 1 мкм, а протяженность – менее миллиметра. Подобные случайные отклонения могут появляться в процессе наложения защитного покрытия и изготовления из стекловолокон кабеля в результате температурных расширений и сжатий непосредственно волокна и защитных покрытий.

Микроизгибы в многомодовых волокнах приводят к переходу части энергии с одних мод на другие. Потери на микроизгибы в таких волокнах не зависят от длины волны и рассчитываются по формуле

$$\alpha_{micro} = ka^4 b^{-6} \Delta^{-3},$$

где k – коэффициент, зависящий от амплитуды и длины микроизгибов; a – радиус сердечника стекловолокна; b – диаметр оболочки.

В одномодовых волокнах, в отличие от многомодовых, потери вследствие микроизгибов зависят от длины волны. Если потери вследствие микроизгибов для многомодового волокна с диаметром сердечника 50 мкм и $\Delta = 1,0\%$ составляют $\alpha_{micro\ M}$, то потери для одномодового волокна рассчитываются по формуле

$$\alpha_{micro\ o} = 2 \cdot 10^{-4} \alpha_{micro\ M} \frac{\omega_0^6}{\lambda^4},$$

где ω_0 – радиус поля моды.

На первый взгляд кажется, что с увеличением длины волны затухание на микроизгибы уменьшается. Однако происходит увеличение потерь, так как с увеличением длины волны растет радиус поля моды.

Неоднородности изготовления, например изменение размеров диаметра или круглой формы сердечника, наличие пустот в стекле и дефектов на границе сердечник – оболочка, неравномерное распределение легирующих добавок, могут вызвать потери на рассеяние (рис. 1.12).

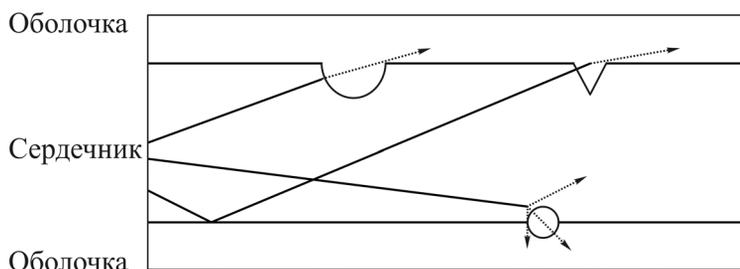


Рис. 1.12. Потери на рассеяние, связанные с неоднородностью

Рассмотрим зависимость затухания от частоты и длины волны.

Из приведенных выше данных очевидно, что оптические потери увеличиваются с ростом частоты. При этом затухание на поглощение

возрастает по линейному закону, а затухание на рассеяние увеличивается значительно быстрее, по закону квадратичной параболы. Обычно потери на рассеяние превышают потери на поглощение (рис. 1.13).

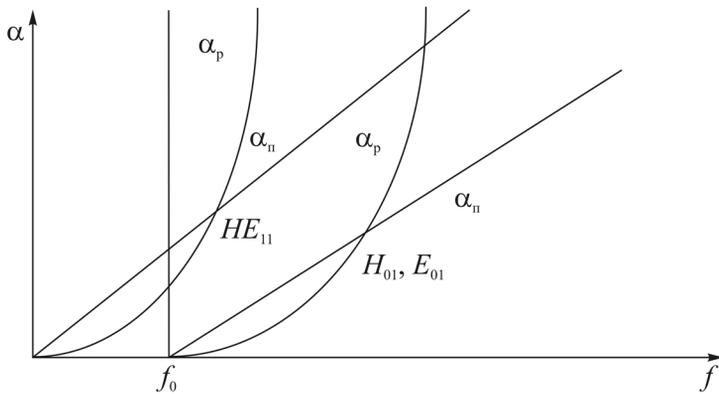


Рис. 1.13. Потери на рассеяние и поглощение

Из графиков видна принципиальная разница между характеристиками затухания симметричных (E_{01}, H_{01}) и смешанных (HE_{11}) волн. Симметричные волны имеют критическую частоту f_0 , ниже которой передача невозможна. Смешанная волна не имеет критической частоты, и затухание растет плавно во всем частотном диапазоне.

Наибольший интерес представляет зависимость затухания от длины волны (рис. 1.14).

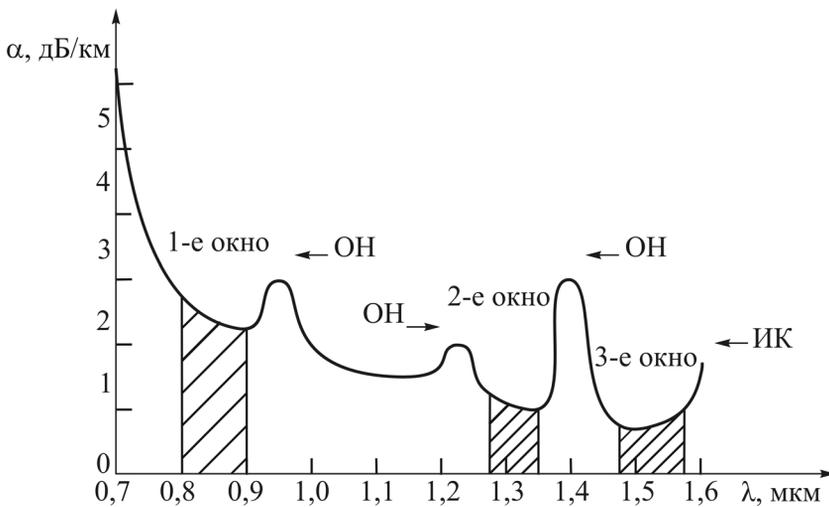


Рис. 1.14. Зависимость затухания от длины волны

В целом затухание с увеличением длины волны уменьшается. Однако на отдельных длинах волн (0,95, 1,25 и 1,39 мкм) возникают всплески затухания, которые обусловлены резонансными явлениями в гидроксильных группах ОН. На длине волны более 1,6 мкм затухание возрастает за счет потерь на поглощение в инфракрасной области спектра. Между пиками затухания находятся три области с минимальными оптическими потерями, которые получили название *окон прозрачности*. С увеличением номера окна затухание уменьшается.

Так, 1-е окно прозрачности наблюдается на длине волны 0,85 мкм, на которой величина затухания составляет 2–4 дБ/км; 2-е окно прозрачности соответствует длине волны 1,3 мкм, на которой затухание составляет 1,0–1,5 мкм; 3-е окно прозрачности наблюдается на длине волны 1,55 мкм, на которой затухание составляет 0,5–0,2 дБ/км. Таким образом, целесообразно, чтобы оптические системы передачи по волоконным световодам работали именно на указанных длинах волн, которые получили название *рабочих*. В настоящее время наибольший интерес вызывают два последних окна прозрачности, которые обеспечивают наименьшее затухание и максимальную пропускную способность волоконных световодов.

1.5. Дисперсия в волоконных световодах

В световодах при передаче импульсных сигналов после прохождения некоторого расстояния импульсы искажаются, расширяются и наступает момент, когда соседние импульсы перекрывают друг друга.

Данное явление в теории световодов носит название *дисперсии*. В курсе физики дисперсией называется распространение синусоидальных волн разных частот с различными фазовыми скоростями. Расширение импульсов устанавливает предельные скорости передачи информации по световоду при импульсно-кодовой модуляции и при малых потерях ограничивает длину участка регенерации. Дисперсия также ограничивает ширину полосы пропускания световода.

Рассмотрим явление дисперсии более подробно. Распространение импульса электромагнитной энергии по световоду может быть представлено в виде ряда лучей, как показано на рис. 1.15.

Аксиальный луч l распространяется вдоль оптической оси и проходит расстояние l . Время пробега при этом составит

$$t_1 = \frac{l}{v_\phi} = \frac{\ln l}{c},$$

где v_ϕ – фазовая скорость электромагнитной волны.

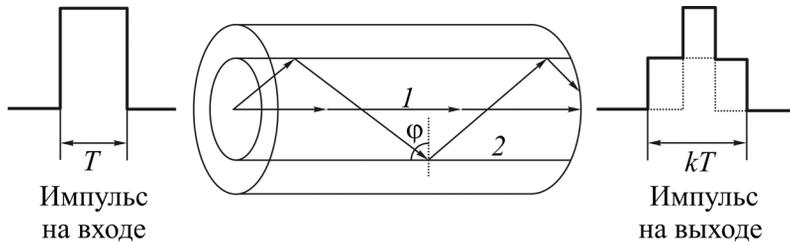


Рис. 1.15. Распространение импульса электромагнитной энергии по световоду

Время пробега того же расстояния l наклонным лучом с максимально возможным значением угла φ

$$t_2 = \frac{ln}{c \sin \varphi}.$$

Так как максимальное значение φ определяется углом полного внутреннего отражения φ_c , то

$$t_2 = \frac{ln}{c \sin \varphi} = \frac{ln^2}{cn_2},$$

Когда эти два луча $1, 2$, переносящие электромагнитную энергию, складываются вместе, наклонный луч по сравнению с аксиальным лучом имеет временное запаздывание

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{l}{c} \left(\frac{n_1^2}{n_2} - n_1 \right) = \frac{ln}{cn_2} (n_1 - n_2).$$

Это приводит к тому, что форма выходного импульса по сравнению со входным импульсом искажается, импульс расширяется во времени (рис. 1.15). Такое явление называется *межмодовой* (модовой) *дисперсией* ($\tau_{\text{мод}}$) и проявляется в многомодовых световодах. Однако данный вид дисперсии не единственный в волоконных световодах.

Дисперсия определяется тремя главными составляющими:

- 1) межмодовой;
- 2) волноводной;
- 3) материальной.

Волноводная дисперсия ($\tau_{\text{в}}$) характеризуется зависимостью групповой скорости моды от длины волны, а материальная ($\tau_{\text{м}}$) – зависимостью коэффициента преломления материала световода от длины волны.

Результирующая дисперсия может быть рассчитана по формуле

$$\tau_{\text{рез}} = \sqrt{\tau_{\text{мод}}^2 + (\tau_{\text{м}} + \tau_{\text{в}})^2}.$$

Различные виды дисперсии проявляются по-разному в различных типах волоконных световодов. В ступенчатых многомодовых оптических волокнах доминирует межмодовая дисперсия, которая рассчитывается по формуле

$$\tau_{\text{мод}} = \frac{l}{c} \frac{n_1 (n_1 - n_2)}{n_2} \approx \frac{\ln l}{c} \Delta = \frac{(\text{NA})^2 l}{2n_1 c},$$

где $\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2}$.

В реальных ступенчатых волоконных световодах расширение импульса $\tau_{\text{мод}} = 20$ нс/км.

В градиентных волоконных световодах модовая дисперсия практически отсутствует. Это объясняется параболическим профилем показателя преломления сердечника стекловолокна (рис. 1.16).

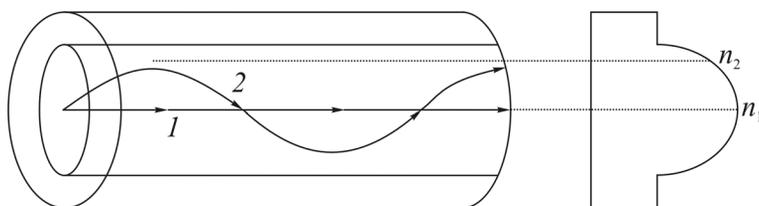


Рис. 1.16. Параболический профиль показателя преломления сердечника

Аксиальный луч 1 проходит меньший путь, но в среде с большим показателем преломления. Периферийный луч 2 проходит больший путь, но в среде с меньшим показателем преломления. В результате время пробега лучей выравнивается и расширение импульса за счет модовой дисперсии практически отсутствует, так как $\tau_{\text{мод}} = 50$ пс/км, что в 400 раз меньше, чем в аналогичных по размерам ступенчатых многомодовых световодах.

Расчет межмодовой дисперсии в градиентных световодах производится по формуле

$$\tau_{\text{мод}} = \frac{(\text{NA})^4 l}{8n_1^3 c}.$$

В одномодовых световодах модовая дисперсия отсутствует и расширение импульса определяется внутримодовой дисперсией, т.е. уширение импульса в пределах каждой моды, которая вызвана материальной и волноводной дисперсиями.

Для определения внутримодовой дисперсии необходимо воспользоваться понятиями фазовой и групповой скоростей распространения электромагнитных волн.

В соответствии с основными положениями электродинамики в однородных средах плоская электромагнитная волна распространяется с фазовой скоростью

$$v_{\phi} = \frac{c}{n} = \frac{\omega}{\beta}$$

и групповой скоростью

$$v_{\text{гр}} = \frac{\partial \omega}{\partial \beta} = \frac{1}{\frac{\partial \beta}{\partial \omega}}.$$

Для недисперсионной среды фазовая скорость не зависит от частоты, и тогда групповая скорость равна фазовой скорости. Подставим в выражение для групповой скорости $\beta = \frac{\omega}{v_{\phi}}$, продифференцируем и получим $v_{\text{гр}} = v_{\phi}$. Однако в дисперсионных средах, где фазовая скорость электромагнитной волны является функцией частоты, v_{ϕ} и $v_{\text{гр}}$ имеют разные значения.

$$v_{\text{гр}} = \frac{1}{\frac{\partial \beta}{\partial \omega}} = \frac{\partial \omega}{\frac{\partial \omega v_{\phi} - \omega \partial v_{\phi}}{v_{\phi}^2}} = \frac{v_{\phi}^2 \partial \omega}{v_{\phi}^2 \partial \omega \left(1 - \frac{\omega}{v_{\phi}} \frac{\partial v_{\phi}}{\partial \omega} \right)} = \frac{v_{\phi}}{1 - \frac{\omega}{v_{\phi}} \frac{\partial v_{\phi}}{\partial \omega}}.$$

Для дисперсионной среды, где показатель преломления зависит от частоты, вводится групповой показатель преломления

$$N_{\text{гр}} = \frac{c}{v_{\text{гр}}} = c \frac{\partial \beta}{\partial \omega} = c \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\omega}{v} \right) = c \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\omega n}{c} \right) = \frac{\partial (\omega n)}{\partial \omega} = n + \frac{\omega \partial n}{\partial \omega}.$$

Учитывая, что

$$\frac{\partial n}{\partial \omega} = \frac{\partial n}{\partial \lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial \omega};$$

$$\omega = 2\pi f,$$

учитывая, что $c = f\lambda$,

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda};$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial \lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2},$$

выражение для группового показателя преломления можно записать в виде

$$N_{\text{гр}} = n + \frac{2\pi c}{\lambda} \frac{\partial n}{\partial \lambda} \left(-\frac{\lambda^2}{2\pi c} \right) = n - \lambda \frac{\partial n}{\partial \lambda}$$

и групповую скорость

$$v_{\text{гр}} = \frac{c}{N_{\text{гр}}} = \frac{c}{n - \lambda \frac{\partial n}{\partial \lambda}}.$$

Тогда можно определить время распространения импульса электромагнитной энергии через дисперсионную среду длиной l :

$$t = \frac{l}{v_{\text{гр}}} = \frac{N_{\text{гр}} l}{c} = \frac{l}{c} \left(n - \lambda \frac{\partial n}{\partial \lambda} \right).$$

Если среда обладает дисперсией и ширина спектра излучения составляет $\Delta\lambda$, то световые импульсы при распространении расширяются:

$$\frac{\Delta t}{\Delta \lambda} = \frac{\partial t}{\partial \lambda}, \quad \Delta t = \frac{\partial t}{\partial \lambda} \Delta \lambda = \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{N_{\text{гр}} l}{c} \right) \Delta \lambda = \frac{l}{c} \frac{\partial N_{\text{гр}}}{\partial \lambda} \Delta \lambda =$$

$$= \frac{l}{c} \left(\frac{\partial n}{\partial \lambda} - \frac{\partial n}{\partial \lambda} - \lambda \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} \right) \Delta \lambda = -\frac{l}{c} \lambda \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} \Delta \lambda.$$

Ширину спектра излучения обычно определяют по уровню половинной мощности. Удобно ввести относительную величину спектра излучения $\gamma = \left| \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right|$.

Тогда после распространения импульса в дисперсионной среде на расстояние l ширина его на уровне половинной мощности определится следующим соотношением:

$$\tau = \frac{l}{c} \gamma \left| \lambda^2 \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} \right|.$$

Для оценки уширения импульса вводится понятие среднеквадратического отклонения, которое принимается на уровне 0,6 от максимальной мощности импульса гауссовой формы (рис. 1.17).

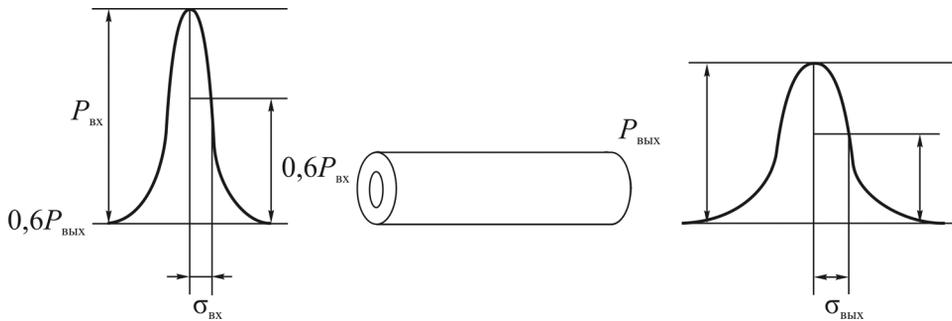


Рис. 1.17. Импульс гауссовой формы

Тогда уширение импульса за счет волоконного световода определится по формуле

$$\sigma_c = \sqrt{\sigma_{\text{вых}}^2 - \sigma_{\text{вх}}^2}.$$

Среднеквадратическое уширение импульса, обусловленное внутримодовой дисперсией, рассчитывается по формуле

$$\sigma_{\text{вн}} = \frac{\sigma_\lambda l}{\lambda} \left| \lambda \frac{\partial t}{\partial \lambda} \right| = \frac{\sigma_\lambda l}{\lambda} \left(M\lambda + \frac{N^2 \Delta}{c} V \frac{\partial^2 V_b}{\partial V^2} \right),$$

где σ_λ – километрическое среднеквадратическое отклонение длины волны основной моды; M – коэффициент удельной материальной дисперсии; N_2 – групповой показатель преломления в материале оболочки; V – нормированная частота; $\frac{\partial V_b}{\partial V}$ – нормированное время пробега.

Первый член приведенного выражения определяется дисперсией материала, второй – волноводной дисперсией.

Для определения материальной дисперсии воспользуемся трехчленной дисперсионной формулой Селмейера, которая характеризует спектральную зависимость показателя преломления стекол в диапазоне 0,6–2 мкм:

$$n^2(\lambda) = l + \sum_{i=1}^3 A_i \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - l_i^2},$$

где коэффициенты A_i и l_i ($i = 1, 2, 3$) определяются экспериментально.

Возьмем производную от приведенного выражения по λ :

$$2n \frac{\partial n}{\partial \lambda} = \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(A_1 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - l_1^2} + A_2 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - l_2^2} + A_3 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - l_3^2} \right).$$

Производная от первого слагаемого

$$\frac{\partial}{\partial \lambda} \left(A_1 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - l_1^2} \right) = A_1 \frac{2\lambda(\lambda^2 - l_1^2)\lambda^2 - 2\lambda^3}{(\lambda^2 - l_1^2)^2} = -A_1 \frac{2\lambda l_1^2}{(\lambda^2 - l_1^2)^2}.$$

Аналогично для i -го члена

$$\frac{\partial}{\partial \lambda} \left(A_i \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - l_i^2} \right) = -A_i \frac{2\lambda l_i^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2},$$

тогда производная определится

$$\frac{\partial n}{\partial \lambda} = -\frac{\lambda}{n(\lambda)} \sum_{i=1}^3 \frac{A_i l_i^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2}.$$

Возьмем вторую производную по λ :

$$\frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} n + \left(\frac{\partial n}{\partial \lambda} \right)^2 = -\frac{\partial}{\partial \lambda} \left[\frac{A_1 l_1^2 \lambda}{(\lambda^2 - l_1^2)^2} + \frac{A_2 l_2^2 \lambda}{(\lambda^2 - l_2^2)^2} + \frac{A_3 l_3^2 \lambda}{(\lambda^2 - l_3^2)^2} \right].$$

Производная от первого слагаемого

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left[\frac{A_1 l_1^2 \lambda}{(\lambda^2 - l_1^2)^2} \right] &= A_1 l_1^2 \frac{(\lambda^2 - l_1^2)^2 - \lambda 2(\lambda^2 - l_1^2) 2\lambda}{(\lambda^2 - l_1^2)^4} = \\ &= A_1 l_1^2 \frac{\lambda^2 - l_1^2 - 4\lambda^2}{(\lambda^2 - l_1^2)^3} = A_1 l_1^2 \frac{3\lambda^2 + l_1^2}{(\lambda^2 - l_1^2)^3}. \end{aligned}$$

Аналогично для i -го члена

$$\frac{\partial}{\partial \lambda} \left[\frac{A_i l_i^2 \lambda}{(\lambda^2 - l_i^2)^2} \right] = -A_i l_i^2 \frac{3\lambda^2 + l_i^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^3},$$

тогда коэффициент удельной материальной дисперсии

$$M = \frac{\lambda}{c} \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} = \frac{\lambda}{c} \frac{\sum_{i=1}^3 \frac{A_i l_i^2 (3\lambda^2 - l_i^2)}{(\lambda^2 - l_i^2)^3} - \left(\frac{\partial n}{\partial \lambda} \right)}{n(\lambda)}.$$

Таким образом, материальная дисперсия представляет собой расширение импульса при прохождении электромагнитной волны в большом объеме стекла, определяется зависимостью показателя преломления от длины волны, и это означает, что различные длины волн распространяются с различной скоростью.

Волноводная дисперсия представляет собой расширение импульса, которое происходит вследствие того, что электромагнитная волна, заключенная в некоторую среду, зависит от ее волноводной структуры. Действительно, с увеличением длины волны возрастает диаметр поля моды, а так как в одномодовых световодах волна распространяется не только в сердечнике, но и частично в оболочке, все большая часть мощности импульса сосредоточивается в оболочке, показатель преломления которой относительно мал. Скорость распространения такой волны меняется, что и приводит к расширению импульса.

Рассмотрим действие материальной и волноводной дисперсий в одномодовом волоконном световоде (рис. 1.18).

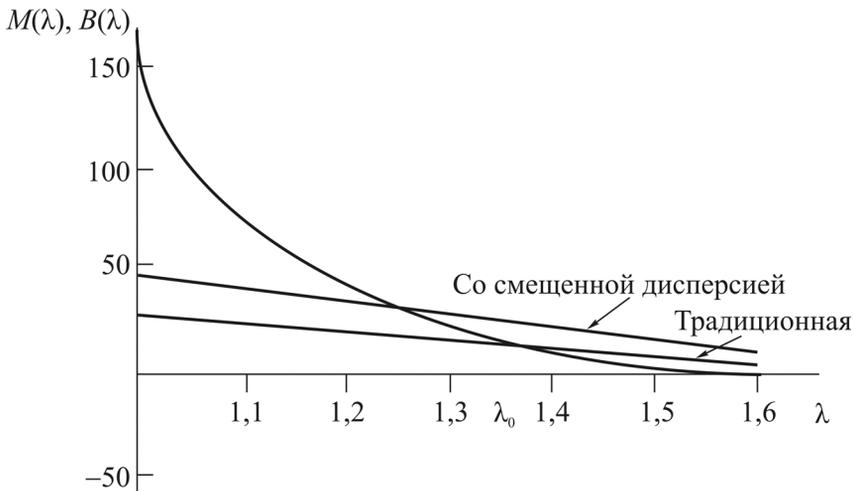


Рис. 1.18. Действие материальной и волноводной дисперсий в одномодовом волоконном световоде

С увеличением длины волны удельная материальная дисперсия уменьшается и на длине волны 1,3 мкм принимает отрицательные зна-

чения. Длина волны, при которой дисперсия равна нулю, называется *длиной волны нулевой дисперсии* (λ_0).

Волноводная дисперсия несмещенных волокон представляет собой относительно небольшую величину и находится в области положительных чисел. При создании стекловолокна со смещенной дисперсией, основу которой составляет ее возросшая волноводная компонента, появляется возможность скомпенсировать материальную дисперсию и сдвинуть нулевую дисперсию в длинноволновую область, т.е. к третьему окну прозрачности ($\lambda = 1,55$ мкм). Данный сдвиг осуществляется уменьшением диаметра сердечника, увеличением Δ и использованием треугольной формы профиля показателя преломления сердечника.

1.6. Распространение сигналов по оптическому волокну

Передача сигналов по оптическому кабелю имеет свои особенности, которые связаны со способом передачи оптических сигналов, а также с тем, что распространение излучения по световоду является многомодовым (многолучевым).

Предварительно рассмотрим, что представляет собой оптический сигнал, распространяющийся по кабелю. Если электрический сигнал $u(t)$ модулирует излучатель, например изменяет ток накачки полупроводникового лазера, то в соответствии с изменением $u(t)$ изменяется мощность излучения лазера. Следовательно, по кабелю распространяется сигнал

$$p(t) = ku(t),$$

где $p(t)$ – мощность оптического сигнала; k – коэффициент пропорциональности.

При этом полагаем, что излучатель не вносит никаких искажений. Если бы оптический кабель и фотоприемник не вносили никаких искажений, то на его выходе (после фотоприемника) возникал бы сигнал той же формы, что и на входе $u(t)$.

Так, если входной сигнал представляет собой синусоидальное напряжение $u = U_m \sin \Omega t$, где Ω – частота, модулирующая излучатель, то при указанных выше допущениях на выходе кабеля также присутствовал бы синусоидальный электрический сигнал (фазовый сдвиг не принимаем во внимание). В действительности же возникают неизбежные искажения.

При передаче синусоидального сигнала мощность излучения будет меняться по закону

$$\tilde{p}(t) = P_0(1 + M \sin \Omega t), \quad (1.10)$$

где P_0 – мощность излучения при отсутствии модуляции; M – глубина модуляции.

Здесь мощность оптического излучения определена как эффективное значение мощности за период оптической частоты и пропорциональна квадрату напряженности (H – магнитного или E – электрического поля). Если перенос излучения осуществляется только одной модой, получим выражение, описывающее изменение во времени поля излучения (например, электрического) в таком виде:

$$E(t) = kE_m \sqrt{1 + M \cos \Omega t} \cos \omega_0 t, \quad (1.11)$$

где ω_0 – оптическая частота; E_m – амплитуда напряженности поля E .

Таким образом, при принятом способе передачи оптических сигналов, т.е. модуляции мощности оптического излучения, сигнал, распространяющийся по кабелю, содержит не одну частоту модуляции, а спектр частот.

Если бы по закону модулирующего сигнала изменялась не огибающая мощность излучения, а электрическое поле, в рассматриваемом случае это изменение описывалось бы известным выражением

$$E(t) = E_m(1 + M \sin \Omega t) \sin \omega_0 t.$$

Спектр этого сигнала, как известно, содержит только три составляющие на частотах ω_0 , $\omega_0 + \Omega$, $\omega_0 - \Omega$. Спектр же, определяемый выражением (1.11), содержит бесконечное число частот хотя и быстро убывающих амплитуд. Отсюда следует, что при модуляции оптической мощности спектр передаваемого сигнала обогащается, что вносит свой вклад в искажение сигнала. Следует отметить, что при $M = 1$ спектр содержит только две составляющие на частотах $\omega_0 + \Omega$, $\omega_0 - \Omega$. Так как в реальных световодах существует большое число мод, то спектральный состав распространяющегося по оптическому кабелю сигнала оказывается более сложным, чем излучаемого.

Так как обычно частоты модуляции $\Omega \ll \omega_0$, то указанное обобщение спектра незначительно сказывается на условии распространения сигналов, однако учитывать это обстоятельство необходимо, особенно при измерениях характеристик передачи оптического кабеля.

Другой особенностью передачи сигналов по оптическому кабелю является многомодовое распространение. Независимо от закона, описывающего профиль показателя преломления сердечника световода, можно в самом общем случае указать те факторы, которые определяют распространение и искажение оптических сигналов:

- различие коэффициентов распространения β на данной частоте для разных мод;
- нелинейная зависимость от частоты коэффициента распространения для данной моды;
- дисперсия в материале, т.е. зависимость показателя преломления от частоты.

Все эти факторы приводят к различиям скоростей распространения модовых составляющих сигналов в зависимости от i -го порядка моды и частоты ω . Совокупное действие этих факторов определяет характеристики передачи оптического кабеля (частотные, временные), а также интегральные и частные параметры искажений (дисперсия импульсов, среднеквадратические и линейные значения ширины полосы частот и т.д.).

1.6.1. Частотные и временные характеристики

Применительно к оптическим кабелям необходимо уточнить понятие частотных характеристик. Такие понятия, как зависимость от частоты отношения амплитуд гармонического сигнала на выходе волокна к амплитуде на его входе (для амплитудно-частотной характеристики) и зависимость сдвига фазы выходного гармонического сигнала от частоты относительно входного (для фазовой характеристики), являются неправомерными. В отличие от указанного обычного определения, относящегося к амплитудно-частотной характеристике, вводится понятие *модуляционно-частотные характеристики* (МЧХ). Напомним, что амплитудно-частотная $C(\omega)$ и фазо-частотная $\varphi(\omega)$ характеристики объединяются в общую характеристику, называемую комплексным коэффициентом передачи

$$K(\Omega) = C(\Omega)e^{j\varphi(\Omega)}.$$

При модуляции излучателя $C(\Omega)$ соответствует изменению коэффициента модуляции на выходе кабеля в зависимости от Ω , т.е. $C(\Omega) = M(\Omega)$.

Отсюда следуют такие определения, как модуляционная амплитудно-частотная характеристика, модуляционная частотно-фазовая характеристика.

Модуляционная амплитудно-частотная характеристика представляет собой зависимость модуля комплексного коэффициента передачи огибающей мощности оптического излучения, модулированного гармоническим сигналом, от частоты модуляции.

Частотно-фазовая характеристика – это зависимость фазы комплексного коэффициента передачи огибающей мощности оптического излучения, модулированного гармоническим сигналом, от частоты модуляции. Модуляционно-частотные характеристики полностью определяют особенности оптического волокна как направляющей системы и искажение сигналов.

Можно также пользоваться характеристиками, относящимися не к частотной, а к временной области, а именно: переходными и импульсными характеристиками.

Переходная характеристика – это огибающая мощности оптического сигнала на выходе кабеля, если на его входе огибающая оптической мощности является единичным сигналом. Единичный сигнал, обозначаемый $l(t)$, – это сигнал, возникающий скачком от нуля до единицы в момент $t = 0$ и существующий после своего возникновения бесконечно долго.

Импульсная характеристика – это огибающая мощности оптического сигнала на выходе кабеля, если на его входе огибающая оптической мощности является единичным импульсом. Единичный импульс, обозначаемый $\delta(t)$ (или дельта-импульс), является производной от единичного сигнала. Если выбрать некоторый момент времени τ , то $\delta(t - \tau)$ равна нулю при всех значениях $t < \tau$, а при $t = \tau$ совершает скачок в бесконечность и затем уменьшается до нуля при всех $t > \tau$, при этом площадь этого импульса равна единице. Переходная $h(t; l)$ и импульсная $g(t; l)$ характеристики полностью определяют распространение сигналов по оптическому кабелю. Пользуясь данными характеристиками, можно найти форму выходного сигнала оптического кабеля при известной форме входного. Кроме того, по этим характеристикам можно найти модуляционно-частотные характеристики (фазовую и амплитудную). Переходную характеристику можно определить экспериментально, а импульсную, как правило, аналитически.

1.6.2. Собственные и частные характеристики оптического кабеля

В отличие от традиционных четырехполосников, когда нормируется только форма входного испытательного сигнала, например в виде единичного сигнала или гармонического сигнала, для оптического кабеля должны оговариваться особенности источника излучения, а именно:

- 1) распределение интенсивности по излучающей поверхности;
- 2) распределение мощности излучения по модам (или по углу) диаграммы излучения;
- 3) спектр излучения (по оптическим частотам).

Как показывает теория и подтверждают экспериментальные данные характеристики передачи, оптические кабели оказываются различными при разных показателях, относящихся к перечисленным особенностям. Действительно, искажение сигналов зависит, в частности, от распределения мощности излучения между модами, введенными в кабель и распространяющимися в нем. В свою очередь, это распределение зависит от первых двух факторов. Кроме того, в зависимости от состава оптического спектра излучения степень материальной дисперсии будет различной, поэтому при измерениях кабелей, возбуждаемых источником излучения с различными характеристиками и при идентичных условиях ввода излучения в кабель, характеристики передачи могут быть разными. Таким образом, характеристики передачи оптического кабеля не могут рассматриваться в отрыве от излучателя.

В связи с изложенным необходимо различать два вида характеристик передачи: собственные характеристики и частные характеристики.

Собственная характеристика – это характеристика, которая свойственна данному оптическому кабелю при условии, что он возбуждается строго одной оптической несущей, причем мощность всех мод, введенных в кабель, одинакова. В идеальном случае это возможно при возбуждении кабеля точным монохроматическим источником, расположенным на оси световода.

Частные характеристики соответствуют конкретным условиям возбуждения световода от определенного источника с известными характеристиками излучения. Эти характеристики не являются универсальными и не могут быть непосредственно использованы тогда, когда применяются источники излучения, отличные от тех, для которых эти характеристики были определены.

Необходимо заметить, что на расстоянии длины нормализации для узкой спектральной полосы излучения частные характеристики приближаются к собственным.

Частотные и переходные характеристики относятся к вторичным оптическим параметрам световодов, тогда как первичными параметрами являются геометрические размеры световодов (сердечника и оболочки), профиль показателя преломления и коэффициент затухания.

1.6.3. Диаграмма излучения и поглощения энергии в световоде

Рассмотрим случай многомодового световода со ступенчатым профилем показателя преломления.

Пусть угловая диаграмма излучателя описывается некоторой зависимостью $p = \psi(\varphi)$. Энергия излучения, введенная в световод, распространяется под различными углами u_1 в пределах апертурного угла. При $n_0 = n_1$ $u_1 = \varphi$. Если световод прямолинейный и не имеет никаких неоднородностей, то каждый луч, введенный в световод, будет распространяться в нем под тем же углом, под которым он был введен в световод. Потери мощности, распространяющейся в элементарном пучке в направлении данного луча под углом u_1 , зависят от коэффициента затухания α в материале сердечника, длины пути, проходимого пучком в процессе многократных отражений, коэффициента отражения ρ на границе сердечник – оболочка и от числа отражений на всем пути распространения.

Длина пути луча, распространяющегося под углом u_1

$$l_u = \frac{l}{\cos u_1},$$

где l – длина световода.

Число отражений на той же длине l

$$\eta = \frac{l}{2a} \operatorname{tg} u_1,$$

где a – радиус отворота

Коэффициент отражения ρ , определяемый формулой Френеля, зависит от потерь в оптической оболочке, отражающей лучи, и от угла u_1 и уменьшается с его увеличением. Такая зависимость $\rho(u_1)$ приводит к тому, что мощность пучков излучения, соответствующая лучам, распространяющимся под большими углами, испытывает большие потери на отражение, чем мощность пучков излучения, соответствующая лучам, распространяющимся под меньшими углами (чем меньше коэффициент отражения, тем больше потери). При многократных отражениях их общий эффект определяется произведением отдельных коэффициентов отражения, а так как $\rho < 1$, то потери будут возрастать с увеличением числа отражений, т.е. даже при $\rho(u)$ близких к единице полные потери при многократных отражениях оказываются достаточно ощутимыми.

Если мощность излучения в элементарном пучке, распространяющемся в световоде под углом u_1 , в его начале равна P'_u , то, учитывая потери на отражение, а также на поглощение на пути l_u , можно определить мощность пучка на расстоянии l :

$$P'_{lu} = P'_u e^{-\frac{l}{\cos u_1} \alpha} \rho^{\frac{l}{2a} \operatorname{tg} u_1}.$$

Здесь принято $\rho(u) \approx \rho$, т.е. некоторому среднему значению. Тогда получим отношение мощностей

$$y = \frac{P'_{lu}}{P'_u} = e^{-\frac{l}{\cos u_1} \alpha} \rho^{\frac{l}{2a} \operatorname{tg} u_1}.$$

Для получения соответствующего отношения всей мощности P_l на расстоянии l к полной мощности P_0 , введенной в начале световода, необходимо произвести суммирование мощности пучков на расстоянии l , распространяющихся под всеми углами в пределах апертурного угла φ_m . При этом следует учитывать значения мощностей каждого из пучков, введенных в световод под соответствующим углом. Такая операция дает весьма сложное выражение, в котором учитывается угловая диаграмма излучения мощности, введенной в световод, в свою очередь определяемая угловой диаграммой излучателя. Из приведенного соотношения следует, что отношение $\frac{P_l}{P_0 l}$ должно сложным образом зависеть от длины световода l и апертурного угла φ_m . Соответствующими преобразованиями можно представить связь P_l и P_0 в виде

$$P_l = P_0 e^{-\alpha(l)},$$

причем зависимость затухания от длины l , в свою очередь, связана с видом диаграммы излучения, введенного в начале световода. Таким образом, $\alpha(l)$ – затухание на длине световода l . Вследствие сложной зависимости этой функции от l неправомерно обычное соотношение для показателя затухания $\alpha(l) = \alpha l$.

По мере распространения энергии вдоль пути l характер диаграммы излучения изменяется, так как лучи, распространяющиеся под различными углами, испытывают различное затухание с ростом u_1 . Таким образом, происходит деформация диаграммы излучения в световоде (рис. 1.19).

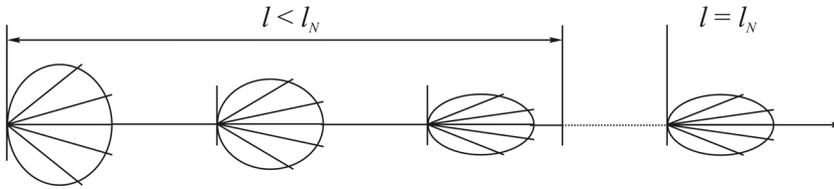


Рис. 1.19. Деформация диаграммы излучения в световоде

Значение затухания зависит от формы этой диаграммы, следовательно, на различных по угловым положениям лучей, но равных отрезках пути затухание не может быть пропорциональным этим отрезкам, так как в начале каждого отрезка диаграммы излучения отличаются друг от друга. Следовательно, в этих условиях $\alpha(l) \neq \alpha l$. По мере распространения по световоду энергии диаграмма излучения становится более вытянутой, основная часть энергии сосредотачивается в области меньших углов, причем в этой области мощности пучков мало различаются. По мере увеличения l степень деформации диаграммы уменьшается и форма ее стремится к некоторому устойчивому виду. Чем больше исходная диаграмма излучения приближается к диаграмме точечного излучателя (т.е. к окружности), тем больше она деформируется в процессе распространения по световоду.

По мере приближения формы диаграммы к стабильной $\frac{\alpha(l)}{l}$ стремится к постоянному значению α , т.е. к обычному коэффициенту затухания, не зависящему от длины. Это практически имеет место уже при $l \geq l_N$, где l_N – длина нормализации, т.е. длина, на которой форма диаграммы излучения является практически установившейся.

При $l > l_N$ диаграмма излучения, распространяющегося по световоду, практически не зависит от угловой диаграммы излучения источника и определяется только параметрами световода. Из этого следует, что расчет затухания оптического кабеля по постоянному значению коэффициента ослабления, т.е. по формуле

$$P_l = P_0 e^{-\alpha l},$$

можно проводить лишь для длин $l > l_N$.

Все вышеизложенное относилось к прямолинейному световоду без неоднородностей. В действительности в реальном оптическом кабеле заложены световоды, обладающие различными видами неоднородностей (геометрическими и физическими), кроме того, имеют место нару-

шения прямолинейности (повивы кабеля, криволинейная трасса, микроизгибы и т.д.). Влияние этих неоднородностей выражается в увеличении потери на рассеяние и нарушении постоянства углов распространения различных лучей. В результате этого более интенсивно ослабляются лучи, распространяющиеся под большими углами, а часть энергии, переносимая пучками, соответствующими этим лучам, переходит в пучки, распространяющиеся под меньшими углами.

Все это приводит к тому, что диаграмма излучения, распространяющегося по световоду, нормализуется на длине l_N , меньшей чем длина нормализации при отсутствии неоднородностей. Сама диаграмма становится более сжатой, и распределение мощностей по углам оказывается более равномерным. Деформацию диаграммы излучения можно получить, воспользовавшись и модовым описанием.

Действительно, совокупность мод, образующих электромагнитное поле в многомодовых световодах, при распространении излучения по световоду меняет свою структуру, так как моды более высоких порядков испытывают большее затухание. Этим модам и соответствуют лучи, распространяющиеся под большими углами. Согласно теории при наличии неоднородностей последние создают связи между отдельными модами, приводящими к частичному переходу энергии от одних мод к другим, а также появлению мод, которые не могут распространяться в данном световоде и поэтому излучаются во внешнее пространство, что создает дополнительные потери энергии на рассеяние.

В то же время часть энергии высших мод переходит в энергию низших, увеличивает их мощность. В результате такого преобразования мод, т.е. частичного перехода энергии из одних мод в другие, диаграмма излучения нормализуется.

1.6.4. Искажения сигналов

В оптических кабелях, состоящих из многомодовых световодов, основной причиной искажения сигналов является различное время запаздывания и затухания лучей, распространяющихся под различными углами.

В результате этого, например, фронт прямоугольного сигнала на месте приема будет растянут. Любая другая форма сигнала, поданного на вход кабеля, также будет искажена.

Характер и степень искажения зависят от формы входного сигнала, угловой характеристики излучения источника, параметров световода, длины кабеля, вида и степени его неоднородностей. Запаздывание раз-

личных лучей, как уже известно, следует из неравенства путей их распространения. Можно также рассматривать механизм искажения оптических сигналов как результат различий скоростей распространения мод разных порядков и зависимости их затухания от порядка мод.

Каждая мода представляет собой плоскую волну, имеющую свой коэффициент распространения, определяющий фазу и затухание, зависящее от номера моды. Если пренебречь ослаблением, то коэффициент распространения моды i -го порядка определится следующим образом:

$$\beta_i \approx \frac{\omega}{c} n_1 \left[1 - 2\Delta \left(\frac{i}{N} \right)^{\frac{g}{g+2}} \right]^{\frac{g}{2}},$$

где N – общее число мод; g – показатель степени в выражении профиля показателя преломления сердечника световода.

Таким образом, данная формула пригодна как для ступенчатого, так и для градиентного световода. С коэффициентом β связана групповая скорость моды на данной частоте ($v_{\omega i}$). При постоянном значении частоты ω с увеличением порядка моды коэффициент фазы уменьшается и групповая скорость $v_{\omega i}$ падает. Для различных мод с увеличением частоты коэффициент распространения и групповая скорость возрастают в разной степени. На рис 1.20 приведен характер зависимости β_i от частоты и порядка мод.

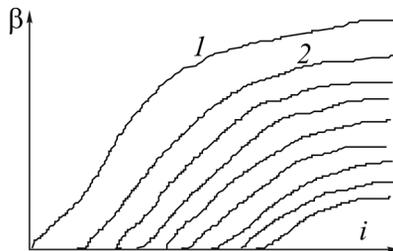


Рис. 1.20. Характер зависимости β_i от частоты и порядка мод:

$1, 2, \dots, i$ – порядок мод

В результате время запаздывания моды на длине l $\tau_i = \frac{l}{v_{\omega i}}$ будет больше для мод более высокого порядка и для более высоких частот. Если при этом учесть распределение мощностей между модами, то можно

на заданной длине кабеля определить запаздывание, а следовательно, форму сигнала. Таким образом, с увеличением числовой апертуры количество мод, распространяющихся по световоду, растет и степень искажения увеличивается. В градиентных световодах различие в τ_i меньше, чем в световодах со ступенчатым профилем, поэтому искажения могут быть существенно меньше, однако для полной реализации такого положения необходимо выбирать параметр g строго в зависимости от длины волны излучения и оптических свойств материала световода, а также следует обеспечить с высокой степенью точности (до 3–4 %) постоянство принятого профиля коэффициента вдоль всего световода.

Теория и практика показывают, что при наличии рассеянных неоднородностей искажения оптических сигналов, распространяющихся по оптическому кабелю, несколько уменьшаются. Это связано с уже известными нам процессами выравнивания диаграммы излучения или (в модовом толковании) с обменом энергии между модами. Таким образом, наличие неоднородностей выравнивает скорости различных мод на пути распространения по кабелю излучения, т.е. относительное запаздывание становится меньше и искажения сигналов несколько уменьшаются.

Выше указывалось, что форма выходного сигнала зависит, в частности, от формы входного, поэтому принято оперировать некоторыми нормированными формами сигналов. Приведем некоторые теоретически выведенные выражения, описывающие импульсную характеристику. При этом угловая характеристика излучения может быть представлена в виде

$$P(\varphi) = P_0 \cos^m \varphi,$$

где m – целое число; φ – угол относительно оптической оси.

Такое описание широко принято для источников излучения, используемых в оптической связи. В частности, при $m = 1$ имеем так называемую ламбертову поверхность излучения. При $m = 2 \dots 3$ имеем характеристики полупроводникового лазера. Тогда импульсная характеристика будет описываться следующим выражением:

$$g(t; l_0) = \frac{2\pi^2 a l_0}{t_0} \left(\frac{t_0}{t} \right)^{m+2} e^{\left(-\alpha \frac{t_0}{t} \right)}; \quad t_0 < t \leq t_c;$$

$$g(t, l_0) = 0; \quad t > t_c; \quad t_c = t_0 \sec \varphi_m,$$

где $t_0 = \frac{l_0 n_1}{c}$; l_0 – длина световода.

Данное выражение является универсальным в том смысле, что оно дает возможность определить форму сигнала на выходе оптического кабеля по любой заданной форме сигнала на его входе. Использование приведенной формулы дает полное описание формы выходного импульса и является характеристикой передачи оптического кабеля.

В отдельных случаях бывает достаточно найти лишь некоторые параметры, определяющие искажения сигналов; тогда пользуются частными оценками искажений. Эти оценки в основном относятся к уширению выходного импульса или к определению ширины его переднего фронта. Очевидно, что такие оценки должны быть привязаны к определенной форме входного импульса, так как уширение, связывающее ширину выходного импульса с шириной входного, зависит от формы последнего. В качестве нормированной формы входного импульса выбирается единичный или ступенчатый импульс $l(t)$. Тогда для световода со ступенчатым профилем коэффициента преломления время нарастания сигнала находится по формуле

$$\tau = \frac{(NA)^2 l}{2n_1 c}.$$

Для реальных градиентных световодов, учитывая недостаточно точное поддержание постоянства профиля показателя преломления,

$$\tau \cong (50...60) \cdot 10^{-9} (n_1 - n_2) l.$$

По существу, приведенные выражения определяют приближенное значение переднего фронта переходной характеристики $h(t)$. Если на входе кабеля сигнал отличается от прямоугольного, но продолжительность его $T \geq 2\tau$, причем передний фронт равен $\tau_{ф,вх}$, то время нарастания этого сигнала на выходе кабеля может быть приближенно оценено по формуле

$$\tau_{вых} = \sqrt{\tau^2 + \tau_{ф,вх}^2},$$

где τ соответствует случаю, когда на входе присутствует сигнал $l(t)$.

Особо учитывается влияние материальной дисперсии, которая, напомним, определяется зависимостью скорости распространения излучения в материале волокна от оптической частоты. Так как скорость распространения оптической волны $v = \frac{c}{n}$, а показатель преломления зави-

сит от частоты, возникает относительная задержка между частотами при распространении сигналов, содержащих несколько частот. С материальной дисперсией приходится считаться в связи с тем, что существующие источники оптического излучения излучают не одну частоту, а спектр оптических частот, который значительно шире спектра модулирующих. В первом приближении учет материальной дисперсии можно сделать путем добавления к фронту переходной функции $h(t)$ величины

$$\tau_g = 10^{-7} \frac{\Delta f}{f_0} l,$$

где Δf – ширина спектра излучателя; f_0 – его центральная частота.

1.6.5. Модуляционно-частотные характеристики и полоса пропускания волоконных световодов

Искажения оптических сигналов, распространяющихся по световодам, свидетельствуют о том, что модуляционно-частотные характеристики последних должны быть нелинейными, спадающими. При этом вследствие искажения и ограничения спектров сигналов, введенных в световод, возникают искажения этих сигналов. Рассмотрим более подробно тот факт, что модуляционно-частотные характеристики световодов являются нелинейными и ограниченными. Предварительно необходимо отметить, что спектральная характеристика световода (т.е. зависимость его затухания от оптической частоты) в области, намного превосходящей диапазон модулирующих частот Ω , не имеет спадающего характера, т.е. практически неограничена, а небольшие отклонения на таком участке спектральной характеристики от линейности несущественны и связаны с особенностями поглощения излучения в материале световода. Таким образом, спектральная характеристика практически не вносит искажений в сигнал. Иначе обстоит дело с частотными характеристиками.

Воспользуемся модовым представлением оптических сигналов. Допустим, для простоты рассуждений, что все моды имеют одинаковые мощности и мощность каждой моды изменяется по синусоидальному закону в соответствии с частотой модуляции Ω . В начале световода фазы всех огибающих составляющих мощностей, переносимых модами, были одинаковы. По мере распространения мод по световоду вследствие различия в коэффициентах распространения фазы расходятся и равнодействующие всех составляющих (суммарный вектор) уменьшаются, а равно-

действующая фаза (суммарного вектора) изменяется. Такое расхождение фаз, а следовательно, изменение значения суммарного вектора и его фазы, будет иметь место и при изменении модулирующей частоты, с увеличением которой также увеличивается расхождение фаз. В результате такого процесса по мере увеличения Ω и длины световода l модулированная мощность излучения уменьшается. Вследствие сложной зависимости фазы каждой из мод от частоты и длины световода сложение составляющих векторов, т.е. интерференция огибающих мощностей, также происходит по сложному закону и дает периодические нулевые значения суммарного вектора, т.е. затухающую осцилляцию.

Качественно зависимость $k(\Omega)$ может быть объяснена на основе следующего физического рассмотрения.

Каждой моде соответствует некоторый вектор \mathbf{A} , значение которого на расстоянии l от начала световода

$$\mathbf{A}_l = \mathbf{A}_0 e^{j\beta(\omega)l - \alpha l},$$

где \mathbf{A}_0 – вектор в начале световода; $\beta(\omega)$ – коэффициент фазы; α – коэффициент затухания.

Зависимость $\beta(\omega)$ определим исходя из того, что при небольшом ее изменении, т.е. $\Delta\omega \ll \omega_0$, где ω_0 – частота оптического излучения (оптическая несущая), можно принять линейную зависимость, т.е. $\beta(\omega) = \beta(\omega_0) + k\Delta\omega$, где k – тангенс угла наклона отрезков $\beta(\omega)$ в области $\Delta\omega$. Но величина $\Delta\omega$ соответствует частоте модуляции $\Delta\omega = \Omega$, так как именно с этой частотой модулируется каждая мода. Обозначив для краткости $\beta(\omega_0) = \beta_0$, получим для моды порядка i

$$A_i(l, \Omega) = A_{0i} e^{j(\beta_{0i} + k_i \Omega - \alpha_i l)}.$$

Таким образом, при некотором фиксированном значении l с ростом Ω увеличивается сдвиг фаз различных мод относительно друг друга, т.е. векторы постепенно расходятся, причем расхождение $\Delta\psi$ между двумя различными модами i -го и j -го порядков рассчитываются по формуле $\Delta\psi_{ij} = (k_i - k_j)\Omega l$, т.е. пропорционально частоте модуляции и длине световода (без учета начального расхождения $\psi_{0i} - \psi_{0j}$).

Необходимо также учитывать, что с увеличением длины световода l и порядка моды ее затухание увеличивается. Отсюда следует, что по мере увеличения Ω и l вследствие возрастающего расхождения фаз ме-

жду векторами модуль A_Ω равнодействующего вектора, определяющего значение частотной характеристики, будет уменьшаться, что соответствует спаду частотной характеристики (рис. 1.21).

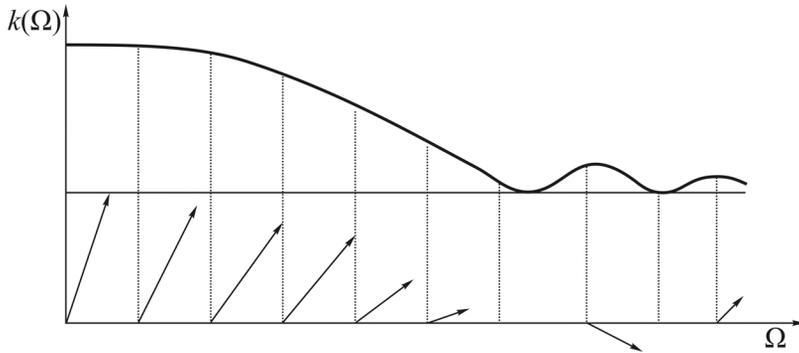


Рис. 1.21. Спад частотной характеристики, обусловленный возрастающим расхождением фаз

В нижней части рис. 1.21 приведены результирующие векторы. В верхней части показана амплитудно-частотная характеристика, отдельные значения которой соответствуют абсолютным значениям результирующих векторов, которые начинаются в точках, соответствующих значениям на шкале частот.

Характер частотных характеристик усложняется в зависимости от вида распределения мощностей между модами. Приведем выражения, описывающие частотные характеристики многомодовых световодов для равенства мощностей мод.

Для амплитудно-частотной характеристики

$$k(\Omega; l) \cong 1, \quad \Omega t_0 < 100;$$

$$k(\Omega; l) = \frac{A}{\Omega l} [B - C \cos(m\Omega l)]^{\frac{1}{2}}, \quad \Omega t_0 > 100;$$

$$t_0 = \frac{l}{c} n_1,$$

где A , B , C и m – соответствующие выражения, зависящие от параметров световода.

При длине световода $l = 1$ км граница $\Omega t_0 = 100$ соответствует частоте $F = \frac{\Omega}{2\pi} = 3$ МГц, т.е. при $l > 1$ км $F < 3$ МГц.

Для фазо-частотной характеристики

$$\varphi(\Omega; l) \cong \frac{ln_1}{c}.$$

Для ступенчатого профиля

$$A = \frac{2c}{n_1}; \quad B = (1-\Delta)^{\frac{3}{2}}(1-0,115\alpha l\Delta) + 1;$$

$$C = (1-\Delta)^{\frac{3}{2}}(1-0,115\alpha l\Delta); \quad m = \left(\frac{1}{\sqrt{1-\Delta}} - 1 \right) \frac{n_1}{c}.$$

Для градиентного профиля ($g = 2$)

$$A = \frac{8c}{\Delta^2 n_1}; \quad B = 2 - 0,115\alpha l\Delta; \quad C = 2(1 - 0,115\alpha l\Delta); \quad m = \frac{n_1 \Delta^2}{8c}.$$

Приведенные выражения не учитывают неоднородностей в реальных световодах, а также случай неравенства мощностей мод.

Ширина полосы пропускания находится на уровне 0,5 от максимального значения амплитудно-частотной характеристики. Экспериментальные значения ширины полосы для волокон со ступенчатым профилем показателя преломления в зависимости от числовой апертуры лежат в пределах 15–25 МГц.

Расчитанная по приведенным формулам ширина полосы градиентного волокна составляет около 10 ГГц ($g = 2$, $\Delta = 0,01$, $n_1 = 1,5$). Однако это значение больше тех, которые соответствуют реальным световодам. Это объясняется тем, что ширина полосы существенно зависит от степени постоянства распределения коэффициента преломления по световоду. Так, отклонение величины g от оптимального значения на 0,05 приводит к уменьшению ширины полосы частот более чем на порядок.

С увеличением всякого рода неоднородностей ширина полосы несколько увеличивается, так как скорости распространения мод выравниваются. Такое выравнивание будет тем больше, чем длиннее путь распространения сигнала. В связи с этим существенной является связь между шириной полосы оптического кабеля и его длиной. Строгое рассмотрение этого вопроса затруднено чрезвычайной сложностью количественной оценки неоднородностей. Однако опыт показывает, что на расстояниях $l > l_N$, ширина полосы кабеля обратно пропорциональна его длине, т.е. если ΔF – ширина полосы кабеля длиной 1 км, то кабель длиной l будет иметь полосу частот

$$\Delta F_0 = \frac{\Delta F}{l}.$$

Однако на заметном интервале длин, несколько больших или меньших l_N , ΔF_0 в зависимости от длины кабеля изменяется по некоторому закону $\Delta F_0 = \frac{\Delta F}{l^{0,69}}$. Такое положение объясняется тем, что l_N не имеет резко выраженного значения. Чем больше неоднородностей в световоде, тем меньше l_N . Значение l_N изменяется для разных оптических кабелей от нескольких сотен метров до 2 км.

В некотором приближении амплитудно-частотная характеристика кабеля может быть описана следующим выражением:

$$K(F) = e^{-0,69\left(\frac{F}{\Delta F}\right)^2},$$

тогда

$$\Delta F = 0,83 \frac{F}{|\ln K(F)|}.$$

Величина ΔF является частной оценкой частотных характеристик и не дает полного представления об искажениях сигнала. Однако оценка по ΔF является широко принятой и достаточно существенной. В частности, зная значения ширины полосы входного и выходного импульсов ΔF_1 и ΔF_2 , можно определить уширение выходного импульса

$$\Delta \tau = \gamma \left(\frac{1}{\Delta F_2} - \frac{1}{\Delta F_1} \right),$$

где γ – коэффициент, зависящий от формы импульса.

Для импульса гауссовой формы $\gamma = 0,22$; для прямоугольного импульса $\gamma = 0,73$. Ширина полосы определяется при этом как интервал частот, в котором сосредоточено 0,9 всей энергии импульса. В ряде случаев используется понятие среднеквадратической ширины импульса и среднеквадратической ширины полосы частот: $\Delta \tau$ и ΔF . В этих случаях, например, уширение импульса $\Delta \tau = \sqrt{\tau_2^2 - \tau_1^2}$, однако применение этих параметров не всегда оправданно.

Если линия составлена из N отдельных оптических кабелей с разными ΔF_k , где k – порядковый номер отдельного кабеля, то общая полоса частот ΔF_0 может быть получена из следующей формулы:

$$\Delta F_0 = \frac{1}{\left(\sum_{k=1}^N \frac{1}{\Delta F_k^x} \right)^x},$$

где $x = 0,6 \dots 0,7$ – коэффициент, зависящий от преобразования мод.

С шириной пропускания передаваемых частот, как известно, связана пропускная способность оптического кабеля. Исходя из особенностей оптических систем связи, в них в основном принято временное разделение каналов с импульсно-кодовой модуляцией. При этом мгновенному значению уровня модулирующего сигнала передаваемой информации соответствует некоторая кодовая комбинация (группа) одинаковых импульсов (в пределах установленного числа разрядов кодовой группы).

Если число передаваемых телефонных каналов N , число разрядов кодовой группы m , то полоса частот, которую необходимо передать, составляет $\Delta F \geq 8000Nm$.

При этом m принимается равным 7–8. Тогда при $m = 7$ минимальная ширина полосы частот составит $\Delta F = 56\,000N$.

ГЛАВА 2. КОНСТРУКЦИЯ И ТИПЫ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН

2.1. Принципиальное устройство оптического волокна

Оптическое волокно (ОВ) (световод) имеет два концентрических слоя – ядро (сердцевина) и оптическая оболочка (рис. 2.1). Внутреннее ядро предназначено для переноса света. Окружающая его оболочка имеет отличный от ядра показатель преломления и обеспечивает полное внутреннее отражение света в ядро. Показатель преломления оптической оболочки менее чем на 1 % меньше показателя преломления ядра. Характерные величины показателей преломления: 1,47 для ядра и 1,46 для оптической оболочки. Производители волокна строго контролируют разность показателей для получения нужных характеристик волокна. Волокна имеют дополнительную защитную оболочку вокруг оптической оболочки. Защитная оболочка, представляющая собой один или несколько слоев полимера, предохраняет ядро и оптическую оболочку от воздействий, которые могут повлиять на их оптические свойства. Защитная оболочка не влияет на процесс распространения света по волокну, а всего лишь предохраняет от ударов. На рис. 2.2 представлена схема распространения света по волокну. Свет заводится внутрь волокна под углом больше критического к границе ядро – оптическая оболочка

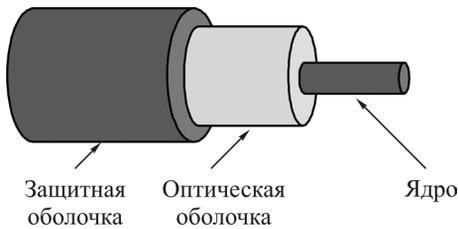


Рис. 2.1. Структура световода

ка и испытывает полное внутреннее отражение на этой границе. Поскольку углы падения и отражения совпадают, то свет и в дальнейшем будет отражаться от границы. Таким образом, луч света будет двигаться зигзагообразно вдоль волокна.

Свет, попадающий на границу под углом меньше критического, будет проникать в оптическую оболочку и затухать по мере распространения в ней. Оптическая оболочка обычно не предназначена для переноса света, и свет в ней достаточно быстро затухает. Отметим, что в ситуации, представленной на рисунке выше, свет будет также преломляться на границе воздух – волокно. И только после этого его распространение будет происходить в соответствии с законом Снелла и значениями индексов преломления ядра и оптической оболочки. Внутреннее отраже-

ние служит основой для распространения света вдоль обычного оптического волокна. В этом анализе, однако, учитываются только меридианные лучи, проходящие через центральную ось волокна после каждого отражения. Другие лучи, называемые асимметричными, движутся вдоль волокна, не проходя через его центральную ось. Траектория асимметричных лучей представляет собой спираль, накручивающуюся вокруг центральной оси. Асимметричные лучи, как правило, игнорируются в анализе большинства волоконно-оптических процессов.

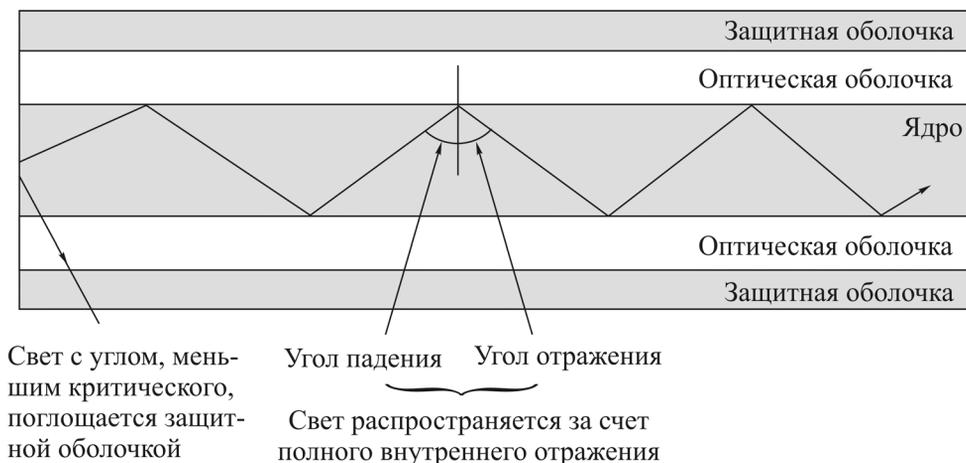


Рис. 2.2. Полное внутреннее отражение в оптическом волокне

Специфические особенности движения света вдоль волокна зависят от многих факторов, включая:

- размер волокна;
- состав волокна;
- процесс инъекции света внутрь волокна.

Понимание взаимного влияния этих факторов проясняет многие аспекты волоконной оптики.

Таблица 2.1

Геометрия волокон

№ п/п	Ядро, мкм	Оптическая оболочка, мкм
1	8	125
2	50	125
3	62,5	125
4	100	140

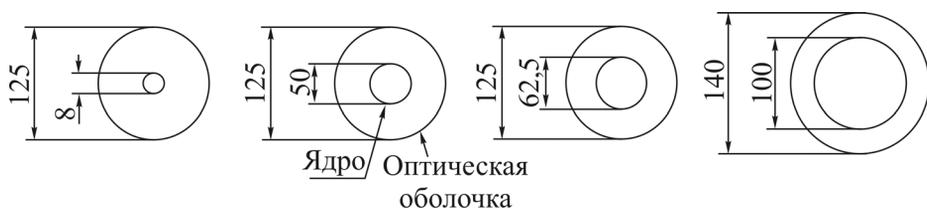


Рис. 2.3. Типичные диаметры ядра и оптической оболочки

Волокна сами по себе имеют чрезвычайно малый диаметр. Поперечные сечения и диаметры для ядра и оптической оболочки четырех наиболее распространенных видов волокон представлены в табл. 2.1 и на рис. 2.3.

2.2. Индекс преломления и модовая структура

Кварцевые волокна имеют как стеклянное ядро, так и стеклянную оптическую оболочку. Стекло, используемое в данном типе волокон, состоит из сверхчистого сверхпрозрачного диоксида кремния или плавленного кварца. Если морская вода была бы столь прозрачной, как волокно, то можно было бы увидеть дно самой глубокой океанской впадины – Марианской (11 022 м), расположенной в Тихом океане. В стекло добавляют примеси, чтобы получить требуемый показатель преломления. Германий и фосфор, например, увеличивают показатель преломления, а бор и фтор, напротив, уменьшают его. Кроме того, в стекле присутствуют другие примеси, не извлеченные в процессе очистки. Они также влияют на свойства волокна, увеличивая затухание, обусловленное рассеянием и поглощением света.

Стеклянные волокна с пластиковой оптической оболочкой (PCS) имеют стеклянное ядро и пластиковую оптическую оболочку. Их характеристики, хотя и не столь хорошие, как у полностью стеклянного волокна, являются вполне приемлемыми.

Пластиковые волокна имеют пластиковое ядро и пластиковую оптическую оболочку. По сравнению с другими видами волокон пластиковые имеют ограниченные возможности с точки зрения затухания и полосы пропускания. Однако низкая себестоимость и простота использования делают их привлекательными там, где требования к величинам затухания и полосе пропускания не столь высоки. Электромагнитная невосприимчивость и секретность передачи информации по пластиковым волокнам делают их применение оправданным. Пластиковые волокна являются достаточно прочными, с малым радиусом изгиба

и способностью восстанавливать первоначальную форму после снятия нагрузки. Этот тип волокон находит применение в автомобилестроении, музыкальных системах, различной бытовой технике.

В соответствии с этой классификацией на рис. 2.4 показаны три основные особенности волокон.

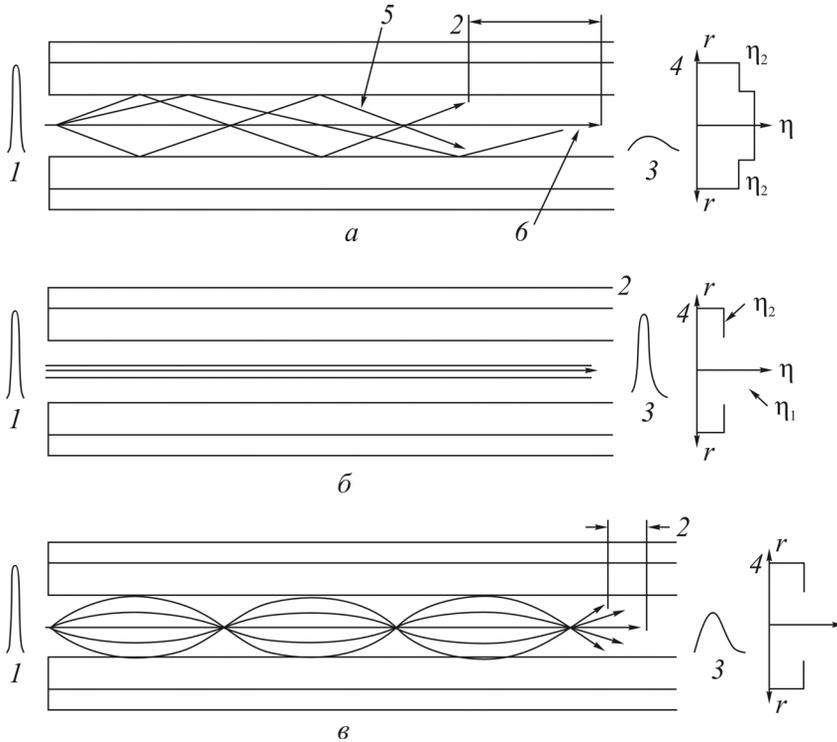


Рис. 2.4. Типы распространения света в волокне: *a* – многомодовое волокно со ступенчатым индексом; *б* – одномодовое волокно со ступенчатым индексом; *в* – многомодовое волокно со сглаженным индексом; 1 – входной импульс; 2 – дисперсия; 3 – выходной импульс; 4 – коэффициент преломления; 5 – мода высокого порядка; *б* – мода низкого порядка

Первая особенность – различие входного и выходного импульсов. Уменьшение амплитуды импульса связано с затуханием его мощности. Расширение импульса связано с конечной полосой пропускания волокна и ограниченной информационной емкостью. Вторая особенность – траектории лучей, возникающих при распространении света. Третья особенность – распределение значений показателей преломления в ядре и оптической оболочке для различных типов волокон. Важность каждой из перечисленных особенностей будет ясна после рассмотрения всех видов волокон. Профиль индекса преломления отображает соотношение

между индексами ядра и оптической оболочки. Существуют два основных вида профиля: ступенчатый и сглаженный (градиентный). Волокно со ступенчатым профилем имеет ядро с однородным показателем преломления. При этом показатель преломления делает резкий скачок на границе между ядром и оптической оболочкой. Напротив, в случае сглаженного профиля показатель преломления ядра не является однородным: показатель максимален в центре и между ядром и оптической оболочкой отсутствует резкий скачок показателя преломления.

В соответствии с данной классификацией существует три вида оптических волокон:

1. Многомодовое волокно со ступенчатым индексом (обычно называемое волокном со ступенчатым индексом).
2. Многомодовое волокно со сглаженным индексом (волокно со сглаженным индексом).
3. Одномодовое волокно со ступенчатым индексом (одномодовое волокно).

Характеристики каждого из типов волокон в существенной степени определяются областью применения.

2.2.1. Волокно со ступенчатым индексом

Многомодовое волокно со ступенчатым индексом – наиболее простой тип волокон. Имеет ядро диаметром от 100 до 970 мкм и может быть чисто стеклянным, PSC или пластиковым. Данный тип волокна является наиболее распространенным, хотя и не обеспечивает максимальную полосу пропускания и минимальные потери. Поскольку свет испытывает отражение под разными углами на разных траекториях (в различных модах), длина пути, соответствующая различным модам, тоже отличается. Таким образом, различные лучи затрачивают меньше или больше времени на прохождение одной и той же длины волокна. Лучи, которые движутся вдоль центральной оси ядра без отражений, достигают противоположного конца волокна первыми. Косые лучи появляются позднее. Свет, попадающий в волокно в одно и то же время, достигает противоположного конца в различные моменты времени. Сетевой импульс расплывается по времени. Это расплывание называется *модовой дисперсией*. Импульс света, который имел первоначально узкий, строго определенный профиль, в дальнейшем расширяется во времени. Дисперсия может быть обусловлена несколькими причинами. Модовая дисперсия возникает в результате различных длин траекторий, соответствующих различным модам волокна. Типичное значение модо-

вой дисперсии для волокна со ступенчатым профилем показателя преломления составляет от 15 до 30 нс/км. Это означает, что лучи света, попадая в волокно одновременно, достигают противоположного конца волокна длиной в 1 км с интервалом от 15 до 30 нс. При этом первыми приходят лучи, двигающиеся вдоль центральной оси.

15 или 30 нс могут показаться не столь уж большим интервалом времени, однако именно модовая дисперсия ограничивает возможную полосу пропускания оптического волокна. Расплывание импульса приводит к перекрыванию крыльев соседних импульсов. Вследствие этого импульсы трудно отличить один от другого, а заключенная в них информация теряется. Уменьшение дисперсии приводит к увеличению полосы пропускания.

2.2.2. Волокно со сглаженным индексом

Одна из возможностей уменьшения модовой дисперсии – использование сглаженного профиля показателя преломления. В этом случае ядро состоит из большого числа concentрических колец, похожих на годовые кольца дерева. При удалении от центральной оси ядра показатель преломления каждого слоя снижается. И так как свет движется быстрее по среде с меньшим показателем преломления, то чем дальше расположена траектория светового луча от центра, тем быстрее он движется. Каждый слой ядра отражает свет. В отличие от ситуации со ступенчатым профилем показателя преломления, когда свет отражается от резкой границы между ядром и оптической оболочкой, здесь свет постоянно и более плавно испытывает отражение от каждого слоя ядра. При этом его траектория отклоняется к центру и становится похожей на синусоидальную. Лучи, которые проходят более длинные дистанции, делают это большей частью по участкам с меньшим показателем преломления, двигаясь при этом быстрее.

Свет, распространяющийся вдоль центральной оси, проходит наименьшую дистанцию, но с минимальной скоростью. В итоге все лучи достигают противоположного конца волокна одновременно. Использование сглаженного профиля показателя преломления приводит к уменьшению дисперсии до 1 нс/км и менее. Популярные виды данного типа волокон имеют диаметры ядер 50, 62,5 и 85 мкм, а диаметр оптической оболочки 125 мкм. Эти волокна используются там, где требуются широкие полосы пропускания, в частности в передаче телевизионного сигнала, локальных сетях, компьютерах и т.д. Волокно 62,5/125 является наиболее популярным и широко распространенным.

2.2.3. Одномодовое волокно

Другой путь уменьшения модовой дисперсии заключается в уменьшении ядра до тех пор, пока волокно не станет эффективно передавать только одну моду. Одномодовое волокно имеет чрезвычайно малый диаметр – от 5 до 10 мкм. Стандартный диаметр переходного слоя составляет 125 мкм и выбран исходя из следующих соображений:

– Оптическая оболочка должна быть в десять раз толще, чем ядро одномодового волокна. Для ядра в 8 мкм она должна быть не менее 80 мкм.

– Данный размер совпадает с размером оптической оболочки для волокна со ступенчатым профилем показателя преломления, что обеспечивает стандартизацию размеров волокон.

– Такой выбор облегчает монтажные работы, так как делает волокно менее хрупким, а его диаметр достаточно большим, что позволяет обрабатывать волокно вручную.

Поскольку данное волокно переносит только одну моду, модовая дисперсия в нем отсутствует.

Одномодовое волокно позволяет легко достичь ширины полосы пропускания от 50 до 100 ГГц/км. В настоящее время волокна имеют полосы пропускания в несколько гигагерц и позволяют передавать сигнал на десятки километров. Характеристики одномодовой системы ограничены возможностями электроники, а не волокна. Еще одно преимущество одномодового волокна заключается в том, что оно может быть проложено один раз с тем, чтобы в дальнейшем возможности передающей линии возрастали по мере развития и замены электронных устройств. Это позволяет экономить средства на прокладке новой, наиболее современной передающей линии и добиваться увеличения скорости передачи наиболее экономным способом.

2.3. Основные технологические характеристики световодов

Дисперсия – расплывание светового импульса по мере его движения по оптическому волокну. Дисперсия ограничивает ширину полосы пропускания и информационную емкость кабеля. Скорость передачи битов должна быть при этом достаточно низкой, чтобы избежать перекрытия различных импульсов. Чем ниже скорость передачи сигналов, тем реже располагаются импульсы в цепочке и тем большая дисперсия допустима. Существует три вида дисперсии:

- 1) модовая дисперсия;
- 2) молекулярная дисперсия;
- 3) волноводная дисперсия.

Модовая дисперсия

Модовая дисперсия свойственна только многомодовым волокнам. Она возникает из-за того, что лучи проходят различные пути и, следовательно, достигают противоположного конца волокна в различные моменты времени. Модовая дисперсия может быть уменьшена тремя способами:

1) использование ядра с меньшим диаметром, поддерживающим меньшее количество мод. Ядро диаметром 100 мкм поддерживает меньшее число мод, чем ядро в 200 мкм;

2) использование волокна со сглаженным индексом, чтобы световые лучи, прошедшие по более длинным траекториям, двигались со скоростью, превышающей среднюю, и достигали противоположного конца волокна в тот же момент, что и лучи, движущиеся по коротким траекториям;

3) использование одномодового волокна, позволяющего избежать модовой дисперсии.

Молекулярная дисперсия

Лучи с различными длинами волн также движутся с различными скоростями по волокну, даже в одной и той же моде. Показатель преломления $n = \frac{c}{v}$, где c – скорость света в вакууме; v – скорость, соответствующая длине волны в веществе. Поскольку каждая длина волны движется с разной скоростью, то величина скорости v в этом уравнении изменяется для каждой длины волны. Таким образом, показатель преломления изменяется в зависимости от длины волны. Дисперсия, связанная с этим явлением, называется молекулярной дисперсией, поскольку зависит от физических свойств вещества волокна. Уровень дисперсии определяют два фактора:

1. Диапазон длин волн света, инжектируемого в волокно. Как правило, источник не может излучать одну длину волны; он излучает несколько. Диапазон длин волн, выраженный в нанометрах, называется спектральной шириной источника. Светодиод (СИД) характеризуется большей спектральной шириной, чем лазер, около 35 нм для светодиода и от 2 до 3 нм для лазера.

2. Центральная рабочая длина волны источника. В области 850 нм более длинные волны (более красные) движутся быстрее по сравнению с более короткими (более голубыми) волнами. Волны длиной 860 нм

движутся быстрее по стеклянному волокну, чем волны длиной 850 нм. В области 1550 нм ситуация меняется: более короткие волны движутся быстрее по сравнению с более длинными; волна длиной 1560 нм движется медленнее, чем волна длиной 1540 нм. В некоторой точке спектра происходит совпадение, при этом более голубые и более красные длины волн движутся с одной и той же скоростью. Это совпадение скоростей происходит в области 1300 нм, называемой длиной волны с нулевой дисперсией. Молекулярная дисперсия является основным видом дисперсии в одномодовых системах. Напротив, в многомодовых системах наиболее существенной является модовая дисперсия, так что молекулярной дисперсией можно пренебречь. Во многих случаях модовая дисперсия не играет никакой роли при конструировании волоконных систем. Скорости слишком малы или расстояния слишком незначительны. Диапазон длин волн от 820 до 850 нм часто используется для передачи во многих волоконно-оптических системах. В этом диапазоне длин волн молекулярная дисперсия равна примерно 0,1 нс/нм ширины спектра.

Волноводная дисперсия

Волноводная дисперсия (наиболее важный вид дисперсии в одномодовых волокнах) обусловлена тем, что оптическая энергия движется как по ядру, так и по оптической оболочке. А так как они имеют различные показатели преломления, то излучение движется со слегка различающимися скоростями в ядре и оптической оболочке. Изменение внутренней структуры волокна позволяет существенно влиять на волноводную дисперсию, тем самым изменяя специфицированную общую дисперсию волокна. Это является одним из перспективных направлений разработки одномодовых систем.

Затухание

Затуханием называется потеря оптической энергии по мере движения света по волокну. Измеряемое в децибелах на километр, оно изменяется от 300 дБ/км для пластикового волокна до примерно 0,21 дБ/км для одномодового волокна. Затухание зависит от длины волны света. Существуют окна прозрачности, в которых свет распространяется вдоль волокна с малым затуханием. На заре своего развития оптические волокна работали в окне прозрачности от 820 до 850 нм. Второе окно относится к области нулевой дисперсии вблизи 1300 нм, третье окно – вблизи 1550 нм. Типичное волокно со структурой показателя преломления 50/125 имеет затухание 4 дБ/км при 850 нм и 2,5 дБ/км при 1300 нм, что соответствует увеличению

эффективности передачи на 30 %. Области высокого затухания находятся вблизи 730, 950, 1250 и 1380 нм. Лучше избегать работы в этих диапазонах. Регулирование потерь в волокне может быть достигнуто выбором соответствующей длины волны для передачи. Снижение потерь в волокне требует, чтобы источник света работал в области длин волн с наименьшим затуханием. Пластиковое волокно лучше всего работает в видимом диапазоне около 650 нм. Важнейшей особенностью затухания в оптическом волокне является его независимость от частоты модуляций внутри полосы пропускания. В медных кабелях затухание увеличивается с частотой сигнала: чем больше частота, тем больше затухание. В результате частота сигнала ограничивает расстояние, на которое может быть послан сигнал. Для увеличения этого расстояния требуется повторитель, осуществляющий регенерацию сигнала. В оптическом волокне оба эти сигнала будут иметь одинаковое затухание. Затухание в волокне определяется двумя эффектами: рассеянием и поглощением.

Рассеяние

Потери, связанные с рассеянием оптической энергии, обусловлены неоднородностью волокна и его геометрической структурой. Рассеяние на неоднородностях происходит во всех направлениях, и свет перестает быть направленным (рис. 2.5).

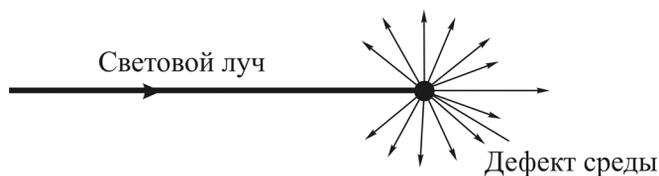


Рис. 2.5. Рассеяние

Рэлеевское рассеяние обусловлено вариациями состава и плотности волокна, неизбежными в процессе его производства. Поскольку интенсивность рассеяния обратно пропорциональна длине волны в четвертой степени, то она быстро уменьшается по мере роста длины волны. Рассеяние определяет минимальный теоретический предел затухания, равный 2,5 дБ при 820 нм, 0,24 дБ при 1300 нм, 0,012 дБ при 1550 нм.

Поглощение

Поглощением называется процесс, при котором неоднородности волокна поглощают оптическую энергию и преобразуют ее в тепло. При этом свет становится более тусклым. Области существенного затухания

сигнала волокна связаны с молекулами воды и большим поглощением света гидроксильными молекулами. К другим неоднородностям, обуславливающим поглощение, относятся ионы железа, меди, кобальта, ванадия и хрома. Для обеспечения низких потерь производители волокна должны поддерживать концентрацию этих ионов на уровне одной миллиардной. Современная технология производства волокна позволяет добиваться этого в контролируемых условиях особо чистого окружения, поэтому проблема поглощения света в волокне не столь важна, как несколько лет назад.

Микроизгибные потери

Этот вид затухания связан с небольшими вариациями профиля границы ядро – оптическая оболочка. Данные вариации границы могут приводить к отражению мод высокого порядка под углами, не допускающими дальнейших отражений (рис. 2.6). При этом свет покидает волокно. Микронеоднородности границы могут возникнуть при производстве волокна. Развитие технологий производства направлено на уменьшение этих микронеоднородностей.

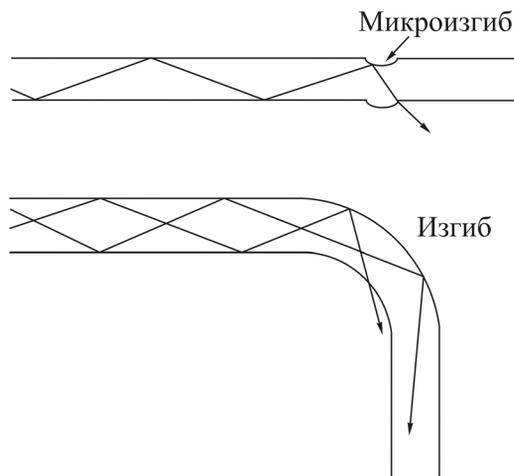


Рис. 2.6. Потери и изгибы волокон

Численная апертура

Численной апертурой (Numeric aperture – NA) называется способность волокна собирать лучи. Только лучи, которые инжектируются в волокно под углом больше критического, смогут распространяться вдоль него. NA зависит от свойств материалов волокна и определяется показателями преломления ядра и оптической оболочки:

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}.$$

Таким образом, численная апертура является безразмерной величиной. Также можно определить величину углов, при которых свет распространяется вдоль волокна. Эти углы образуют конус, называемый входным конусом, угловой растр которого определяет максимальный угол ввода света в волокно.

Входной конус связан с NA следующими соотношениями:

$$\theta = \arcsin NA,$$

$$NA = \sin \theta.$$

где θ – половина угла ввода.

NA волокна является важной характеристикой, так как она указывает на то, как свет вводится в волокно и распространяется по нему. Волокно с большим значением NA хорошо принимает свет, в то время как в волокно с малым значением NA можно ввести только узконаправленный пучок света.

Как правило, волокна с широкой полосой пропускания имеют малые значения NA. Таким образом, они допускают существование малого числа мод, означающее малую дисперсию и более широкую рабочую полосу. Значения NA изменяются от 0,5 в пластиковом волокне до 0,2 в волокне со сглаженным профилем показателя преломления. Большое значение NA подразумевает большую модовую дисперсию и, как следствие, большее количество возможных световых траекторий (рис. 2.7).

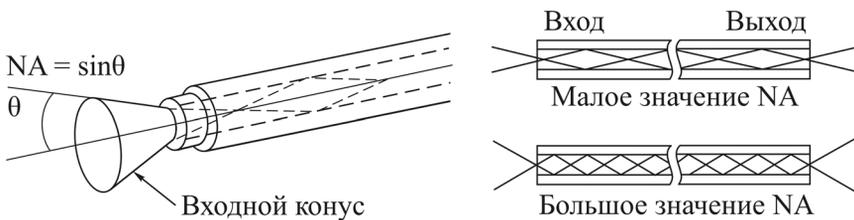


Рис. 2.7. Численная апертура

Свет в одномодовом волокне не испытывает отражения или преломления, он не распространяется под углом к границе волокна. Аналогично в случае одномодового волокна свет не заводится под углами внутри входного конуса до полного внутреннего отражения. Таким образом, в одномодовом волокне NA может быть определена чисто формально, особенного значения для практики она не имеет.

Источники и приемник также имеют свои апертуры. NA источника определяет угловую апертуру выходного света. NA детектора определяет рабочий диапазон углов для приемника. Для источника особенно важно иметь NA, согласованную с NA волокна, чтоб весь свет, излучаемый источником, проникал в волокно и распространялся по нему. Рассогласование NA приводит к дополнительным потерям при передаче света от устройства с меньшим значением NA к устройству с большим значением.

Моды

Мода представляет собой математическое и физическое понятие, связанное с процессом распространения электромагнитных волн в среде. В своей математической формулировке модовая теория возникает из уравнений Максвелла. Джеймс Клерк Максвелл, шотландский физик прошлого века, первым получил математическое выражение для соотношения между электрической и магнитной энергией. Он показал, что они являются лишь различными формами одного вида электромагнитной энергии, а не различными видами энергии, как полагали ранее. Из его уравнений также следует, что распространение этого вида излучения подчиняется строгим правилам. Уравнения Максвелла (гл. 1) являются основой электромагнитной теории.

Мода представляет собой возможное решение уравнений Максвелла. Под модой достаточно понимать вид траектории, вдоль которой может распространяться свет. Число мод, допускаемых волокном, колеблется от 1 до 100 000. Таким образом, волокно позволяет свету распространяться по множеству траекторий, число которых зависит от размера и свойств волокна.

Прочность

Стекло принято считать хрупким. Однако стеклянные волокна можно согнуть в виде окружности небольшого диаметра или завязать в свободный узел. Предел прочности характеризует способность волокна или провода противостоять натяжению или изгибу без повреждения. Предел прочности волокна на разрыв превосходит ту же величину для стальной нити идентичного размера. Более того, медный проводник должен иметь вдвое больший диаметр, чтобы обеспечить тот же предел прочности, что и волокно. Основная причина, обуславливающая хрупкость волокна, – наличие микротрещин на поверхности и дефектов внутри волокна. При этом поверхностные трещины более существенны. Поверхностные дефекты могут возрастать под воздействием растяги-

вающей нагрузки, возникающей во время прокладки кабеля. Температурные изменения, механические и химические воздействия, обычное старение также приводят к появлению дефектов.

Влияние ионизирующего излучения

Радиационная прочность определяет способность оборудования противостоять ядерным эффектам. Волокна в отличие от проводников не накапливают статические заряды под воздействием радиации. Волокна противостоят росту затухания в условиях постоянного радиоактивного облучения высокой интенсивности. Радиационное облучение усиливает поглощение на неоднородностях волокна. Рост затухания зависит от величины накопленной дозы и интенсивности облучения.

2.4. Долговечность волоконных световодов

Ширина полосы пропускания и дисперсия

Многие производители волокна и оптического кабеля не специфицируют дисперсию в многомодовых изделиях. Вместо этого они указывают произведение ширины полосы пропускания на длину или просто полосу пропускания, выраженную в мегагерцах-километрах. Полоса пропускания в 400 МГц/км означает возможность передачи сигнала в полосе 400 МГц на расстояние 1 км. Это также означает, что произведение максимальной частоты сигнала на длину передачи может быть меньше или равно 400. Другими словами, можно передавать сигнал более низкой частоты на большее расстояние или более высокой частоты на меньшее расстояние, как показано на рис. 2.8. В одномодовых волокнах спецификация дисперсии необходима. В этом случае дисперсия выражается в пикосекундах на километр и на нанометр спектральной ширины источника (пс/км/нм). Иначе говоря, для заданного одномодового волокна дисперсия в основном определяется спектральной шириной источника: чем шире полоса излучения источника, тем больше дисперсия. Выражение полосы пропускания через одномодовую дисперсию является сложным, его приблизительная оценка может быть получена на основе следующего уравнения:

$$BW = \frac{0,178}{\text{Disp}SW} L,$$

где Disp – дисперсия на рабочей длине волны; SW – ширина спектра источника; L – длина волокна. Удвоение полосы излучения источника до

4 нм существенно уменьшает полосу пропускания примерно до 535 МГц. Таким образом, спектральная ширина источника оказывает заметное влияние на качество одномодовых систем.

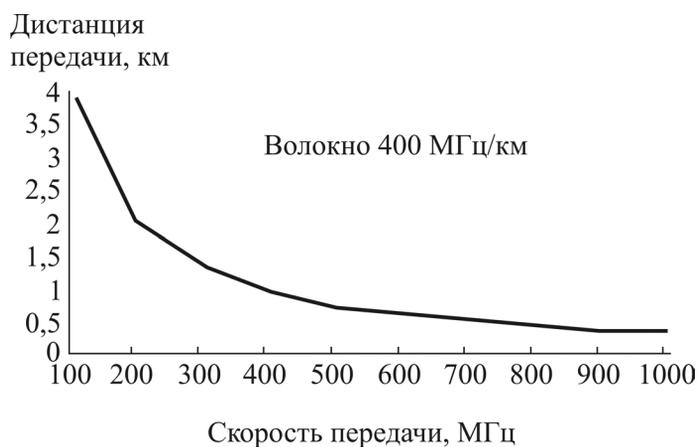


Рис. 2.8. Зависимость дистанции передачи от ширины полосы пропускания для 400 МГц/км волокна

2.5. Механическая прочность и срок службы оптических волокон

Предел прочности характеризует способность волокна или провода противостоять натяжению или изгибу без повреждения. Предел прочности волокна на разрыв превосходит ту же величину для стальной нити идентичного размера. Более того, медный проводник должен иметь вдвое больший диаметр, чтобы обеспечить тот же предел прочности, что и волокно.

Основная причина, обуславливающая хрупкость волокна, – наличие микротрещин на поверхности и дефектов внутри волокна. При этом поверхностные трещины более существенны. Поверхностные дефекты могут возрасти под воздействием растягивающей нагрузки, возникающей во время прокладки кабеля. Температурные изменения, механические и химические воздействия, обычное старение также приводят к появлению дефектов.

Важным достоинством волоконно-оптических линий связи является их потенциальная долговечность – изделия из стекла сохраняются столетиями. Для обеспечения долговечной работы необходимы соответствующие условия, главное из них – отсутствие механических напряжений. Дело в том, что срок службы оптических волокон определяется процессом

роста в них микроскопических трещин. Центры роста таких трещин всегда присутствуют на поверхности стекла, но не всегда развиваются. Однако если волокно растянуто, то трещина начинает лавинообразно расти и волокно разрывается. Характер зависимости срока службы волокна от его натяжения проиллюстрирован на графике (рис. 2.9), где натяжение

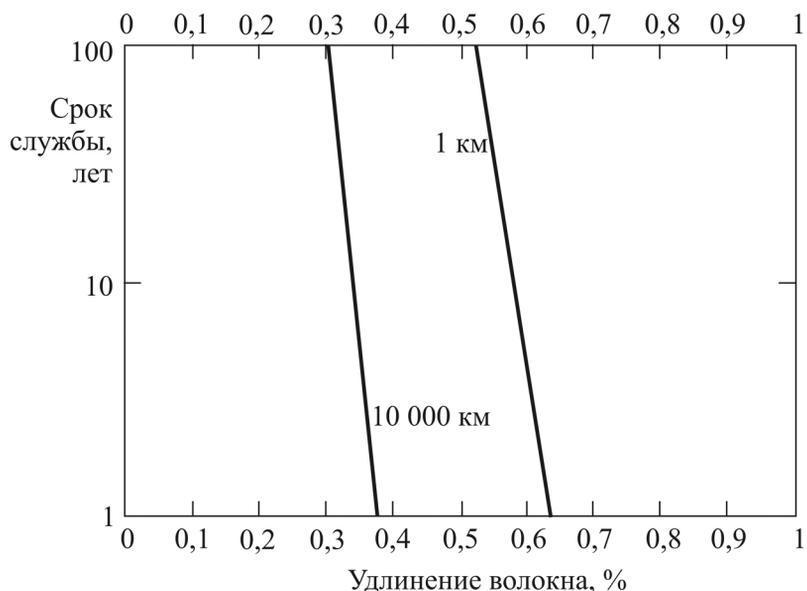


Рис. 2.9. Номограмма зависимости срока службы волокна от его длины и удлинения

выражено в единицах продольного удлинения. Графики построены по типичным данным японской фирмы FUJIKURA для стандартного телекоммуникационного одномодового волокна. Левая кривая соответствует длине волокна 10 000 км, а правая – 1 км; так что между ними располагаются практически все возможные длины волокон в линиях связи. Можно выделить три диапазона напряжений: безопасные – до 0,3 %, недопустимые – более 0,6 % и промежуточные, требующие дополнительного анализа. Хотя в приведенных оценках не учитывался ряд факторов, таких как микроповреждения волокна или влияние влаги, из графика видно, что незначительное увеличение натяжения волокна может приводить к многократному уменьшению его срока службы, поэтому надежность волоконно-оптических линий связи невозможно оценить, не имея достоверной информации о натяжении волокна в кабеле. Актуальность такой задачи стимулировала исследования тонких оптических эффектов в волокне, в результате чего возникла бриллюэновская реф-

лектометрия. Видно, что срок службы, установленный потребителем ВОК, в 25 лет обеспечивается при значении удлинения менее 0,36 %, что определяет допустимую величину локальной механической растягивающей нагрузки в пределах 3 Н. Значительное влияние на процесс разрушения стекла оказывают физико-химические свойства окружающей среды, в первую очередь наличие паров воды. Наличие гидроксильных групп приводит не только к значительному снижению механической прочности и срока службы оптического волокна, но и к увеличению затухания из-за поглощения излучения.

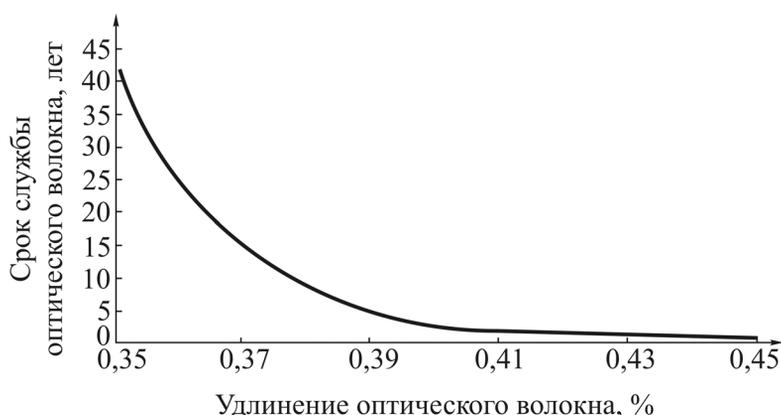


Рис. 2.10. Зависимость срока службы оптического волокна от его удлинения

Защитное покрытие оптического волокна предохраняет волоконный световод от взаимодействия с окружающей средой. Конечно, полимерное покрытие не может полностью исключить проникновение молекул воды к поверхности волоконного световода, оно может только лишь затруднить этот доступ.

2.6. Конструкция и материал оптических волокон

Оптические волокна условно можно разделить на следующие типы: кварцевые, кварц-полимерные и полимерные.

Кварцевые оптические волокна изготавливаются из высокочистого кварцевого стекла (сердечник и светотражающая оболочка) и применяются для систем дальней, внутри- и межобъектовой связи.

Кварц-полимерные оптические волокна изготавливаются с кварцевым сердечником и полимерной светотражающей оболочкой и предназначены для систем внутри- и межобъектовой связи.

Полимерные оптические волокна изготавливаются из полимерных материалов, имеющих высокие оптические свойства, и используются для некоторых систем внутриобъектовой связи, подсветки, декоративного оформления и в медицине.

Для изготовления оптических волокон, которые используются для передачи сигналов в основном на большие расстояния, применяются материалы, обладающие минимальными потерями и высокой прозрачностью. Материал сердечника должен иметь очень маленькие потери на поглощение и рассеивание. Этому требованию удовлетворяют однородные (отсутствие каких-либо следов фазового разделения) стекла высокой чистоты и качества.

Стекло – это аморфное твердое тело, состоящее из элементов или химических соединений, которые встречаются и в кристаллическом состоянии. В кристалле эти компоненты образуют регулярную решетку (например, плавленный кварц состоит из SiO_4 -тетраэдров), в стекле они составляют нерегулярный каркас.

Самым низким поглощением в видимой и ближней инфракрасной областях длин волн среди большинства стекол обладает плавленный кварц при условии высокой степени очистки и однородности. Кварц имеет значительные преимущества перед остальными видами стекол из-за малых внутренних потерь на рассеивание. Высокая точка плавления кварца требует специальной технологии для изготовления оптического волокна и позволяет избавиться от различных примесей, которые испаряются при меньших температурах.

Небольшой показатель преломления плавленного кварца $n = 1,4585$ заставляет легировать кварцевое стекло при изготовлении сердечника и светоотражающей оболочки. Добавки увеличивают или уменьшают значение показателя преломления до необходимых значений при сохранении прочих характеристик на уровне характеристик чистого кварца. Для уменьшения показателя преломления плавленого кварцевого стекла могут применяться добавки окиси бора, фтора, а для увеличения – окиси германия, фосфора, титана, алюминия.

Кроме неорганических материалов для изготовления оптических волокон используют стеклообразные органические высокомолекулярные полимерные материалы с продольной ориентацией молекул, которая придает пластичность волокну. К этим материалам можно отнести полиметилметакрилат, полистирол, фторополимер и др.

Для светоотражающих оболочек оптических волокон типа кварц-полимер могут использоваться полимерные материалы, показатель преломления которых ниже показателя преломления плавленого кварца.

Эти материалы характеризуются малым поглощением в видимой и инфракрасной областях спектра. К ним относятся некоторые силиконовые полимеры и тефлон.

Для защиты оптического волокна от физических и химических воздействий внешней среды применяются защитные покрытия из полимерных материалов.

Основные требования, предъявляемые к полимерному покрытию, заключаются в следующем:

- материал покрытия должен быть достаточно жестким для того, чтобы предохранять волокно от механических повреждений;
- покрытие должно быть толстым, эластичным и однородным по всей длине волокна с тем, чтобы, являясь буфером, предохранять волокно от микродеформаций;
- материал, используемый для изготовления покрытия, должен задерживать распространение механических колебаний в оболочке оптического волокна;
- покрытие должно быстро отверждаться, прежде чем волокно достигнет тяговой шайбы.

Подобрать полимерный материал, отвечающий всем требованиям, практически не представляется возможным, поэтому защитное покрытие выполняется многослойным.

Первый слой выполняется на основе эпоксидных лаков, тефлона или расплава полимера.

Вторая, или основная, оболочка выполняется из фторопласта, полипропилена, нейлона, капрона, полиэтилена высокого и низкого давлений. Наиболее часто используется нейлон-12, поскольку он практически не вызывает микроизгибов оптического волокна.

Между первичным и основным слоями в последнее время стали наносить демпфирующий слой из мягкого полимерного материала, например полиуретана. Демпфирующий слой сводит до минимума влияние температуры, внешнего давления, приводящих к возникновению микроизгибов, так как оптическое волокно может перемещаться внутри демпфирующего слоя.

Рассмотрим типовые размеры и некоторые характеристики наиболее распространенных многомодовых и одномодовых кварцевых волокон.

Многомодовые волокна классифицируются по размеру диаметров сердечника и оболочки, которые разделяет дробная черта. Например, волокно 50/125 имеет диаметр сердечника 50 мкм и диаметр оболочки

125 мкм. Иногда информации только о размерах недостаточно, чтобы однозначно определить волокно, так как один и тот же размер может иметь различные Δ и числовую апертуру.

В табл. 2.2 приведены характеристики наиболее распространенных многомодовых стекловолокон.

Волокно 50/125. Это волокно (с обеими апертурами) было первым основным телекоммуникационным волокном, которое использовалось совместно с лазерными излучателями для организации связи на значительные расстояния. В настоящее время оно используется для расширения ранее созданных многомодовых магистральных систем и локальных вычислительных сетей учреждений. Из-за широкого применения волокна 50/125 оно стало своеобразным стандартом, с которым сравнивают другие многомодовые волокна.

Таблица 2.2

Характеристики наиболее распространенных многомодовых оптоволокон

Диаметры сердечника/оболочки, мкм	Δ , %	Числовая апертура
50/125	1,0	0,20
	1,3	0,23
62,5/125	1,9	0,275
85/125	1,7	0,26
100/140	2,1	0,29

Волокно 62,5/125. С уменьшением стоимости изготовления оптических волокон данный размер получает все большее распространение при использовании их в отдельных сегментах телекоммуникационных сетей, в частности в качестве фидеров абонентского контура. Несколько больший размер диаметра сердечника позволяет использовать в качестве источников излучения светодиоды. Данное волокно наименее чувствительно к оптическим потерям вследствие микроизгибов.

Волокно 85/125. Оно разработано специально для локальных вычислительных сетей и работает от светодиодных источников. Недостатком стекловолокна является наибольшая чувствительность к оптическим потерям вследствие изгибов. Именно по этой причине данные стекловолокна получили наименьшее применение.

Волокно 100/140. Разработано для низкоскоростной передачи информации на незначительные расстояния в сетях с большим числом ответвлений. Большой диаметр сердечника обеспечивает максимальную

эффективность при вводе излучения в стекловолокно, что предъявляет наименьшие требования к конечной заделке волокон. Однако нестандартный размер оболочки создает необходимость использования нестандартных коннекторов, которые несколько дороже аналогичных устройств для размера оболочки волокна 125 мкм.

Таблица 2.3

Основные характеристики одномодовых оптических волокон

Тип оболочки	Волокна с несмещенной дисперсией ($\lambda = 1,31$ мкм)			Волокна со смещенной дисперсией ($\lambda = 1,55$ мкм)
	Диаметр поля моды, мкм	Диаметр сердечника, мкм	Δ , %	Диаметр поля моды, мкм
Выровненная оболочка	10,0	9,0	0,28	–
	9,5	8,3	0,36	8,1
Вдавленная оболочка	8,8	8,3	0,30(0,37)	7,0

Одномодовые волокна. Часто упускают из виду, что эксперименты с одномодовыми волокнами предшествовали экспериментам с многомодовыми волокнами с градиентным профилем показателя преломления. Исследования, выполненные в 1970-х годах, привели к заключению, что одномодовые волокна из-за жестких требований при вводе излучения не имеют практической ценности, что предопределило бурное развитие многомодовых волокон. Однако разработка одномодовых технологий продолжалась, и в 1984 году они были внедрены с большим коммерческим успехом. В настоящее время одномодовые волокна фактически заменили многомодовые во многих волоконно-оптических приложениях. Пока еще одномодовые волокна не используются в частных и локальных вычислительных сетях. Однако и здесь активно изучается возможность их применения. Основные данные одномодовых оптоволокон приведены в табл. 2.3.

ГЛАВА 3. СПЕЦИАЛЬНЫЕ ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ: ОСНОВНЫЕ ВИДЫ, ОСОБЕННОСТИ ТЕХНОЛОГИИ, МАТЕРИАЛЫ, ПРОЕКТИРОВАНИЕ

3.1. Общая характеристика специальных волоконных световодов

Главная задача специальных оптических волокон – выполнение разных операций со световыми сигналами и потоками (усиление, модуляция, фильтрация и т.д.), а также работа волокон в специальных режимах и условиях (например, при высоких механических нагрузках – ударных или статических, высокой температуре, радиации, влажности, в УФ-, среднем ИК- и дальнем ИК-диапазонах), поэтому требования к оптическим потерям в таких волокнах отходят на второй план. Типичная длина специальных оптических волокон не километры, как в случае магистральных волокон, а от единиц до нескольких десятков метров. Сегодня производители отмечают растущий интерес к специализированным волокнам для применения в оптических компонентах. Так, например, мировое потребление специальных оптических волокон в 2007 году составило более 1,2 млрд долларов (по данным компании ElectronCast).

Многие производители специальных оптических волокон расширяют свою клиентуру в сфере биомедицины, авиации и в военных отраслях. Другие производители видят больше возможностей для применения специальных оптических волокон в датчиках и волоконно-оптических гироскопах. Тем не менее применение специальных оптических волокон в системах связи достигло более существенного прогресса и обещает еще немало новых возможностей. Уже сейчас становится ясно, что в любом варианте дальнейшего развития специальные оптические волокна будут использоваться в оборудовании сетей связи следующего поколения.

В настоящее время можно назвать порядка двадцати типов специальных оптических волокон, отличающихся конструктивными характеристиками и основными свойствами. Ниже приводятся основные сведения о некоторых широко распространенных специальных оптических волокнах, условно классифицированных по наиболее важным областям их применения в оптической связи.

3.1.1. Волокна как активная среда для волоконных лазеров и усилителей

Легированные эрбием оптические волокна разработаны для эрбиевых волоконных усилителей (EDFA) с широким диапазоном требований к техническим характеристикам, предназначенных для DWDM, CATV и других применений телесвязи. EDFA включают усилители мощности, предусилители и линейные усилители для C- и L-диапазонов.

В типичном эрбиевом волоконном усилителе легированное эрбием волокно накачивается лазерным диодом с длиной волны 980 нм (или 1480 нм), чтобы обеспечить усиление в диапазоне 1550 нм. Эрбиевое волокно должно быть выполнено таким, чтобы обеспечить максимальную эффективность поглощения накачки с длиной волны 980 нм, а также оптимальное усиление сигнала в диапазоне 1550 нм. Это возможно при создании волокна с высокой числовой апертурой с типичным значением от 0,23 до 0,25, чтобы достигнуть приемлемого совмещения областей поля накачки и поля сигнала. Длина волны отсечки волокна имеет также критическое значение в его конструкции, поскольку это определяет длину волны, на которой волокно должно работать в одномодовом режиме. Типичное эрбиевое волокно имеет такую длину волны отсечки, которая гарантирует, что накачка будет распространяться в одномодовом режиме, обеспечивающем максимальное перекрытие между областью поля и областью эрбиевых ионов в сердцевине волокна.

Иттербиевое волокно и иттербиевое волокно с двойной оболочкой используются в источниках излучения большой мощности и усилителях. Эти волокна были разработаны, чтобы отвечать требованиям к оптическим усилителям большой мощности, промышленным и военным лазерам, а также инфракрасным источникам. Волокна были специально разработаны, чтобы эффективно объединить одномодовый сигнал и высокую мощность накачки от многомодового диода в пассивное волокно с двойной оболочкой. Объединяя дешевые с большой выходной мощностью многомодовые диоды накачки на длине волны 915 или 976 нм с этими волокнами, можно легко достигать многоваттных уровней мощности с эффективным отношением электрической мощности к оптической. При использовании ступенчатых волокон в режиме непрерывного излучения выходная мощность достигает киловатт с углом расходимости, ограниченной лишь дифракцией. В импульсном режиме может быть достигнута средняя мощность порядка 100 ватт даже для фемтосекундного волоконного лазера. Усилители с иттербиевым волокном с двойной обо-

лочкой – привлекательная технология для сфазированных решеток большой мощности. Они имеют много преимуществ, включая большое усиление и легкость в управлении термическим способом.

3.1.2. Волокна для накачки волоконных лазеров

Эти волокна имеют многомодовую сердцевину, соответствующую по размерам диаметру внутренней оболочки иттербиевого волокна, используемого в качестве активного элемента для волоконных лазеров и усилителей. Они используются для передачи энергии излучения от оптического источника накачки волоконного лазера (или усилителя) к его активному элементу и доставки выходного излучения лазера для различных применений. Они могут быть использованы в качестве соединителей – пигтейлов (в англоязычной литературе – pigtails) для лазерных диодов накачки и как плечи для волоконных ответвителей и сумматоров (комбайнеров). Комбайнер суммирует выходную мощность от нескольких лазерных диодов накачки в одно волокно, увеличивая тем самым мощность накачки.

Данные волокна имеют следующие особенности: они многомодовые, имеют большую числовую апертуру ($\sim 0,45$), затухание на длине волны 915 нм около 3 дБ/км. Некоторые волокна для передачи энергии излучения от оптического источника накачки могут перераспределять обратно распространяющийся свет, отраженный от активного волокна лазера, который является главной причиной отказов многомодовых лазерных диодов накачки.

3.1.3. Волокна для оптических мультиплексоров и демультимплексоров

Оптические мультиплексоры и демультимплексоры ввода-вывода обычно создаются с использованием *фоточувствительных волокон*. Способность оптического волокна под действием света изменить показатель преломления сердцевины названо *фоточувствительностью волокна*. Когда ультрафиолетовое излучение освещает сердцевину волокна, легированную германием, ультрафиолетовые фотоны разрывают атомные связи, показатель преломления сердцевины изменяется и после облучения остается неизменным. Фоточувствительные волокна используются для создания *волоконных брэгговских решеток*, которые являются главным компонентом мультиплексоров и демультимплексоров ввода-вывода излучения. Волоконная брэгговская решетка представляет собой оптическое волокно с периодическим изменением показателя прелом-

ления вдоль его сердцевины. Облучая фоточувствительное волокно лазером через фазовую маску, можно создать волоконную брэгговскую решетку.

Основным свойством этой решетки является отражение распространяющегося по волокну света в узкой полосе, которая сцентрирована около брэгговской длины волны. Волоконная брэгговская решетка обладает высоким коэффициентом отражения на определенной длине волны, малыми вносимыми потерями, высокой избирательностью длины волны и малыми перекрестными помехами, поэтому она является весьма привлекательным устройством для установки в мультиплексорах и демультиплексорах ввода-вывода. Чтобы отделить входной сигнал от встречно распространяющегося отраженного сигнала, используется оптический невзаимный циркулятор. Каждый мультиплексор ввода-вывода имеет два циркулятора: один для ввода определенной длины волны, другой – для вывода. Циркулятор обычно вносит потери от 0,5 до 1 дБ. Вносимые потери растут тем больше, чем больше решеток и циркуляторов в мультиплексоре (демультиплексоре).

3.1.4. Волокна для оптических модуляторов

Существует два типа оптических волноводных модуляторов: планарные и волоконные. Оба типа чаще всего бывают фазовыми модуляторами. Планарный модулятор построен как оптический волновод на подложке (интегрально-оптический модулятор). Он обеспечивает модуляцию и согласование с волокнами, установленными на входе и выходе планарного чипа, которые могут быть или обычными одномодовыми волокнами, или поляризационными волокнами.

Другим вариантом внешних модуляторов является полностью волоконный акустооптический модулятор. Наиболее часто полностью волоконные акустооптические модуляторы представляет собой устройства, осуществляющие сдвиг частоты на базе поверхностных акустических волн. В них используется явление связи поляризованных мод в поляризационных волокнах или пространственная связь мод в обычных одномодовых волокнах.

Таким образом, в оптических волоконных модуляторах используются как поляризационные волокна, так и обычные оптические волокна. Одномодовые волокна с двулучепреломлением передают оптическое излучение двумя несвязанными модами, которые линейно поляризованы, взаимно перпендикулярны и имеют различные фазовые скорости распространения. Поляризационные же волокна сконструированы таким

образом, чтобы передавать входной свет только одной линейной поляризации. Желаемое направление плоскости поляризации получается на основе принципа создания механического напряжения, с использованием в волокне эллиптической оболочки, окружающей круглую сердцевину, или круглой оболочки, окружающей эллиптическую сердцевину, а также других структур волокна.

3.1.5. Волокна для оптических фильтров

В настоящее время существует много типов оптических волоконных фильтров: фильтры на дифракционных или брэгговских решетках, фильтры Фабри–Перо и Маха–Цандера и др. Фильтр Фабри–Перо представляет собой резонатор, состоящий из двух связанных между собой оптических волноводов с частично отражающими зеркалами на концах. Фильтры Маха–Цандера построены с использованием двух направленных ответвителей и двух обычных волокон, одно из которых является опорным плечом, а в другом показатель преломления варьируется в соответствии с управляющим сигналом. Брэгговский волоконный фильтр представляет собой фоточувствительное волокно, на части которого сформирована брэгговская решетка. Если изменять (управлять) период решетки брэгговского фильтра, то он становится перестраиваемым фильтром. Период решетки может быть изменен за счет нагрева или механических напряжений.

3.1.6. Волокна для компенсации дисперсии

Компенсация дисперсии может быть выполнена несколькими методами. Например, могут применяться специальные волокна или устройства, именуемые компенсаторами дисперсии (*dispersion compensating modules*). Эти волокна имеют большую отрицательную дисперсию (80–100 фс/нм), а также отрицательный наклон дисперсионной кривой. С помощью волокон, компенсирующих дисперсию, можно осуществить широкий круг операций.

Вторым примером компенсации дисперсии могут служить волоконные брэгговские решетки с переменным периодом. В этих волокнах период изменяется вдоль волокна линейно. Вследствие этого волны разной длины отражаются от решеток, расположенных на разных расстояниях от входа, что приводит к разному времени их распространения и, соответственно, к компенсации хроматической дисперсии. Все компенсаторы с линейным периодом решетки являются перестраиваемыми устройствами. В перестраиваемых компенсаторах изменение периода

решетки вдоль волокна должно быть нелинейным. Варьирование компенсации дисперсии достигается растягиванием волокна механическим или тепловым способом.

Таким образом, для компенсации дисперсии используются оптические волокна с отрицательной дисперсией и фоточувствительные волокна, из которых получают брэгговские волоконные решетки с переменным периодом.

3.1.7. Волокна для источников суперконтинуума

Особым примером специальных оптических волокон являются фотонно-кристаллические волокна. Благодаря проявлению серии уникальных свойств они находят применение не только в оптической связи, но и в передаче больших мощностей, чувствительных датчиках, нелинейных устройствах и других областях. В фотонно-кристаллических волокнах используется область оболочки волокна с продольными воздушными каналами, которая окружает сердцевину, где сосредоточено излучение. Их внутренняя периодическая структура, изготовленная из капилляров, заполненных воздухом, представляет собой в поперечном сечении гексагональную или квадратную решетку. Манипулирование типом решетки, ее шагом, формой воздушных каналов и показателем преломления стекла позволяет получать свойства, которые не существуют у обычных волокон. Так, например, ярко выраженные нелинейные свойства делают фотонно-кристаллические волокна способными генерировать суперконтинуум, т.е. преобразовывать свет определенной длины волны в свет с более длинными и более короткими волнами. Таким образом, возможно создание широкополосных источников света на новых принципах.

3.2. Активированные волокна для оптических усилителей и лазеров

3.2.1. Волоконные оптические усилители

Известно, что через каждые 50–100 км волоконно-оптического тракта происходит ослабление оптического сигнала на 10–20 дБ, что требует его восстановления. До начала 1990-х годов в действующих линиях связи единственным способом компенсации потерь в линии было применение регенераторов.

Регенератор – это сложное устройство, включающее в себя как электронные, так и оптические компоненты. Регенератор принимает модулированный оптический сигнал (с высокой степенью сжатия), пре-

образует его в электрический сигнал с той же степенью сжатия, усиливает его и затем переводит усиленный электрический сигнал обратно в оптический с той же модуляцией и степенью сжатия (рис. 3.1). Регенератор состоит из трех важнейших компонентов: оптический приемник, электронный усилитель и оптический передатчик. Регенераторы работают с одной длиной волны и экономически невыгодны. К примеру, в мультиволновых системах требуется и соответствующее число регенераторов, поэтому, принимая во внимание, что в оптической линии установлено несколько регенераторов (обычно через каждые 50 км), стоимость такой системы оказывается весьма значительной.

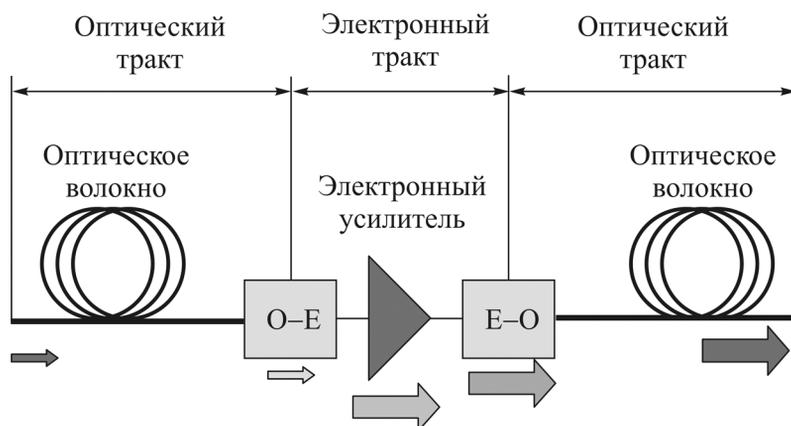


Рис. 3.1. Оптический регенератор и его основные компоненты: оптический приемник, электронный усилитель, оптический передатчик; О-Е – переход от оптики к электронике; Е-О – переход от электроники к оптике

Пропускная способность сети или линии дальней связи с регенераторами ограничена возможностями электроники (на сегодняшний день предельная скорость обработки сигналов для электроники порядка 40 Гбит/с, а в 1986 году она не превышала 1 Гбит/с). Интенсивные исследования нескольких групп ученых в 1985–1990 годах, каскад открытий и изобретений привели в конечном счете к появлению технически совершенных промышленных *оптических усилителей* (например, эрбиевых Erbium-Doped Fiber Amplifier – EDFA). На рис. 3.2 показана топология оптической сети с оптическим усилителем на основе эрбиевого волокна. Ключевыми элементами такой схемы являются:

1. *Мультиплексор*. Это оптическое устройство, которое объединяет несколько спектральных каналов с длинами волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_n$ в один оптический канал. В литературе такие устройства называют wavelength

division multiplexing – WDM. В современных промышленных линиях связи WDM объединяет до 40 спектральных каналов. WDM стоит на входе оптической линии связи. Если WDM стоит на выходе оптической линии связи, то его называют *демультиплексором*. Демультиплексор (WDM) выполняет обратную задачу – выбирает определенные длины волн ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots \lambda_n$) и разводит их по отдельным спектральным каналам.

2. *Оптическое волокно*. Современное оптическое кварцевое волокно имеет оптические потери 0,2 дБ/км. На сегодняшний день это предельные значения для кварцевого волокна.

3. *Оптический усилитель*. Как правило, это *оптический эрбиевый волоконный усилитель* (EDFA) – устройство, которое усиливает оптические сигналы в диапазоне длин волн 1,53–1,58 мкм. Диапазон усиления эрбиевого усилителя совпадает с диапазоном минимальных оптических потерь в кварцевом волокне. Коэффициент усиления в EDFA составляет 10 дБ/мВт.

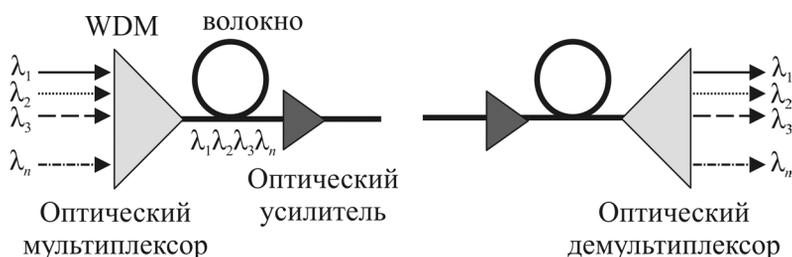


Рис. 3.2. Топология оптической сети (пример) со спектральным мультиплексированием и ее основные компоненты

Одним из основных узлов современных волоконно-оптических систем связи со спектральным уплотнением каналов (WDM- и DWDM-систем) является оптический усилитель. Создание широкополосных оптических усилителей (наряду с другими элементами) позволило в конце 1990-х годов создать экспериментальные волоконно-оптические системы связи со спектральным мультиплексированием более ста каналов и достичь скорости передачи информации более 1 Тбит/с.

В настоящее время для волоконно-оптических систем связи разработаны три типа оптических усилителей: *полупроводниковые оптические усилители*, *волоконные усилители* на основе редкоземельных ионов (например, эрбиевые) и *рамановские волоконные усилители* (ВКР-усилители).

Полупроводниковые оптические усилители не нашли применения в системах со спектральным уплотнением каналов, поскольку физические особенности их функционирования приводят к неприемлемой величине

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

- относительно высокое усиление (20 дБ);
- предел выходной мощности составляет 5–10 дБ/м;
- широкий рабочий диапазон;
- работают в области 0,8, 0,9, 1,0, 1,3, 1,5 мкм.

Недостатки полупроводниковых оптических усилителей:

- температурная зависимость длины волны;
- высокий шум-фактор;
- большие перекрестные помехи.

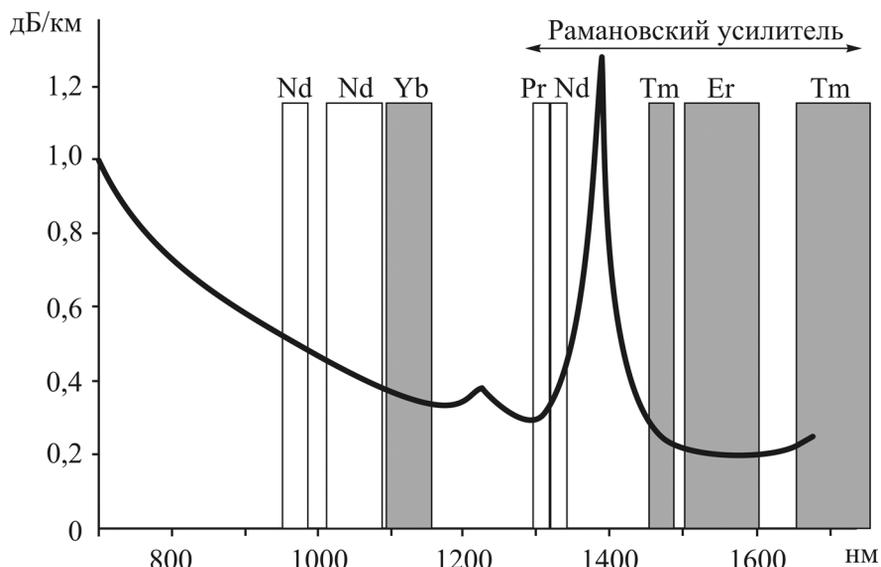


Рис. 3.3. Полосы усиления редкоземельных ионов и спектр оптических потерь кварцевого волокна

Наиболее широкое применение в настоящее время находят волоконные усилители. Современный уровень развития технологий позволяет вводить в световедущую жилу кварцевого волокна различные примеси, в частности редкоземельные элементы, имеющие спектр люминесценции в окнах прозрачности волокна (например, $\lambda = 1,54$ мкм, $\lambda = 1,32$ мкм и др.) (рис. 3.3) и пики поглощения в области генерации полупроводниковых лазеров ($\lambda = 800$ нм; $\lambda = 980$ нм; $\lambda = 1480$ нм), через которые может

осуществляться накачка активированного оптического волокна излучением этих лазеров. На рис. 3.3 показана ширина полос усиления редкоземельных ионов (неодима, празеодима, тулия, иттербия и эрбия), которые используются в волоконных оптических усилителях, на фоне спектра пропускания оптического кварцевого волокна. Эрбий и тулий имеют самые широкие полосы усиления.

Самыми распространенными в настоящее время являются *эрбиевые волоконные оптические усилители*. Главным образом это определяется спектром люминесценции ионов эрбия, лежащих в области длин волн $\lambda = 1,54$ мкм – области минимальных потерь современных кварцевых световодов (см. рис. 3.3).

3.2.2. Принцип работы эрбиевого усилителя

Принцип работы эрбиевых усилителей основан на явлении усиления света при вынужденном излучении (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Это то же самое явление, которое обеспечивает возникновение генерации в лазерах и, собственно говоря, дало им название LASER. Возможность усиления света в световодах, легированных ионами эрбия, обуславливается схемой уровней энергии данного редкоземельного элемента, представленной на рис. 3.4.

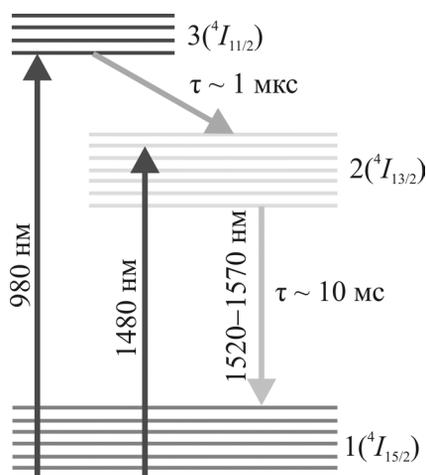


Рис. 3.4. Упрощенная трехуровневая схема уровней энергии ионов эрбия (Er^{3+}) в кварцевом стекле

Усиление света в эрбиевом усилителе происходит благодаря переходу между уровнями 2-1 (${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$). Каждый из этих уровней расщеплен на ряд подуровней из-за взаимодействия ионов эрбия с внутри-

кристаллическим полем кварцевого стекла (эффект Штарка). Основной уровень ${}^4I_{15/2}$ расщепляется на 8 штарковских подуровней, первый возбужденный уровень ${}^4I_{13/2}$ расщепляется на 7 штарковских подуровней. Между ними может происходить 56 оптических переходов, которым и приписываются полосы сложной формы с максимумом 1,54 мкм как в спектре поглощения, так и в спектре люминесценции. Энергетические зазоры между штарковскими подуровнями сравнимы по величине со средней тепловой энергией kT при комнатной температуре, поэтому населенности верхних и нижних штарковских подуровней как для основного ${}^4I_{15/2}$, так и для возбужденного ${}^4I_{13/2}$ уровня различаются весьма существенно. Это является основной причиной различия контуров полосы в спектре поглощения и в спектре люминесценции.

Под действием накачки за счет поглощения фотонов накачки ионы эрбия переходят из основного состояния (уровень 1) в верхнее возбужденное состояние (уровень 3), которое является короткоживущим (время жизни $\tau_3 = 1$ мкс), и за счет процессов релаксации переходят в долгоживущее состояние (на метастабильный уровень 2 энергии), поэтому число ионов, находящихся на уровне 2, при соответствующей мощности накачки может превышать число ионов на уровне 1. Уровень 1 называется основным состоянием, так как в отсутствие накачки практически все ионы эрбия находятся на этом энергетическом уровне. Доля частиц, находящихся на остальных уровнях, в отсутствие накачки мала.

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

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

Отметим, что длина волны и спектр усиления жестко определены типом активных ионов. Тот факт, что спектр усиления волокна, легированного ионами эрбия, совпадает с областью минимальных потерь кварцевого оптического волокна, является удачным совпадением. Не все ионы эрбия находятся в метастабильном состоянии и обеспечивают усиление. Часть ионов находится на уровне 1, и эти ионы, взаимодействуя с фотонами, энергия которых совпадает с энергией перехода, эффективно их поглощают, переходя на уровень 2. При этом спектр усиления ионов эрбия практически совпадает со спектром поглощения (рис. 3.5). Если количество ионов, находящихся на уровне 2, меньше числа ионов, находящихся на основном уровне 1, то наблюдается поглощение.

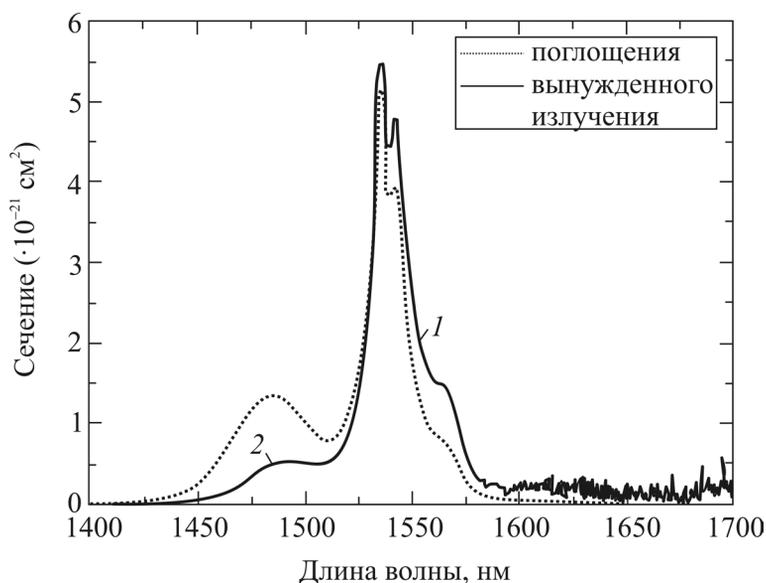


Рис. 3.5. Спектр поглощения – кривая 1 (переход ${}^4I_{15/2} - {}^4I_{13/2}$) и люминесценции – кривая 2 (переход ${}^4I_{13/2} - {}^4I_{15/2}$) эрбия в области 1,5 мкм

Именно поэтому необходимым условием усиления света является создание инверсии населенностей между двумя рабочими уровнями энергии 2 и 1. Для создания инверсии населенностей в эрбиевом усилителе необходимо перевести примерно половину ионов эрбия на метастабильный уровень 2. Мощность накачки оптического усилителя, при которой населенности уровней 1 и 2 равны, называется пороговой мощностью.

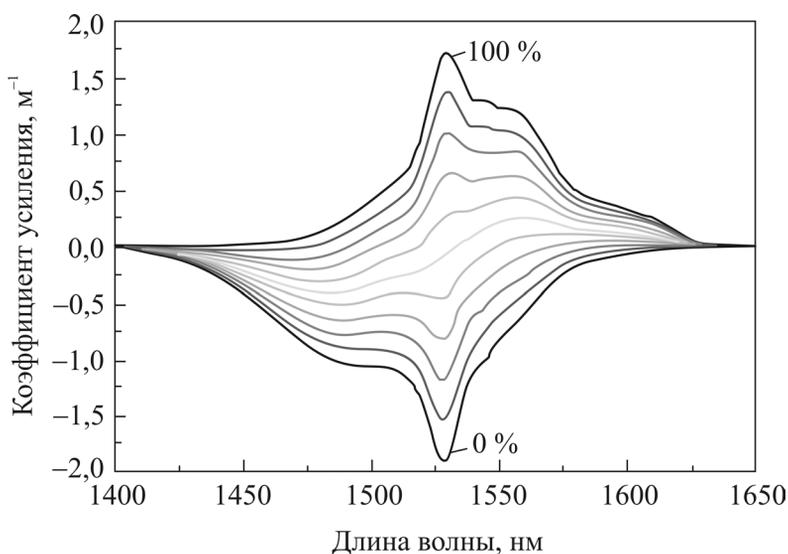


Рис. 3.6. Спектральная зависимость усиления-поглощения эрбиевого волокна при разных значениях относительной населенности метастабильного уровня энергии: нижняя (черная) кривая – населенность 0 %, верхняя кривая – населенность 100 %; кривые проведены для населенностей, изменяющихся с шагом 10 %

При мощности накачки ниже пороговой наблюдается не усиление, а поглощение светового сигнала. На рис. 3.6 представлены спектры поглощения-усиления при различных значениях относительной населенности уровня 2, определяемой уровнем мощности накачки. Нижняя кривая, наблюдающаяся в отсутствие накачки (все частицы находятся в основном состоянии, населенность уровня 2 равна 0 %), соответствует «отрицательному усилению», т.е. поглощению во всем рабочем спектральном диапазоне. По мере увеличения мощности накачки все большее число активных ионов переходит в возбужденное состояние. Это приводит, как видно по рис. 3.6, сначала к уменьшению коэффициента поглощения (так называемое просветление), а затем к усилению света. Отметим также, что спектр усиления несколько сдвинут в длинноволновую область относительно спектра поглощения. Таким образом, для усиления в длинноволновой части спектра требуется меньшее значение инверсии.

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

- Наличие пороговой мощности накачки, при которой происходит «просветление» активного волоконного световода, т.е. достигаются нулевые потери. При превышении пороговой мощности накачки начина-

ется усиление сигнала. В зависимости от структуры активного волоконного световода, концентрации легирующей примеси и длины волны накачки величина пороговой мощности составляет от долей до нескольких единиц мегаватт.

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

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

3.2.3. Основные элементы и характеристики эрбиевого волоконного усилителя

Характеристики волоконного эрбиевого усилителя определяются параметрами активированного ионами эрбия волокна и оптической схемой-топологией усилителя.

В большинстве схем волоконных усилителей накачка осуществляется непосредственно в торец световедущей жилы активированного волокна. В последнее время в результате разработки активированных эрбием световодов со сложным профилем показателя преломления и распределения ионов эрбия по диаметру световедущей жилы волокна начали применяться более эффективные схемы усилителей с накачкой через промежуточную оболочку световода.

В табл. 3.1 приведены значения эффективностей использования накачки, определяемой максимальным значением отношения коэффициента усиления к мощности накачки, для нескольких полос поглощения. Источники накачки видимого диапазона на основе твердотельных и газовых лазеров использовались на начальном этапе исследований эрбиевых волоконных усилителей, пока не были разработаны необходимые полупроводниковые источники. Наибольшая эффективность использования накачки достигается на длинах волн 980 и 1480 мкм. Отметим, что именно этот факт дал мощный толчок развитию полупроводниковой

техники высоких мощностей. Если в первых экспериментах по усилению сигнала использовались полупроводниковые лазеры с максимальной мощностью 20–30 МВт, то в настоящее время разработаны устройства накачки с мощностью в несколько сотен мегаватт, введенной в одномодовое волокно. Большая мощность накачки требуется, например, для обеспечения высокого коэффициента усиления одновременно большого числа информационных каналов в системах со спектральным уплотнением (DWDM).

Таблица 3.1

Эффективность использования накачки в эрбиевом усилителе

№ п/п	Длина волны накачки, нм	Максимальная эффективность накачки, дБ/МВт
1	980	11
2	1480	6,3
3	664	3,8
4	532	2,0
5	827	1,3

Простейшая схема модуля эрбиевого волоконного оптического усилителя состоит из следующих ключевых элементов:

1. Полупроводниковый источник накачки, работающий на длинах волн 980 или 1480 нм.

2. Соединитель канала накачки на длине волны 980/1480 нм и полезного сигнала с $\lambda = 1,54$ мкм, который необходимо усиливать (в англоязычной литературе – WDM coupler).

3. Оптическое волокно, активированное эрбием. В волокне происходит оптическое усиление входного сигнала. Этот элемент является ключевым в модуле оптического усилителя.

4. Оптический изолятор, пропускающий оптические сигналы только в одном направлении. Оптический изолятор предотвращает попадание отраженного сигнала от оптических элементов, стоящих за ним (например, брэгговской решетки), в активное волокно и полупроводниковый источник накачки.

5. Брэгговская решетка, выравнивающая спектр усиления в рабочем диапазоне длин волн.

Ниже приводятся основные параметры коммерчески доступных эрбиевых волоконных усилителей:

- коэффициент линейного усиления (малосигнального) – 30–40 дБ;
- мощность насыщения – до 0,5 Вт;

- спектральная полоса усиления $\Delta\lambda = 30\text{--}40$ нм;
- диапазон рабочих (усиливаемых) длин волн – 1530–1570 нм;
- коэффициент шума – 4–6 дБ.

3.2.4. Ширина и равномерность полосы усиления

Ширину полосы усиления можно определять разными способами. В любом случае этот параметр должен давать информацию о том, что в определенном диапазоне длин волн значение усиления не ниже некоторого граничного уровня. Как правило, этот уровень составляет 3 дБ от максимального значения коэффициента усиления. Для многоканальных волоконно-оптических систем со спектральным мультиплексированием этот параметр является принципиальным. Поскольку в настоящее время число каналов достигает 100 и практически трудно реализовать разделение отдельных спектральных каналов с интервалами менее чем 0,4 нм (100 ГГц), то ширина спектра усиливаемого излучения может превышать 40 нм. В этих условиях ширина полосы усиления начинает оказывать определяющее влияние на число спектральных каналов, используемых для передачи информации, а значит, и на общую информационную пропускную способность волокна. Вообще говоря, ширина полосы усиления определяется спектром излучения ионов эрбия в материале сердцевины оптического волокна. Определяющее влияние материала сердцевины волокна на спектр излучения связано с тем, что ионы эрбия окружены молекулами этого материала. Под действием молекул окружения уровни энергии ионов эрбия расщепляются на подуровни (см. рис. 3.4). Величина расщепления и определяет ширину полосы излучения. Чем шире полоса излучения, тем более широкого спектра усиления можно добиться при конструировании усилителя. Наиболее широким спектром излучения обладают ионы эрбия в алюмосиликатном стекле (рис. 3.7). Спектры усиления типичного эрбиевого усилителя на алюмосиликатном стекле при двух значениях мощности входного сигнала представлены на рис. 3.8. Увеличивая длину активного волокна, удается получать достаточно большой коэффициент усиления вплоть до длины волны 1560 нм, при превышении которой усиление резко падает. Таким образом, ширина полосы усиления для традиционной конфигурации усилителя составляет примерно 30 нм (1530–1560 нм). Эта полоса усиления имеет название стандартного диапазона (conventional band), или *C*-диапазона. Как видно из рис. 3.9, интенсивность люминесценции имеет заметное значение вплоть до 1600 нм. При этом поглощение в области 1560–1600 нм падает

очень быстро, что позволяет использовать и этот диапазон для усиления световых сигналов. Таким образом, оказывается возможным усиление в так называемом длинноволновом диапазоне (long wavelength band) или *L*-диапазоне, если использовать длинное эрбиевое волокно. Следует отметить, что при такой конструкции усилителя активная среда оказывается не полностью инвертированной, и для оптических сигналов в *C*-диапазоне такое устройство работает как поглотитель. Поэтому перед усилением оптические сигналы разделяются по диапазонам *C* и *L*, и для каждого используется свой усилитель. Дальнейшее расширение рабочего спектрального диапазона эрбиевых усилителей связано с использованием области 1480–1530 нм, или *S*-диапазона (short wavelength band – коротковолновый диапазон). Интенсивность люминесценции ионов эрбия в этой области не меньше, чем в *L*-диапазоне, однако существенным является сильное поглощение сигнала. Эта проблема решается использованием более мощных источников накачки по сравнению с другими усилителями. Вторая проблема выглядит более серьезной и связана она с сильной конкуренцией между усилением сигнала в *S*-диапазоне и спонтанным излучением в *C*-диапазоне, для которого условия усиления являются более благоприятными.

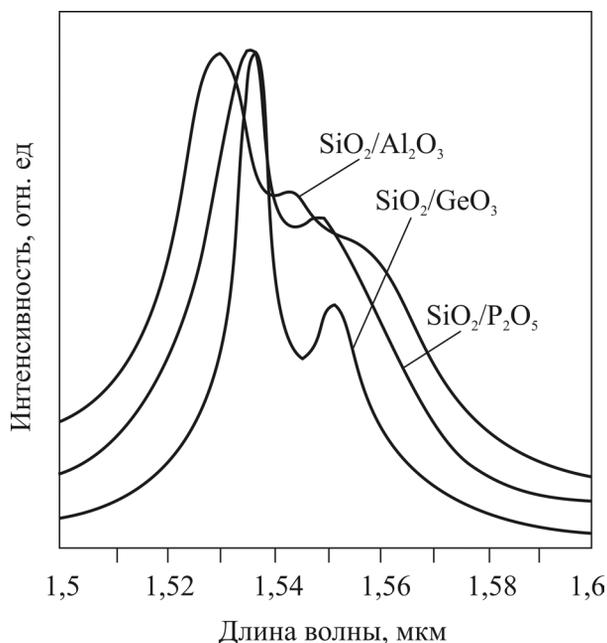


Рис. 3.7. Спектры излучения ионов эрбия в кварцевом стекле с различными добавками

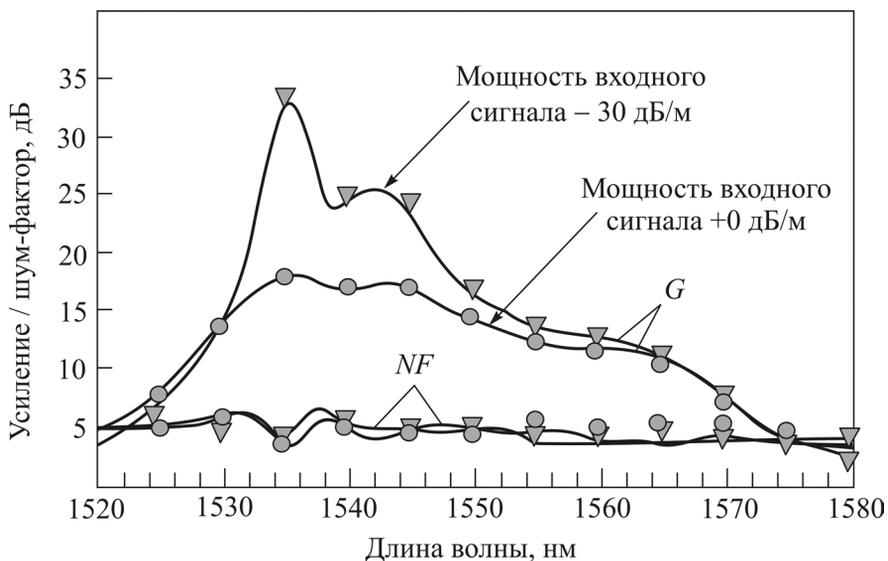


Рис. 3.8. Спектральные зависимости коэффициентов шума (NF) и усиления (G) эрбиевого усилителя для двух значений входного сигнала

Современные эрбиевые волоконные усилители обеспечивают усиление модулированных оптических сигналов в полосе до 40 ГГц. Имеются экспериментальные работы, в которых показана возможность усиления модулированных сигналов со скоростями модуляции до 160 Гбит/с.

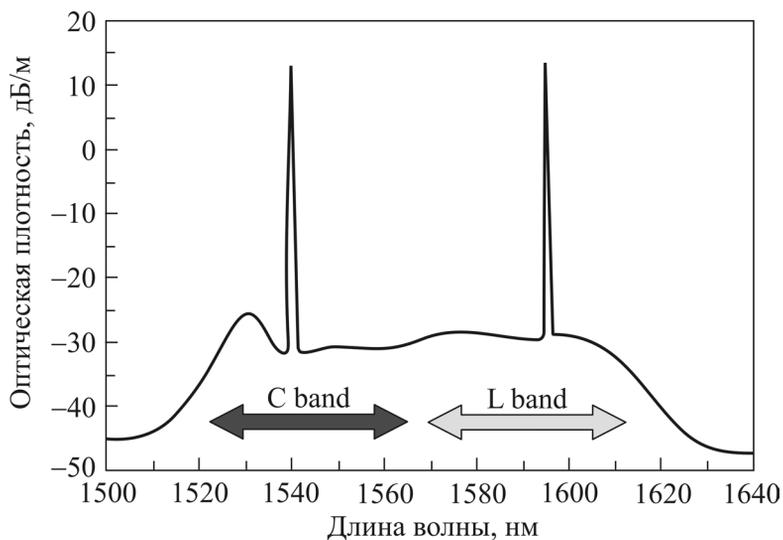


Рис. 3.9. Спектральные характеристики двухдиапазонного усилителя

Полоса пропускания, ее равномерность, динамический диапазон и другие перечисленные выше характеристики усилителя напрямую зависят от параметров активированного световода (его длины, диаметра световедущей жилы, распределения ионов эрбия по диаметру световедущей жилы, степени однородности накачки и т.д.), а также топологии усилителя. В связи с тем, что невозможно создать усилители с одним активным элементом (световодом), полностью удовлетворяющие требования DWDM-систем, в последнее время стали разрабатываться многокаскадные эрбиевые волоконно-оптические усилители.

Последним достижением можно считать разработку эрбиевых усилителей на основе теллуритного волокна, имеющих спектральную полосу $\Delta\lambda = 80$ нм, которая перекрывает рабочие C- и L-полосы DWDM-систем. Именно с помощью таких усилителей была реализована экспериментальная система, обеспечивающая полную скорость передачи информации 3 Тбит/с (19 спектральных каналов емкостью 160 Гбит/с в каждом канале).

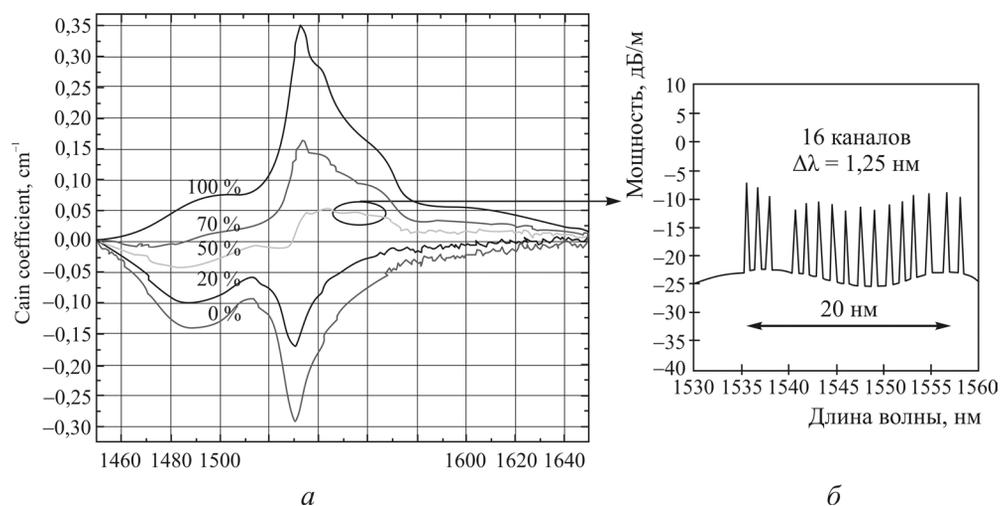
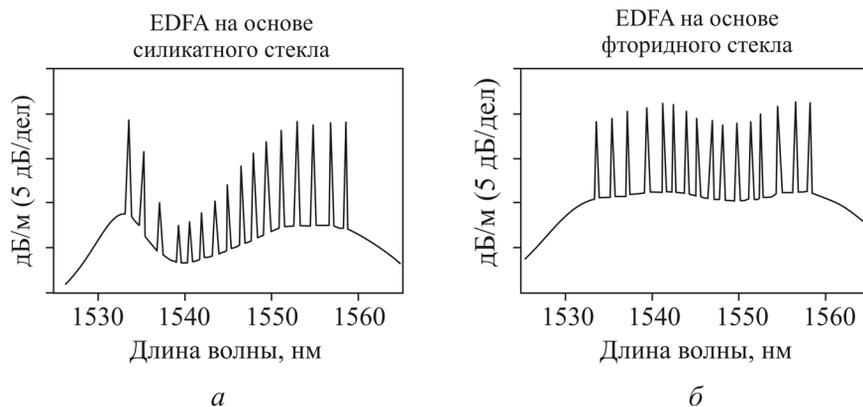
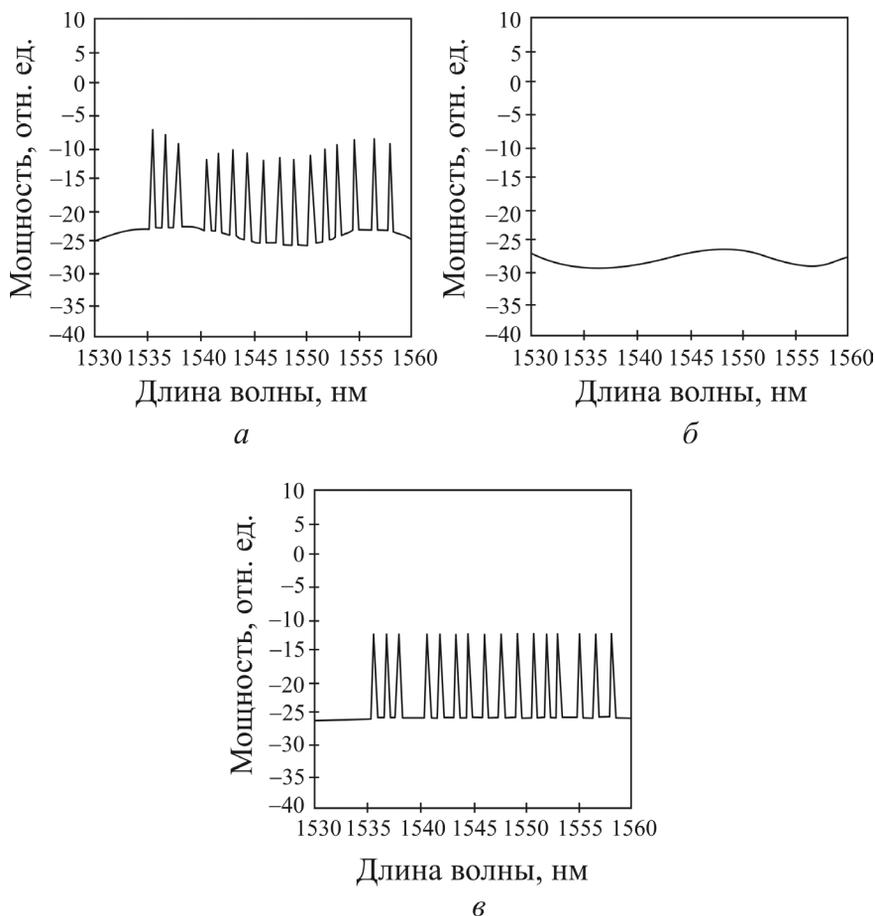


Рис. 3.10. Спектр усиления-потерь эрбиевого усилителя; *a* – при разных накачках; *б* – участок спектра (C band), который использован для передачи 16 спектральных каналов с WDM-разделением $\Delta\lambda = 1,25$ нм

Кроме широкой полосы усиления важную роль играет равномерность коэффициента усиления во всей полосе или плоскостность спектральной характеристики (рис. 3.10). Это обусловлено необходимостью иметь одинаковое усиление сигнала в каждом спектральном канале. Как правило, ни один из усилителей не имеет плоской спектральной характеристики, поэтому выравнивание спектра усиления осуществляется оптическими фильтрами различных типов, например при использовании



брэгговских решеток (рис. 3.11) или за счет использования активированного волокна специального состава (фторидного (рис. 3.12) или теллуридного). В основном усилители, применяемые в системах со спектральным уплотнением, имеют неравномерность коэффициента усиления в пределах не более нескольких децибел во всей полосе усиления.

3.2.5. Преимущества и недостатки эрбиевых волоконных усилителей

К преимуществам эрбиевых волоконных усилителей относятся:

- высокая передача энергии от накачки к сигналу > 50 %;
- одновременное усиление в широком диапазоне длин волн в области 1550 нм с выходной мощностью в 37 дБ/м, с относительно плоским спектром усиления > 20 дБ, т.е. подходит для WDM-систем;
- выходной предел более 1 МВ (10–25 дБ/м);
- временная константа усиления (> 100 мс) достаточно велика для преодоления помех модуляции;
- низкий шум-фактор;
- поляризационно независим (что уменьшает потери на соединениях);
- пригодны для использования в дистанционных системах;
- эрбиевый усилитель также может работать в *S* и *L*-диапазонах.

К недостаткам эрбиевых волоконных усилителей можно отнести:

- большие размеры модуля эрбиевого усилителя (~220×220×10 мм³). Габариты корпуса усилителя определяются радиусом изгиба активированного оптического волокна, который составляет более 10 см. Это приводит к нерациональному соотношению веса активированного оптического волокна (несколько граммов) к объему, который оно занимает в корпусе усилителя;
- невозможность интеграции с полупроводниковыми устройствами;
- в эрбиевом усилителе существует *усиленное спонтанное излучение* (amplified spontaneous emission – ASE), поэтому, даже если нет входящего сигнала, всегда существует какой-то сигнал на выходе усилителя вследствие спонтанного перехода некоторых ионов в возбужденное состояние. Этот эффект называется *спонтанным шумом*;
- перекрестные помехи;
- предел усиления.

3.2.6. Рамановский волоконный усилитель

В основе функционирования рамановских усилителей лежит явление вынужденного комбинационного рассеяния. При этом усиление оптического сигнала происходит в том случае, если он распространяется

в световоде вместе с интенсивной волной накачки, а его длина волны лежит в полосе частот комбинационного рассеяния света в световоде.

Рамановские усилители перспективны для применения в волоконно-оптических системах связи в силу их следующих принципиальных преимуществ: они могут усиливать на любой длине волны; в качестве активной среды рамановских усилителей может использоваться сам волоконный световод; спектр усиления этих усилителей зависит от спектра (длины волны) накачки, поэтому подбором источников накачки можно формировать очень широкую (более 100 нм) полосу усиления; рамановские усилители имеют низкий уровень шумов.

Основным недостатком рамановских усилителей является их невысокая эффективность преобразования, что требует использования довольно мощного непрерывного излучения накачки (~1 Вт) для получения типичной для оптических систем связи величины усиления сигнала 30 дБ.

Однако в последнее время в литературе появились сообщения о разработке эффективных рамановских волоконных усилителей, в которых в качестве активного световода используются специальные волоконные световоды с большим содержанием германия, обладающие низкими оптическими потерями. Этот факт, а также разработка высокоэффективных рамановских лазеров для накачки усилителя будут играть все возрастающую роль в волоконно-оптических системах связи.

Перспективным направлением является также разработка и создание гибридных волоконных усилителей, состоящих из различных комбинаций, включающих распределенный рамановский усилитель и эрбиевый волоконный усилитель. Разработка данных схем гибридных усилителей позволила получить равномерное усиление сигналов в полосе 82,8 нм с отклонением не более 3 дБ в пределах заданной полосы.

Указанные выше достижения в области оптических усилителей позволили всем основным крупным телекоммуникационным фирмам приступить к разработке и практической реализации мультиплексорных систем связи со скоростными пределами информации 1 Тбит/с и выше.

3.2.7. Материалы для эрбиевых волоконных усилителей

Усилительной средой усилителя является эрбиевое волокно – волоконный световод с примесями ионов эрбия. Изготавливаются такие световоды теми же методами, что и световоды для передачи информации, с добавлением промежуточной операции пропитки непроплавленного материала сердцевины раствором солей эрбия либо операции легирования ионами эрбия из газовой фазы непосредственно в процессе осаждения сердцевины. Волноводные параметры эрбиевого волоконного световода

делают сходными с параметрами световодов, используемых для передачи информации, в целях уменьшения потерь на соединения. Принципиальным является выбор легирующих добавок, формирующих сердцевину активного световода, а также подбор концентрации ионов эрбия. Различные добавки в кварцевое стекло изменяют характер штарковского расщепления уровней энергии ионов эрбия. В свою очередь, это приводит к изменению спектров поглощения и излучения. На рис. 3.7 представлены спектры излучения ионов эрбия в кварцевом стекле, легированном наиболее часто применяемыми в технологии волоконных световодов добавками германия, фосфора и алюминия. Из представленных данных видно, что наиболее широкий спектр люминесценции (а значит, и спектр усиления), составляющий около 40 нм по полувысоте, достигается при использовании в качестве добавки алюминия, поэтому этот элемент стал необходимой составляющей материала сердцевины эрбиевых волоконных световодов.

Концентрация ионов эрбия в сердцевине оптического волокна фактически определяет его длину, используемую в усилителе при заданных уровнях сигнала и накачки. Верхний предел концентрации активных ионов определяется возникновением эффекта кооперативной ап-конверсии. Это явление состоит в том, что при большой концентрации активных ионов возможно образование кластеров, состоящих из двух и более ионов эрбия. Когда эти ионы оказываются в возбужденном состоянии, происходит обмен энергиями, в результате чего один из них переходит в состояние с еще более высокой энергией, а второй безызлучательно релаксирует на основной уровень. Таким образом, часть ионов эрбия поглощает излучение усиленного сигнала, снижая эффективность усилителя.

Другое направление исследований в области расширения полосы усиления эрбиевых усилителей, а также увеличения концентрации ионов эрбия связано с поиском других (не силикатных) стеклообразующих матриц для сердцевины волокна. Так, в последнее время появился значительный интерес к фосфатным, теллуридным и фторидным стеклам.

Ширина спектра люминесценции у фосфатных стекол близка к силикатным (рис. 3.13). Здесь выигрыша у этих материалов по сравнению с силикатными матрицами нет. Тем не менее увеличение концентрации эрбия в фосфатных стеклах не приводит к заметному образованию эрбиевых кластеров, как это имеет место в силикатных стеклах, поэтому фосфатные стекла имеют более низкие коэффициенты нелинейного ап-конверсионного тушения люминесценции по сравнению с силикатными стеклами. Это позволяет реализовывать в фосфатных стеклах более высокие концентрации ионов эрбия без заметного концентрационного тушения по сравнению с силикатными стеклами. Однако на сегодняшний

день технология вытяжки оптических волокон из фосфатных стекол пока еще несовершенна, что сдерживает их использование для эрбиевых волоконных усилителей. Высококонцентрированные фосфатные стекла, легированные эрбием и иттербием, нашли свое применение при разработке планарных волноводных усилителей.

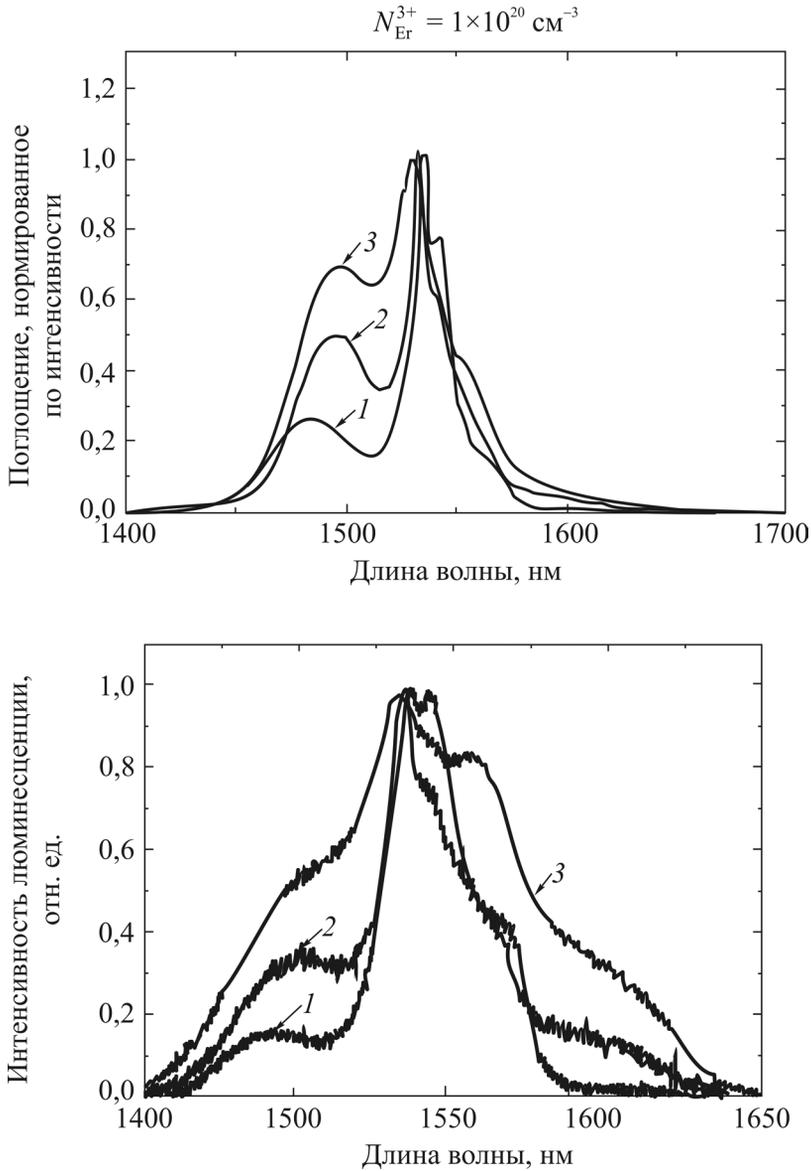


Рис. 3.13. Спектры поглощения (вверху) и люминесценции (внизу) силикатного (кривая 1), фосфатного (кривая 2) и теллуридного (кривая 3) стекла, легированного ионами эрбия

Ионы эрбия в теллуридных и фторидных стеклах имеют самые широкие полосы люминесценции и, соответственно, усиления. Рис. 3.13 иллюстрируют эту особенность. На нем показаны спектры поглощения и люминесценции ионов эрбия для силикатных, фосфатных и теллуридных стекол. Сравнение спектров усиления силикатного стекла, легированного алюминием, и фторидного стекла показано на рис. 3.12. Несмотря на привлекательность теллуридных и фторидных матриц, они пока не находят широкого применения в волоконных оптических усилителях ввиду сложной технологии вытяжки волокна.

3.3. Волоконные лазеры: материалы, технологии и применение

3.3.1. Общая характеристика волоконных лазеров

Волоконные лазеры явились символом наступления нового века для лазерной техники. Начав свой выход на рынок промышленных систем на рубеже веков, они по совокупности параметров, надежности и ресурсу существенно превосходят промышленные лазеры других типов (например, газовый – CO_2 , твердотельный – Nd:YAG). Производством волоконных лазеров, в силу новизны этого направления, занимаются лишь несколько компаний в мире – IPG Photonics Corp. и JDS Uniphase. Ведущей является IPG Photonics Corp. – международная научно-производственная группа российского происхождения. На долю IPG приходится более 75 % мирового объема выпуска волоконных лазеров и усилителей, при этом большинство типов волоконных лазеров, включая промышленные лазеры киловаттного диапазона мощности, производит только IPG.

В настоящее время мощность излучения одномодовых волоконных лазеров уже превысила 1000 Вт, а в многомодовом режиме приближается к 20 кВт.

Сейчас волоконные лазеры перестали быть экзотикой и все шире применяются в различных отраслях промышленности. Благодаря своим характеристикам они могут служить хорошей заменой для лазеров CO_2 и Nd:YAG в таких отраслях, как лазерная сварка и резка, нанесение покрытий. Кроме того, они находят массу применений в медицине, метрологии, научных исследованиях и других областях науки и техники. Сегодня основными областями применения волоконных лазеров являются маркировка, резка, сварка, термообработка. Рынок волоконных и прежде всего мощных лазеров, используемых для обработки материалов, стремительно растет. Ежегодный рост составляет 15 %.

3.3.2. Сравнение волоконных лазеров с другими типами лазеров

В течение долгого времени развитие мощных непрерывных лазеров шло по двум основным направлениям: газовые (в основном CO_2) и твердотельные лазеры (в основном на кристаллах Nd:YAG). Мощные CO_2 -лазеры до сих пор являются наиболее распространенными лазерными устройствами, применяемыми в обработке материалов. Это связано в первую очередь с наименьшей среди прочих типов лазеров стоимостью 1 Вт излучения, что объясняется использованием прямой электрической накачки и относительно высоким КПД (около 10 % «от розетки»). Основными недостатками таких систем являются: 1) длина волны излучения CO_2 -лазера 10,6 мкм плохо пригодна для обработки материалов с высоким коэффициентом отражения (металлы типа Al, Cu), а отсутствие волоконных световодов в данном диапазоне на сегодняшний день усложняет доставку излучения; 2) резонаторы мощных CO_2 -лазеров требуют периодической настройки; 3) параметры пучка и стабильность мощности очень чувствительны к обратным отражениям; 4) мощные CO_2 -лазеры, как правило, немобильны (большие габариты и вес). Мощности промышленных CO_2 -лазеров достигают величины 100 кВт, такие мощные лазеры используются в судостроении, авиа- и автомобилестроении.

В непрерывных лазерах на кристаллах Nd:YAG используется ламповая или диодная накачка. КПД лазера «от розетки» составляет 2–3 % для ламповой накачки и 4–6 % – для диодной. Стоимость за 1 Вт излучения таких лазеров выше, чем в CO_2 -лазерах, однако они обладают более удобной для обработки материалов длиной волны генерации 1,06 мкм. Излучение с такой длиной волны не только лучше поглощается материалами, но и может подводиться в труднодоступные места с помощью волоконных световодов, существующих в настоящее время. Данный тип лазеров также обладает рядом существенных недостатков, а именно: низкий КПД (до 6 %), невысокое качество пучка по сравнению с CO_2 -лазерами и низкая стабильность выходных параметров. Кроме того, такие лазеры также практически немобильны. Мощность современных промышленных Nd:YAG-лазеров достигает величины порядка 15 кВт.

Основные преимущества мощных волоконных лазеров в сравнении с другими типами мощных газовых и твердотельных лазеров вытекают из свойств самих волоконных световодов и заключаются:

- в долговечности и прочности конструкции волоконных лазеров;
- отсутствию проблем с тепловыми эффектами из-за большого отношения поверхности к объему активной области, что обеспечивает

эффективный теплоотвод и предотвращает появление больших градиентов температуры в сердцевине;

– высоким, вплоть до дифракционно-ограниченного, качестве выходного излучения и стабильности его параметров;

– высокой эффективности по отношению к оптической накачке (лазерными диодами) вплоть до 85 %, а «от розетки» – до 30 %;

– удобной длине волны излучения в диапазоне прозрачности волоконных световодов на основе кварцевого стекла (1–2 мкм);

– компактности и малом весе.

Дополнительно можно отметить следующие особенности волоконных лазеров. В волоконных лазерах отсутствует эффект термолинзы, который имеет место в активных кристаллах и стеклах твердотельных лазеров. Отсутствует эффект искажения волнового фронта, который имеет место в кристаллах вследствие их дефектов. Эти эффекты всегда были препятствием для достижения максимальных возможностей твердотельных лазерных систем. На выходе волоконного лазера получается идеальный одномодовый лазерный пучок с равномерным распределением мощности, что позволяет сфокусировать излучение в пятно малого размера и иметь большую, чем в случае мощных твердотельных YAG-лазеров, глубину резкости (каустики) (рис. 3.14). Это чрезвычайно важное для лазерных систем свойство, особенно для многолучевых оптических систем.

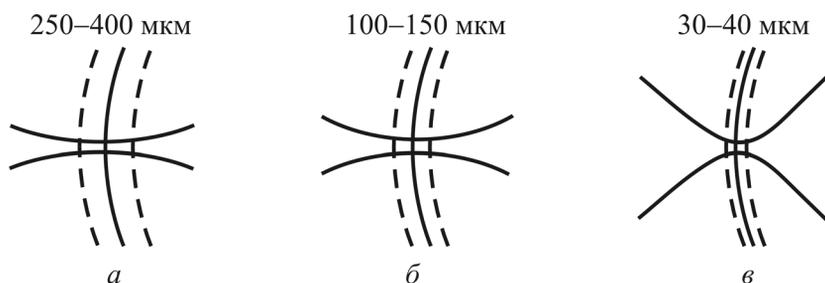


Рис. 3.14. Форма пучка разных лазерных источников: *а* – волоконный лазер; *б* – Nd:YAG-лазер; *в* – лазерный диод

Наряду с рядом достоинств волоконные лазеры обладают несколькими недостатками, главным из которых можно считать более высокую стоимость систем накачки для волоконных лазеров по сравнению с другими типами мощных лазеров, что естественным образом негативно сказывается на конечной стоимости мощных волоконных лазерных систем. Рассмотрим основные элементы и схемы волоконных лазеров.

3.3.3. Основные элементы конструкции волоконных лазеров

Конструкция любого лазера включает в себя три основных элемента: *активную среду*, в которой происходит усиление проходящего света, *резонатор*, обеспечивающий устойчивую обратную связь для генерируемого излучения, и *накачку*, с помощью которой в среде создается инверсная населенность.

Принцип усиления света основан на явлении вынужденного излучения. Если фотон с определенной энергией падает на возбужденный атом, энергия возбуждения которого относительно какого-либо нижнего уровня равна энергии падающего фотона, то с некоторой вероятностью возбужденный атом испустит квант света и перейдет на этот более низкий уровень. При этом испущенный фотон будет идентичен падающему по всем параметрам – энергии, поляризации, направлению распространения. Используя этот принцип, можно добиться таких условий в среде, при которых мощность проходящего через нее излучения будет усиливаться. Чтобы добиться усиления в среде, необходимо создать инверсную населенность на рабочих уровнях, т.е. ситуацию, когда на верхнем лазерном уровне (в возбужденном состоянии) находится большее число атомов, чем на нижнем лазерном уровне. Именно в этом случае количество актов вынужденного излучения будет превышать количество актов поглощения, так как вероятности этих процессов одинаковы. В обычных условиях (без внешнего воздействия) в среде распределение атомов по энергиям подчиняется статистике Больцмана, что исключает инверсную населенность, а значит, и усиление. Обычно среда, в которой создана инверсная населенность, называется активной, а атомы и ионы, которые непосредственно участвуют в усилении, называются активными.

Чтобы достичь инверсной населенности в среде, необходимо внешнее воздействие, направленное на перевод активных атомов в возбужденное состояние. Таким воздействием может быть оптическое, электрическое, химическое и любое другое воздействие, позволяющее перевести атомы в нужное возбужденное состояние. Внешнее воздействие называется накачкой. В волоконных лазерах используется оптическая накачка, т.е. возбуждение активных атомов осуществляется посредством внешнего оптического излучения. Инверсная населенность в среде может быть достигнута только при определенной конфигурации энергетических уровней. Например, в чисто двухуровневой среде нельзя создать стационарную инверсию с помощью оптической накачки. Существуют две основные схемы уровней атомов, позволяющие получить инверсию при помощи оптической накачки: трехуровневая схема (см. рис. 3.4) и четырехуровневая схема

(рис. 3.15). В случае трехуровневой системы кванты накачки переводят активные атомы из состояния 1 в состояние 3, затем за счет безызлучательной релаксации атом переходит в состояние 2, откуда он под действием внешнего поля переходит обратно в состояние 1. Чтобы достичь инверсии в такой схеме, необходимо мощное излучение накачки, которое было бы в состоянии перевести более половины атомов в возбужденное состояние. Если же использовать четырехуровневую схему, требования к мощности накачки существенно ослабляются за счет того, что в данном случае для достижения инверсии между уровнями 1 и 2 достаточно накачки небольшой мощности, так как уровень 1 практически не заселен. Как правило, достичь генерации по четырехуровневой схеме значительно проще, чем по трехуровневой. В этом отношении для создания мощных лазеров наиболее привлекательны ионы неодима, работающие по четырехуровневой схеме, и ионы иттербия (рис. 3.15, а), работающие по квазичетырехуровневой схеме (рис. 3.15, б).

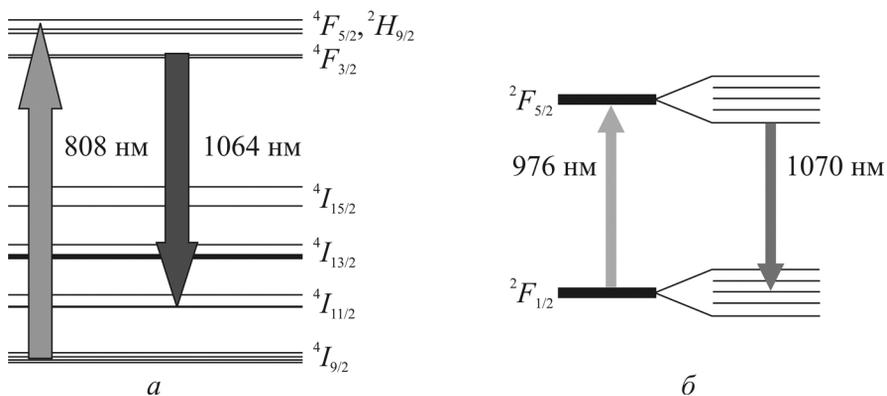


Рис. 3.15. Схемы: а – четырехуровневая схема неодима; б – квазичетырехуровневая схема иттербия

В волоконных лазерах в качестве активной среды используется сердцевина световода, легированная ионами Yb^{3+} или другими активными ионами (Er^{3+} , Tm^{3+} , Nd^{3+} , Pr^{3+} , Ho^{3+} и др.) в зависимости от требуемой длины волны генерации.

3.3.4. Резонаторы лазерных систем

Для того чтобы из усилителя излучения сделать оптический генератор (лазер), требуется положительная обратная связь, возвращающая часть усиленного излучения обратно в активную среду. В отсутствие обратной связи или если она недостаточна для возникновения генерации, система будет работать как усилитель проходящих сигналов,

а также собственного спонтанного и теплового излучения. Достаточной для возникновения генерации является такая обратная связь, потери на которой компенсируются усилением в активной среде при данном уровне накачки. При этом минимальная мощность накачки, позволяющая компенсировать потери, называется *пороговой мощностью* возникновения лазерной генерации. Величина пороговой мощности зависит от величины обратной связи: чем сильнее обратная связь, тем меньше пороговая мощность. Элементы резонатора лазера могут служить для амплитудной, пространственной, частотной, фазовой и поляризационной фильтрации генерируемого излучения.

В конструкции резонатора лазера могут быть использованы такие элементы, как зеркала (металлические или диэлектрические, плоские или вогнутые и пр.), дифракционные решетки, волоконные брэгговские решетки показателя преломления, мультиплексоры и другие специальные элементы. Кроме того, в качестве элементов резонатора могут использоваться грани и сколы активной среды или каких-либо других элементов лазера, например сколотый под прямым углом торец волоконного световода. Все указанные элементы могут использоваться в резонаторах как объемных, так и волоконных лазеров.

3.3.5. Активированные волокна с двойной оболочкой

Для работы любого лазера требуется соответствующая накачка. В частности, в волоконных лазерах используется оптическая накачка, т.е. для создания инверсии в активной среде требуется внешнее излучение оптического диапазона. Например, для накачки Nd-лазеров требуется излучение с длиной волны ~ 810 нм, для Yb-лазеров – в области 910–980 нм, хотя можно использовать и другие длины волн, попадающие в полосу поглощения.

Накачка первых волоконных лазеров осуществлялась через боковую поверхность с помощью излучения ламп-вспышек. Такая схема накачки позволяла достичь *эффективности генерации*, т.е. отношения мощности генерации к мощности источников накачки, не более 5 %. Это связано, в первую очередь, с тем, что большая часть мощности накачки не поглощалась. В 1973 году впервые была использована накачка волоконного лазера через торец световода прямо в сердцевину. Такая схема позволяла поглотить всю мощность излучения накачки, а значит, и существенно повысить эффективность генерации. Однако очевидно, что в этом случае невозможно использовать ламповую накачку из-за ее малой яркости, а единственным возможным источником накачки по такой схеме становятся лазеры. Таким образом, для эффективной накачки во-

локонных лазеров можно использовать твердотельные либо полупроводниковые лазеры, причем яркость последних позволяет до сих пор вводить в одномодовую сердцевину мощность более нескольких ватт.

Чтобы поднять выходную мощность волоконных лазеров и упростить ввод излучения полупроводниковых лазерных диодов в волоконный световод, Снитцер в 1988 году предложил использовать световод с двойной оболочкой (в англоязычной литературе – double clad fiber – DCF). Световод такой конструкции (рис. 3.16) представляет собой одномодовую или маломодовую сердцевину *1* внутри многомодового световода (первой оболочки) *2*, окруженного второй оболочкой (полимерной или из кварцевого стекла) с более низким показателем преломления *3*. Снаружи такая конструкция иногда покрывается защитной оболочкой *4*. В такой структуре излучение накачки за счет полного внутреннего отражения от второй оболочки распространяется по первой оболочке, постепенно поглощаясь в легированной активными ионами сердцевине, по которой распространяется излучение генерации. Площадь первой оболочки может быть значительно больше площади сердцевины, что позволяет ввести в такую структуру значительно больше мощности накачки, чем в сердцевину. Несмотря на такое усовершенствование, использование ламповой накачки для таких волоконных лазеров практически исключено, так как максимальная площадь сечения первой оболочки не превышает 1 мм^2 , а, как правило, лежит в пределах $0,01\text{--}0,1 \text{ мм}^2$. Увеличение площади первой оболочки ограничено в первую очередь необходимостью иметь достаточное поглощение излучения накачки из первой оболочки. Сечение первой оболочки можно сделать прямоугольным (рис. 3.17) и таким образом максимально согласовать апертуру и структуру полей самого канала накачки с лазерным диодом, используемым для накачки, и, соответственно, увеличить эффективность накачки.

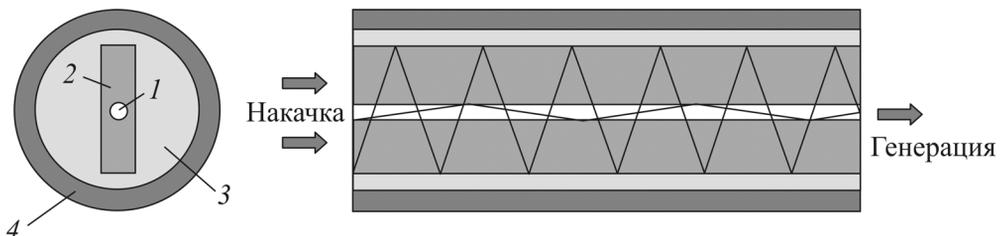


Рис. 3.16. Активное волокно с двойной оболочкой (DCF): *1* – сердцевина, активированная иттербием, с показателем преломления n_1 ; *2* – первая оболочка для распространения накачки с n_2 ($n_2 < n_1$); *3* – вторая оболочка с n_3 ($n_3 < n_2$), *4* – защитное покрытие

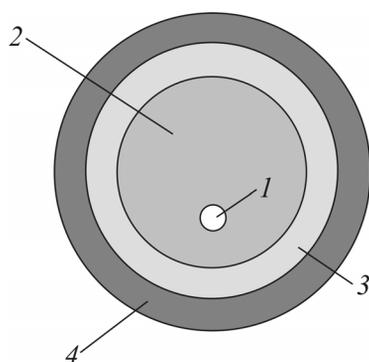


Рис. 3.17. Активное волокно со смещенной сердцевиной: 1 – сердцевина, активированная иттербием, с показателем преломления n_1 ; 2 – первая оболочка для распространения накачки с n_2 ($n_2 < n_1$); 3 – вторая оболочка с n_3 ($n_3 < n_2$); 4 – защитное покрытие

Поглощение по сердцевине ограничено максимальной технологически доступной концентрацией активных ионов, а площадь сердцевины ограничена условиями ее одномодовости или маломодовости и другими параметрами. В зависимости от формы поперечного сечения световода меняется доля мод, не перекрывающихся с сердцевиной. Очевидно, что для наилучшего поглощения излучения накачки требуется такая форма световода, которая минимизировала или исключала бы существование таких мод. Кроме того, для повышения поглощения в световодах, допускающих распространение таких мод, можно поместить сердцевину световода не в центр (см. рис. 3.17) или использовать изгиб световода, что улучшает обмен между модами, пересекающимися сердцевиной, и модами, имеющими в центре минимум.

3.3.6. Фотонно-кристаллические активированные волокна

В последнее время бурное развитие получили лазеры на основе фотонно-кристаллических волокон. На рис. 3.18 показан пример фотонно-кристаллического волокна, активированного иттербием, с ярко выраженными поляризационными свойствами. Фотонно-кристаллические волокна имеют следующие отличительные особенности по сравнению с обычными волокнами:

- высокая числовая апертура 0,6 (предельные теоретические значения – 0,9);
- большой диаметр сердцевины (до 40 мкм), который может поддерживать одномодовый режим. В результате этого в фотонно-кристаллических волокнах можно реализовывать высокие мощности накачки и генерации без заметного нагрева;

- отсутствие нелинейных эффектов;
- высокая анизотропия структуры волокна, позволяющая пропускать излучение с высокой степенью поляризации.

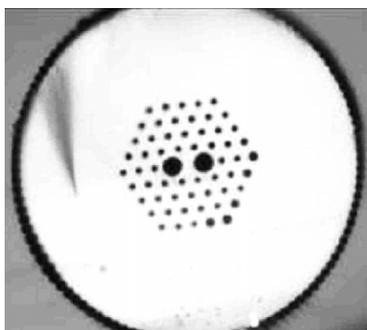


Рис. 3.18. Лазер на основе иттербиевого анизотропного фотонно-кристаллического волокна, (компания Crystal Fiber, Denmark). Характеристики: эффективность $> 70\%$, мощность поляризованного лазерного излучения 3 Вт, отношение поляризаций 200:1

3.3.7. Схемы волоконных лазеров

На рис. 3.19 показана одна из первых простейших схем волоконного лазера. Основными элементами такого лазера являются активированное эрбием или иттербием волокно и резонатор, состоящий из двух дихроичных зеркал – входного и выходного. Входное зеркало пропускает длину волны накачки (например, 980 нм) и является «глухим» для рабочей длины волны (в случае эрбия – 1,54 мкм, в случае иттербия – 1,07 мкм). Выходное зеркало является частично прозрачным для рабочей длины волны. Накачка осуществляется в торец через микрообъектив. Недостатками такой схемы являются использование объемных оптических элементов (зеркал, линз) в качестве «навесного» монтажа.

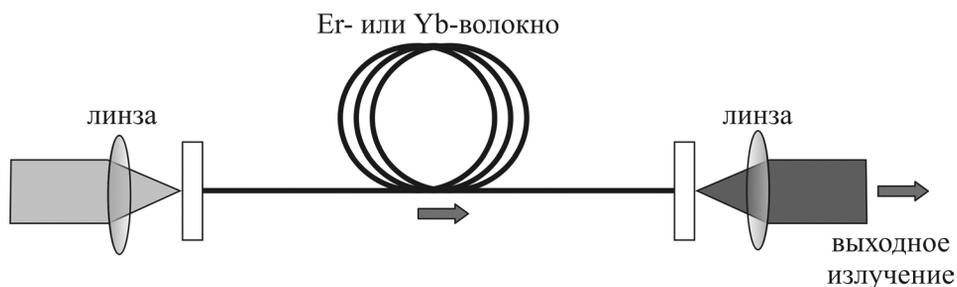


Рис. 3.19. Схема волоконного лазера с объемными оптическими элементами: резонатором (два зеркала) и линзами

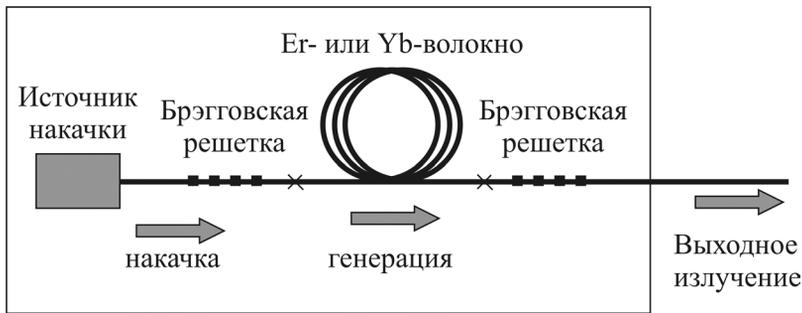


Рис. 3.20. Модуль волоконного лазера с резонатором в виде брэгговских зеркал (решеток) в волокне, не активированном редкоземельными ионами

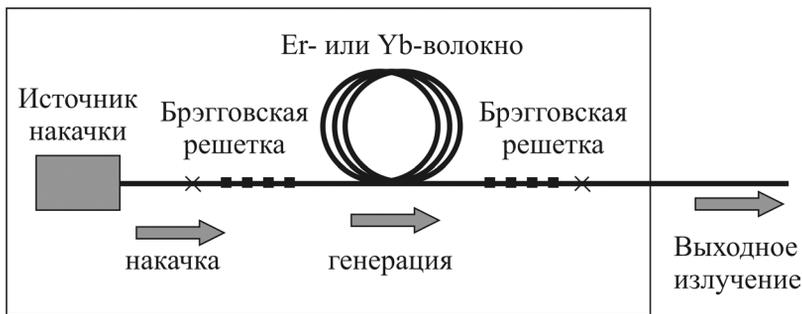


Рис. 3.21. Модуль волоконного лазера с резонатором в виде брэгговских зеркал (решеток) в волокне, активированном редкоземельными ионами (лазер с распределенной обратной связью)

На рис. 3.20 и 3.21 показаны наиболее часто встречающиеся схемы волоконного лазера с резонатором в виде брэгговских зеркал. Брэгговская решетка может быть создана на концах неактивированного волокна (см. рис. 3.20) или на концах активированного волокна (см. рис. 3.21). Последний вариант называется лазером с распределенной обратной связью (в англоязычной литературе – distributed Bragg resonator – DBR laser).

В волоконном лазере сам принцип его устройства и работы гарантирует высокие результаты, делая такой лазер совершенным, практически идеальным преобразователем светового излучения в лазерное.

3.4. Фотоиндуцированные волоконные брэгговские решетки и их технологии

Фоточувствительность легированного кварцевого стекла, т.е. его способность изменять показатель преломления (ПП) под действием излучения, в настоящее время активно исследуется и имеет широкое при-

менение в системах волоконно-оптической связи, волоконных лазерах, системах измерения различных физических величин и др. Формирование стабильных во времени решеток в волоконных световодах впервые было обнаружено в 1978 году. Излучение аргонового лазера было введено в сердцевину германосиликатного световода, и через несколько минут было зафиксировано интенсивное отраженное излучение, возникшее из-за некоторой модификации свойств световода. Явление было объяснено тем, что в результате френелевского отражения от противоположного торца волоконного световода в нем возникает стоячая волна, в максимумах которой изменяется ПП, образуя таким образом решетку, отражающую излучение в соответствии с условием Брэгга и усиливающуюся по мере облучения. Позже было показано, что процесс фотоиндуцированного изменения (увеличения) ПП видимым излучением является двухфотонным. В 1989 году была предложена запись решеток ПП в германосиликатном световоде ультрафиолетовым излучением через его боковую поверхность, при которой используется однофотонное возбуждение полосы поглощения германосиликатного стекла. Именно тогда была показана возможность изменения спектральных параметров решеток в весьма широких пределах, что очертило реальные перспективы волоконных решеток для практических применений, стимулировало активные исследования в области создания фотоиндуцированных структур в волоконных световодах.

3.4.1. Брэгговские волоконные решетки показателя преломления

Брэгговская волоконная решетка показателя преломления (в англоязычной литературе – fiber Bragg grating – FBG) представляет собой участок волоконного световода (как правило, одномодового), в сердцевине которого наведена периодическая структура ПП с периодом Λ , имеющая определенное пространственное распределение, схематически показанное на рис. 3.22. Как правило, решетка формируется в фоточувствительной сердцевине световода 1, в то время как ПП кварцевой оболочки 2 остается неизменным. Такая структура обладает уникальными спектральными характеристиками, которые и определяют ее широкое применение в различных устройствах волоконной оптики. Наиболее важным свойством волоконных брэгговских решеток является узкополосное отражение оптического излучения, относительная спектральная ширина которого может составлять 10^{-6} и меньше.

Преимущества волоконных фотоиндуцированных решеток в сравнении с альтернативными технологиями (например, интерференционные зеркала и объемные дифракционные решетки) очевидны: широкое

разнообразие получаемых спектральных и дисперсионных характеристик, многие из которых могут быть реализованы только на основе волоконных решеток ПП; полностью волоконное исполнение; низкие оптические потери; относительная простота изготовления и ряд других.

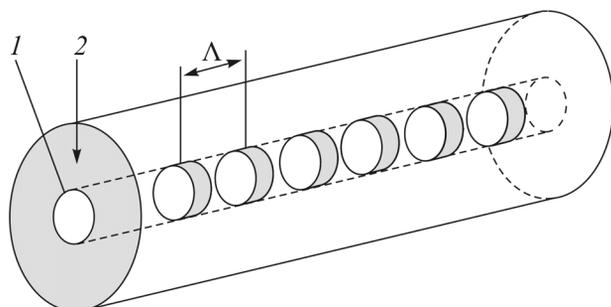


Рис. 3.22. Схематическое изображение волоконной решетки показателя преломления

Излучение, распространяющееся по волоконному световоду, можно представить в виде комбинации его собственных мод: направляемых и излучательных. Направляемым модам соответствует дискретный спектр постоянных распространения, в то время как излучательные моды образуют континуум. В отсутствие возмущений в волоконном световоде эти моды распространяются без взаимодействия друг с другом.

Структура волоконной решетки ПП выбирается таким образом, чтобы обеспечить необходимое резонансное взаимодействие между выбранными модами световода. Отметим, что теория резонансных взаимодействий на периодических структурах детально разработана и широко используется в различных областях физики и в большинстве случаев применима для описания свойств волоконных решеток. Взаимодействие мод световода обычно описывается с помощью теории связанных мод, в рамках которой предполагается, что на определенной длине волны только две моды удовлетворяют условию фазового синхронизма и таким образом могут эффективно передавать друг другу энергию. Кроме того, предполагается, что поля мод в присутствии слабого периодического возмущения остаются неизменными. Указанные условия выполняются в большинстве случаев, рассмотренных ниже.

Однородная решетка ПП, т.е. структура с постоянным периодом

Рассмотрим взаимодействие основной моды волоконного световода HE_{11} (LP_{01}) с другими направляемыми и излучательными модами. На

рис. 3.23 приведены различные типы межмодовой связи для $N = 1$. По вертикальной оси отложен эффективный ПП мод световода, причем n_{co} , n_{cl} и n_{ext} – ПП сердцевины, оболочки и внешней среды соответственно. Положительное и отрицательное направления вертикальной оси характеризуют моды световода, распространяющиеся по отношению к исходной основной моде HE_{11} в прямом и обратном направлениях соответственно. На рис. 3.23 схематически показаны дисперсионные кривые для мод сердцевины ($n_{cl} < n_{eff} < n_{co}$) и оболочки ($n_{ext} < n_{eff} < n_{cl}$). Заштрихованная область соответствует излучательным модам световода. Пунктирными

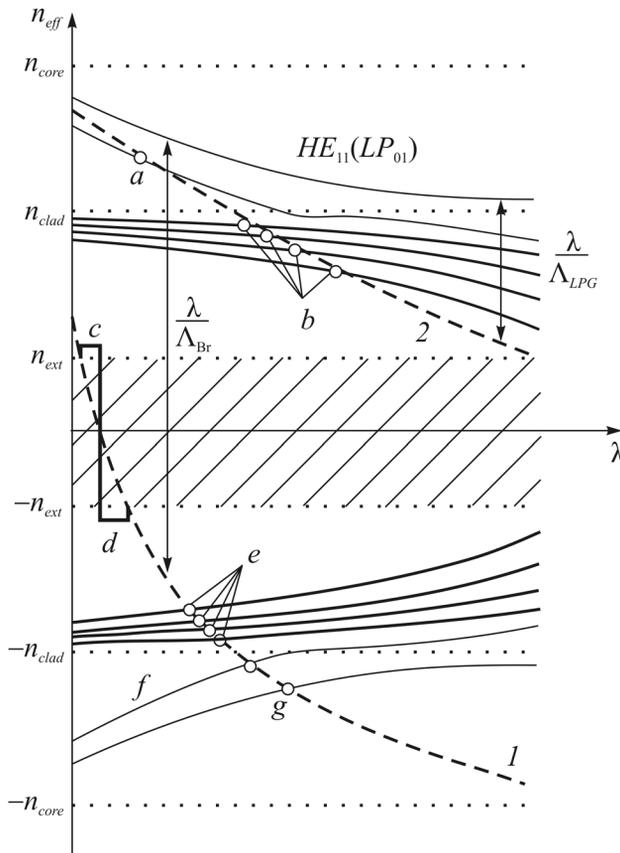


Рис. 3.23. Диаграмма, демонстрирующая выполнение условия фазового синхронизма между основной модой волоконного световода $HE_{11} (LP_{01})$ и другими модами

линиями 1 и 2 обозначены $(n_{eff}^{core} - \frac{\lambda}{\Lambda})$ для решеток с малым (волоконные брэгговские решетки – ВБР) Λ_{sp} и большим (длиннопериодные волоконные решетки – ДПВР) Λ_{lp} периодами соответственно (n_{eff}^{core} – эффек-

тивный ПП основной моды). Пересечения этих кривых с дисперсионными кривыми различных мод задают длины волн, на которых выполняется условие фазового синхронизма. Отметим, что при больших периодах на решетке возникает связь с модами, распространяющимися в том же направлении, а при малых – с модами, имеющими противоположное направление распространения. Рис. 3.23 наглядно иллюстрирует связь основной моды сердцевины с различными модами сердцевины (a, f, g), оболочки (b, e) и излучательными модами (c, d), распространяющимися в прямом ($a - c$) и обратном ($d - g$) направлениях.

Примечательно, что одна и та же решетка на разных длинах волн может связывать основную моду сердцевины с модами различных типов и направлений распространения. Так, на ВБР могут возбуждаться оболочечные моды с коротковолновой стороны относительно основной полосы отражения, что, как правило, наблюдается в решетках с большим коэффициентом отражения.

В дополнение к вышеперечисленным типам решеток следует упомянуть о менее распространенных, но также имеющих ряд интересных применений – так называемых модовых и поляризационных конвертерах. В модовых конвертерах, записанных в маломодовых волоконных световодах, происходит перевод излучения из одной моды сердцевины в другую. Аналогичный процесс реализуется в поляризационных конвертерах, где на решетке, записанной в двулучепреломляющем волоконном световоде, осуществляется взаимодействие мод, имеющих взаимно перпендикулярное направление поляризации электрического поля. В обоих случаях период решетки совпадает с периодом межмодовых биений на резонансной длине волны.

3.4.2. Волоконные брэгговские решетки с переменным периодом

Период брэгговской решетки может изменяться по длине волокна. Такие дифракционные решетки с линейно изменяющейся постоянной называются *чирпированными решетками* (chirped gratings). Использование чирпированных решеток позволяет компенсировать дисперсию в оптическом волокне. На рис. 3.24 показан принцип работы чирпированной решетки для компенсации дисперсии. Разные длины волн отражаются от разных участков решетки, имеющих разный период: длинные волны отражаются от участка с большим периодом, короткие волны проходят больший путь и отражаются от области с малым периодом. В результате этого, несмотря на разные скорости длинных и коротких волн, а также пройденные ими расстояния, время их прихода к пункту назначения одинаково.

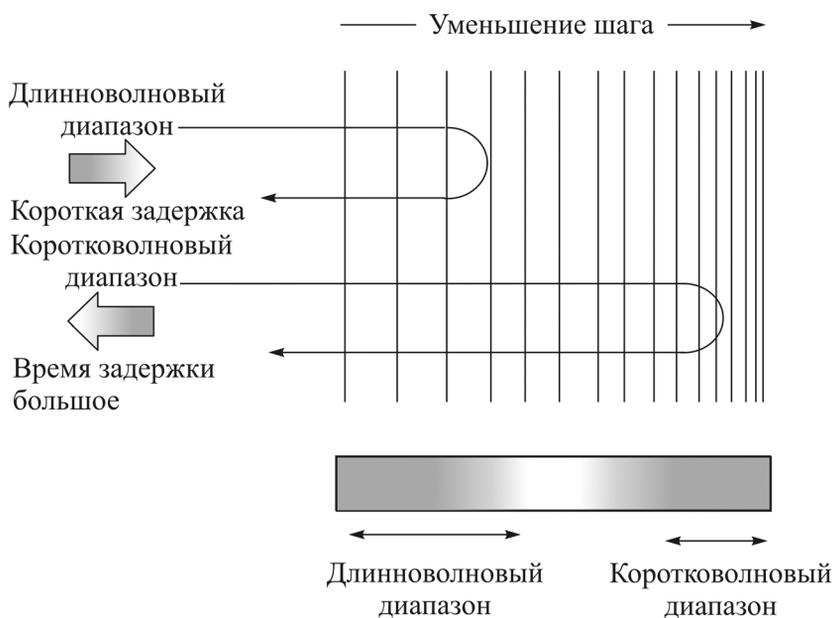


Рис. 3.24. Чирпированная решетка для компенсации дисперсии

3.4.3. Фоточувствительные стекла для записи волоконных решеток

Величина наведенного ПП в сердцевине волоконного световода зависит от многих факторов, таких как метод и условия изготовления самого световода, тип и концентрация легирующих элементов, длина волны, интенсивность и тип (импульсный или непрерывный) облучения.

К сожалению, фоточувствительность стандартных телекоммуникационных световодов с концентрацией германия 3–5 мол. % недостаточно высока для эффективной записи в них решеток ПП. В связи с этим значительные усилия были предприняты в поисках способов повышения этой величины. В частности, было показано, что фоточувствительность германосиликатных световодов увеличивается с ростом концентрации диоксида германия в сердцевине, что главным образом связано с ростом концентрации ГКДЦ при увеличении степени легирования стекла германием. Обычно величина поглощения на 242 нм пропорциональна концентрации германия с коэффициентом пропорциональности 10–40 дБ/(ммол. % GeO_2). Заметное повышение концентрации ГКДЦ может быть также достигнуто при синтезе заготовки волоконного световода в условиях дефицита кислорода, например при замене его азотом или инертными газами. Такой подход позволяет повысить фоточувствительность, сохранив при этом волноводные свойства световода.

В настоящее время были исследованы световоды в широком диапазоне концентраций диоксида германия. В частности, было показано, что, начиная с 20 мол. % GeO_2 в световодах возникает фоточувствительность типа Па, которая сохраняется и усиливается с дальнейшим ростом концентрации GeO_2 .

К числу химических элементов, увеличивающих фоточувствительность световодов при совместном легировании с германием, относятся бор, олово, азот, фосфор, сурьма. В ряде работ исследовались световоды, не содержащие германия; профиль ПП в них формировался легированием другими элементами. Так, было обнаружено, что при облучении на длине волны 193 нм высокую фоточувствительность имеют световоды, легированные азотом, фосфором, серой, сурьмой.

3.4.4. Методы увеличения фоточувствительности волоконных световодов

Несмотря на то, что был предложен целый ряд составов, обладающих повышенной фоточувствительностью, как правило, волоконные световоды на их основе сложны в изготовлении и, кроме того, имеют материальные и волноводные характеристики, отличные от стандартных. Последнее обстоятельство часто приводит к дополнительным потерям на стыковку таких световодов со стандартными и некоторым другим сложностям при их использовании.

В этой связи значительный интерес представляло увеличение фоточувствительности уже изготовленных, в том числе стандартных световодов без значительного изменения их собственных характеристик. Оказалось, что насыщение сетки стекла водородом при высокой температуре, например в пламени горелки с высоким содержанием водорода, способно на порядок увеличить наведенный показатель преломления стандартных световодов. Такая обработка может быть выполнена на небольшом участке световода и обеспечивает повышенную фоточувствительность этого участка в течение длительного времени. Вместе с тем это приводит к значительному росту концентрации ОН-групп в сетке стекла, которые имеют полосы поглощения в области 1,4 мкм. Кроме того, значительно уменьшается механическая прочность световода.

Существует принципиально другой способ водородной обработки, которая также существенно увеличивает фоточувствительность германосиликатных световодов. Этот способ заключается в насыщении сетки стекла молекулярным водородом при относительно низких температурах (~100 °С). При таких температурах еще не происходит взаимодействие мо-

лекулярного водорода с сеткой стекла и водород находится в стекле в физически растворенном состоянии. Для такого насыщения световод погружают в камеру с водородом при давлении 100 атм. Коэффициент диффузии молекулярного водорода в кварцевом стекле достаточно высок и экспоненциально зависит от температуры. Практически полное насыщение световода (98 % от максимального значения) при комнатной температуре достигается через две недели, а при температуре 100 °С – уже через 12 ч. Концентрация молекулярного водорода в сетке стекла при такой обработке достигает 2–3 мол. %. Световод, подвергнутый низкотемпературной водородной обработке, имеет повышенную фоточувствительность до тех пор, пока водород находится в сетке стекла. По мере обратной диффузии водорода в окружающую среду фоточувствительность уменьшается, возвращаясь к своему исходному значению, поэтому световод после водородной обработки следует хранить при пониженной температуре. Так, при $T = -20$ °С уменьшение концентрации водорода на оси световода в два раза происходит примерно через два месяца.

Описанный способ водородной обработки наиболее удобен для практического использования и позволяет индуцировать наведенный ПП в стандартных световодах, достаточный для большинства приложений ($\sim 10^{-2}$). Вместе с тем этот способ также имеет ряд недостатков. В частности, температурная стойкость решеток, записанных в световодах с водородом, оказывается низкой, в связи с чем требуется дополнительный отжиг решеток перед их использованием. Следует учитывать и тот факт, что водород, растворенный в стекле, изменяет его ПП, что приводит к некоторому смещению резонансных длин волн решеток. Величина этого смещения зависит от исходной концентрации водорода и может достигать нескольких нанометров для брэгговских решеток и нескольких десятков нанометров в случае длиннопериодных решеток.

Кроме перечисленных сложностей, которые возникают при записи решеток ПП с использованием водорода, следует отметить, что при УФ-облучении образуются ОН-группы, дающие поглощение в ИК-области спектра. Величина поглощения на длине волны 1,4 мкм может достигать нескольких дБ/см. Для того чтобы избежать возникновения этого поглощения, вместо водорода используют дейтерий, который имеет большую атомную массу, в связи с чем полосы наведенного поглощения значительно смещены в длинноволновую область.

Полезное развитие описанной техники низкотемпературной водородной обработки было предложено в работе, где было показано, что облучение световода с растворенным водородом небольшой дозой УФ-

излучения позволяет «заморозить» высокую фоточувствительность световода, т.е. сохранить ее в течение длительного времени даже после выхода молекулярного водорода из световода. Таким образом, можно подготовить необходимые участки световода для последующей записи решеток, предварительно облучив их небольшой дозой. Оказалось, что такую предварительную обработку можно проводить не только на длине волны, на которой будет проводиться запись решеток, но и на других длинах волн в УФ-диапазоне, в том числе излучением ультрафиолетовой лампы.

Интересным методом является увеличение фоточувствительности с помощью механического растяжения световода при записи в нем решеток. При этом наведенный ПП увеличивается в 3–4 раза при фиксированных параметрах облучения в сравнении с ненапрянутым световодом, что позволяет сократить время записи решеток примерно на порядок.

Недостатки этого способа увеличения фоточувствительности заключаются в том, что приложенные деформации имеют довольно большую величину (3 % и более), что требует высокого качества поверхности световода и механической стабильности системы растяжения при записи. Кроме того, такие деформации значительно изменяют резонансную длину волны решетки, поэтому они должны быть учтены и заданы с высокой точностью, чтобы решетка после освобождения от механической нагрузки имела нужную длину волны.

3.4.5. Типы фоточувствительности в германосиликатных световодах

Физические явления, происходящие при облучении кварцевых стекол УФ-излучением, весьма многообразны. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные факты не удается описать в рамках единой модели. Дело в том, что в процесс изменения ПП кварцевого стекла вносят вклад несколько механизмов, действие которых происходит одновременно, что затрудняет анализ и осмысление результатов. Вместе с тем известно, что значительный вклад в изменение ПП в сердцевине германосиликатных световодов вносит фотоиндуцированная трансформация ГКДЦ, которая приводит к образованию новых дефектных центров, а также к деформации сетки, проявляющейся в увеличении плотности стекла и изменении его спектров комбинационного рассеяния. Такие деформации сопровождаются ростом упругих напряжений в сердцевине световода.

В настоящее время известно несколько типов фоточувствительности германосиликатных световодов. Эти типы проявляются при различных условиях облучения световодов и отличаются друг от друга по динамике записи, отжига и другим свойствам фотоиндуцированных решеток.

Решетки типа I

При концентрации германия в сердцевине менее 20 мол. % (в том числе в стандартных телекоммуникационных световодах) реализуется так называемый тип I, который характеризуется монотонным возрастанием ПП при увеличении дозы УФ-облучения (рис. 3.25, кривая 1). Этот тип характеризуется степенной зависимостью наведенного ПП от дозы облучения (D): $\Delta n_{ind} \sim D^b$, причем показатель степени b , как правило, находится в диапазоне 0,3–0,5. Решетки типа I имеют относительно невысокую температурную стойкость, их заметная деградация наблюдается при температурах 200–300 °С. Несмотря на это, решетки типа I наиболее часто используются на практике, так как относительно просто записываются в распространенных волоконных световодах. Считается, что основную роль в формировании решеток типа I играет индуцированная УФ-излучением трансформация дефектных центров германосиликатного стекла и связанное с ней уплотнение сетки.

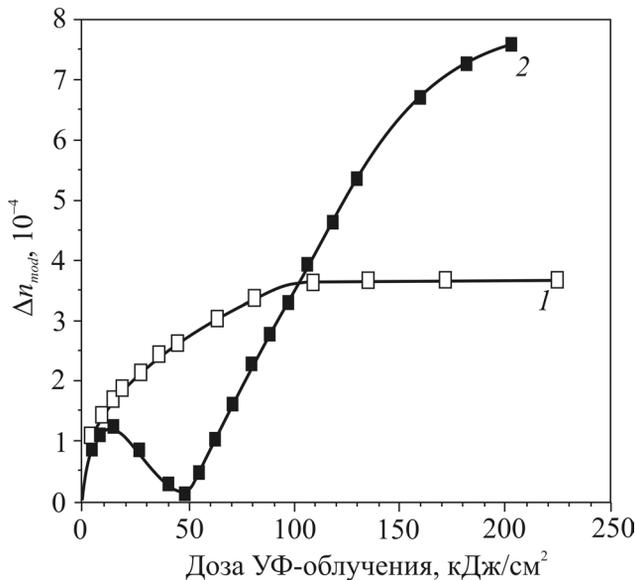


Рис. 3.25. Зависимости амплитуды модуляции наведенного показателя преломления от дозы облучения для волоконных брэгговских решеток, записанных в световодах с концентрацией диоксида германия: 1 – 12 мол. %; 2 – 35 мол. %

Решетки типа Па

При записи ВБР в световодах с высокой концентрацией германия (20 мол. % и более) после начального роста амплитуды модуляции наведенного ПП (коэффициента отражения) в первом порядке решетки ее величина снижается практически до нулевого значения, а затем возрастает вновь, в дальнейшем стремясь к насыщению (рис. 3.25, кривая 2). Анализ динамики коэффициента отражения во втором порядке решетки, а также сдвиг резонансной длины волны в процессе записи позволяют предположить, что во второй фазе роста решетки наведенный ПП в максимумах интерференционной картины УФ-излучения становится отрицательным. Явление уменьшения индуцированного ПП при УФ-облучении называют фоточувствительностью типа Па, а решетки, которые записаны в области второго возрастания коэффициента отражения, решетками типа Па.

В настоящее время хорошо известно, что образование решеток типа Па тесно связано с изменением упругих напряжений в сетке германосиликатного стекла, происходящим при УФ-облучении. Об этом свидетельствует, например, тот факт, что формирование решетки типа Па значительно ускоряется, если к световоду во время записи ВБР приложено растягивающее напряжение. Формирование решеток типа Па не наблюдается в объемных образцах, где решетки записываются в тонком слое вблизи свободной поверхности образца, поэтому структура и величина упругих напряжений могут быть другими. Также было показано, что образование решетки типа Па сопровождается заметной релаксацией напряжений в области сердцевины световода, из чего был сделан вывод о возникающем разрежении сетки кварцевого стекла.

Примечательно, что низкотемпературная водородная обработка приводит к полному исчезновению решетки типа Па, и формирование этого типа вновь наблюдается после выхода молекулярного водорода из сетки стекла.

Отметим также, что решетки типа Па имеют существенно более высокую температуру отжига в сравнении с решетками типа I (500–600 °C).

Решетки типа II

Значительное изменение постоянной распространения моды сердцевины волоконного световода может быть реализовано путем его облучения лишь одним импульсом эксимерного лазера, если плотность энергии в импульсе около 1 Дж/см². В результате воздействия такого

мощного импульса возникает интенсивный прогрев сердцевины световода, сопровождающийся частичным плавлением граничной с сердцевиной области оболочки. Решетки, записанные в таком режиме, принято называть решетками типа II. Недостатком решеток типа II является то, что процесс записи весьма трудно контролировать, особенно если учесть, что энергия в импульсе эксимерного лазера, как правило, не слишком стабильна от импульса к импульсу. Кроме того, асимметрия наведенного изменения свойств стекла в области сердцевины приводит к эффективному возбуждению оболочечных мод, что сопровождается значительными потерями с коротковолновой стороны от основного резонанса. К этому стоит добавить, что при облучении световода столь большими плотностями оптической мощности ($\sim 10^8$ Вт/см²) в ряде случаев происходит частичное повреждение поверхности световода, что резко снижает его механическую прочность. Эти обстоятельства не позволили широко использовать решетки типа II для практических целей.

Решетки, записанные в световодах, подвергнутых водородной обработке

При рассмотрении решеток, индуцированных в световодах, подвергнутых водородной обработке, по-видимому, следует говорить о самостоятельном типе фоточувствительности. Под действием УФ-облучения молекулярный водород встраивается в сетку германосиликатного стекла как в областях структурных дефектов, так и с разрывом регулярных связей. Этот процесс сопровождается образованием структурных групп Si–OH, Ge–OH, Ge–H и H₂O.

Дозовая зависимость при записи решеток с водородом в световодах с низкой концентрацией германия напоминает степенную зависимость, наблюдающуюся для решеток типа I, однако абсолютная величина наведенного ПП при этом обычно на порядок выше. Как уже упоминалось, решетки, записанные в световодах с водородом, имеют относительно низкую температурную стойкость.

Решетки типа Ia

В присутствии молекулярного водорода в световодах, легированных одновременно германием и бором, возникает еще один тип фоточувствительности, характеризующийся сложной динамикой коэффициента отражения и резонансной длины волны. Как и в решетках типа IIa, начальный рост коэффициента отражения сопровождается его уменьшением и последующим новым ростом. Вместе с тем в отличие от типа IIa резонансная

длина волны с дозой УФ-облучения сдвигается в длинноволновую область на очень большую величину 15–20 нм, что соответствует изменению среднего ПП в сердцевине $\sim 2 \cdot 10^{-2}$. Примечательно, что амплитуда модуляции наведенного ПП в решетке на два порядка ниже указанной величины. Такой тип фоточувствительности был назван типом Ia.

Интересной особенностью решеток этого типа является меньшая (на 30 %) температурная чувствительность в сравнении с решетками типа I и IIa.

Применение волоконных решеток

Фотоиндуцированные волоконные решетки показателя преломления находят широкое применение в различных устройствах волоконной оптики. Прежде всего следует выделить использование решеток в качестве спектрально-селективных элементов в системах волоконно-оптической связи, в различных типах волоконных лазеров и усилителей, а также в системах измерения физических величин.

3.4.6. Применение волоконных решеток в системах волоконно-оптической связи

Очевидно, что для успешной работы таких линий связи требуются устройства ввода-вывода отдельных спектральных каналов, которые могут быть успешно реализованы на основе волоконных брэгговских решеток (ВБР). Одна из возможных схем такого селектора оптического канала с длиной волны λ_N , построенная на основе брэгговской решетки с высоким коэффициентом отражения и двух оптических циркуляторов, приведена на рис. 3.26.

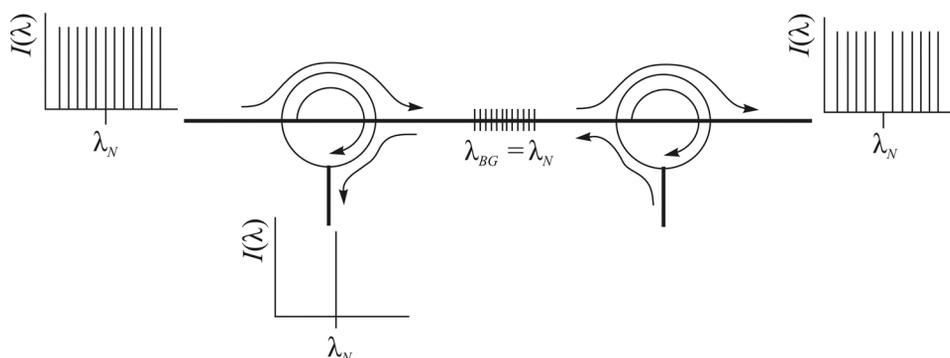


Рис. 3.26. Оптическая схема устройства для ввода-вывода заданного спектрального канала в волоконно-оптической линии связи

Факторами, ограничивающими применение волоконных брэгговских решеток в этом случае, являются боковые максимумы в спектре решетки, а также оптические потери, вызванные возбуждением мод оболочки на

структуре решетки. Для подавления боковых резонансов ВБР было предложено изменять амплитуду модуляции ПП в решетке по ее длине. Наилучшие спектральные характеристики имеют решетки со сглаженным по определенному закону профилем модуляции наведенного ПП при постоянном его среднем значении по длине решетки. Для подавления возбуждения оболочечных мод на ВБР был также предложен ряд подходов.

Еще одним фактором, ограничивающим скорость передачи информации в современных линиях связи, является хроматическая дисперсия волоконных световодов. Дело в том, что при распространении в диспергирующей среде лазерные импульсы, несущие информацию, уширяются и начинают перекрываться друг с другом. В стандартных волоконных световодах на длине волны 1,55 мкм величина дисперсии групповых скоростей составляет около 17 пс/(нм·км), поэтому, несмотря на низкие потери стандартных световодов (~0,2 дБ/км), при скорости передачи 40 Гбит/с расстояние, на которое можно передать информацию, не превышает 10 км. Для того чтобы увеличить это расстояние при применении уже используемых волоконных световодов, необходимо компенсировать их дисперсию. Это может быть сделано с использованием компактного волоконного элемента, каким является ВБР с переменным периодом (рис. 3.27). Такая решетка способна вносить определенную временную задержку между спектральными компонентами импульса и таким образом восстанавливать его исходную форму. Как правило, для компенсации дисперсии требуются решетки большой длины, которые записываются через фазовую маску. В настоящее время уже получены качественные решетки с длиной более 1 м. Достигнутая величина дисперсии в решетках с переменным периодом более 1000 пс/нм позволяет компенсировать дисперсию пятидесятикилометрового отрезка стандартной волоконно-оптической линии на длине волны 1,55 мкм.

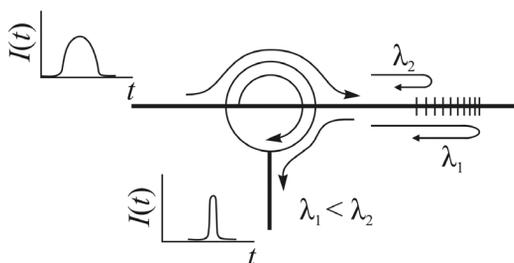


Рис. 3.27. Оптическая схема компенсатора дисперсии, построенного на основе волоконной брэгговской решетки с переменным периодом

Для передачи информации на большие расстояния помимо компенсации дисперсионного уширения импульсов нужно время от времени усиливать оптический сигнал, который ослабляется, несмотря на то, что современные волоконные световоды имеют весьма низкие оптические потери ($\sim 0,2-0,3$ дБ/км). Как правило, через каждые 50–100 км линии связи для усиления сигнала используются эрбиевые волоконные усилители для линий в диапазоне 1,55 мкм. Ясно, что для одновременного усиления нескольких оптических каналов усилитель должен иметь не слишком большие вариации коэффициента усиления по длине волны, т.е. близкий к постоянному коэффициенту усиления в используемом спектральном диапазоне (как правило, вариации этой величины не должны превышать нескольких десятых децибела). К сожалению, эрбиевые усилители имеют значительные спектральные вариации коэффициента усиления, которые зависят от многих факторов, таких как концентрация ионов эрбия и его локальное окружение, длина волны и интенсивность оптической накачки, длина самого световода и др. Использование волоконных решеток позволяет модифицировать спектр усиления, сделав его более гладким, или исправить нежелательные спектральные искажения, возникшие после усиления сигналов. Отметим, что для выравнивания спектра усиления могут использоваться ВБР с перпендикулярными либо наклонными по отношению к оси световода штрихами, а также длиннопериодные волоконные решетки.

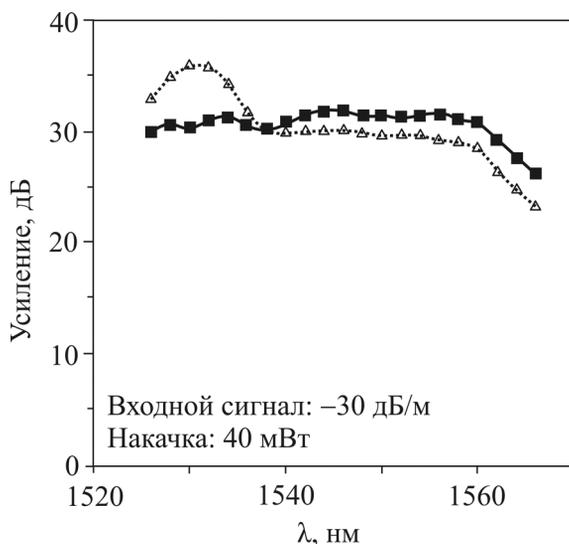


Рис. 3.28. Спектр усиления волоконного эрбиевого усилителя: исходный и выровненный с использованием ДПВР

Для иллюстрации на рис. 3.28 представлены результаты одной из первых работ, в которой однородная ДПВР была применена для выравнивания спектра усиления эрбиевого усилителя. Была получена неравномерность кривой усиления менее 1 дБ при коэффициенте усиления более 30 дБ в спектральной полосе 35 нм. В настоящее время использование спектральных фильтров позволяет получать неравномерность коэффициента в той же спектральной полосе на уровне 0,1 дБ и лучше.

3.4.7. Применение волоконных брэгговских решеток в схемах диодных и волоконных лазеров

В настоящее время ВБР нашли ряд важных применений в схемах полупроводниковых и волоконных лазеров. Использование решеток позволяет гибко варьировать длину волны лазерной генерации в пределах контура усиления активной среды лазера, обеспечить стабильность генерации, в ряде случаев уменьшить ширину лазерной линии, реализовать ее перестройку и др.

На рис. 3.29 показана одна из возможных схем использования ВБР с диодными лазерами. Излучение лазера 1 с помощью линзы, сформированной на торце световода 2, вводится в его сердцевину. Брэгговская решетка 3, записанная в световоде, формирует обратную связь на резонансной длине волны λ_{BG} . В частности, ВБР может играть роль зеркала внешнего резонатора, что обеспечивает генерацию одной продольной моды лазера, длина волны которой находится в контуре отражения решетки (рис. 3.30). Чтобы исключить влияние собственного резонатора лазера, на его выходную грань может быть нанесено просветляющее покрытие.

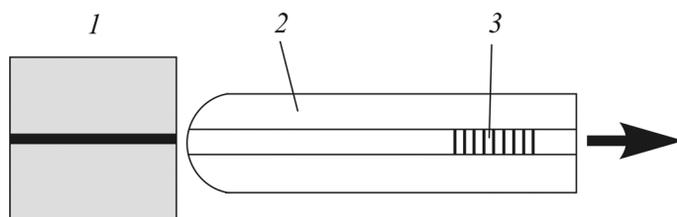


Рис. 3.29. Схема стабилизации излучения полупроводниковых диодных лазеров с помощью волоконной брэгговской решетки: 1 – диодный лазер; 2 – волоконный световод; 3 – ВБР

В зависимости от параметров решетки и расстояния между ней и лазерным кристаллом возможно создание одночастотного или многочастотного режимов лазерной генерации. Так как температурная чувствительность λ_{BG} примерно на порядок ниже, чем чувствительность дли-

ны волны диодных лазеров, такая конфигурация позволяет в ряде применений обойтись без температурной стабилизации лазера. Описанная схема стабилизации излучения полупроводниковых лазеров применяется для создания одномодовых лазеров накачки, а также источников излучения для систем связи со спектральным уплотнением каналов (как альтернатива лазерам с распределенной обратной связью).

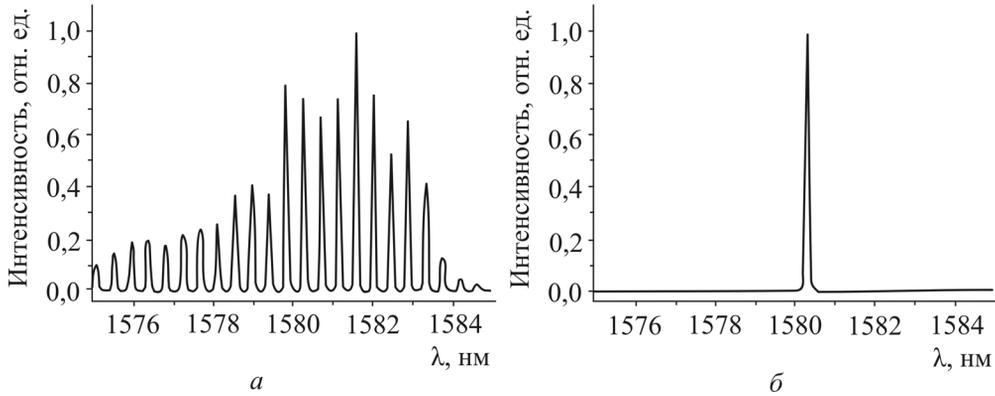


Рис. 3.30. Спектр излучения диодного лазера:

a – без внешнего резонатора; *б* – с внешним резонатором на основе ВБР

ВБР широко используются для формирования резонаторов волоконных лазеров, активной средой которых служат волоконные световоды, легированные ионами редкоземельных элементов, таких как эрбий, неодим, иттербий, тулий и гольмий. Решетки при этом могут быть записаны непосредственно в активном световоде.

Одномодовые волоконные лазеры с узкой линией генерации и относительно небольшой выходной мощностью (~10 мВт) находят применение для использования в лазерной спектроскопии, датчиках физических величин и др. Среди схем таких лазеров можно выделить:

- лазер с относительно коротким резонатором (несколько сантиметров), сформированным двумя однородными ВБР;

- лазер на основе ВБР с фазовым сдвигом $\frac{\pi}{2}$.

В последние годы активные исследования проводятся в области создания мощных волоконных лазеров с использованием волоконных световодов с двойной оболочкой (double-clad fiber). Значительный прогресс в этом направлении обусловлен, прежде всего, разработкой мощных и надежных полупроводниковых источников накачки, а также разработкой качественных световодов с двойной оболочкой. Типичная

структура волоконного световода с двойной оболочкой представлена на рис. 3.31. Он состоит из трех слоев: одномодовой сердцевины 1, легированной как активной примесью редкоземельного элемента, так и примесями, формирующими профиль ПП; внутренней кварцевой оболочки 2; внешней полимерной оболочки 3 с ПП, пониженным по сравнению с ПП кварцевого стекла. Внутренняя кварцевая оболочка имеет типичный размер 0,1–1 мм, что обеспечивает возможность ввода излучения накачки от полупроводниковых источников с мощностью несколько десятков ватт. При распространении по кварцевой оболочке излучение накачки поглощается активными ионами редкоземельного элемента, вызывая люминесценцию, которая при наличии резонатора, сформированного ВБР 4, развивается в лазерную генерацию, локализованную в сердцевине световода, диаметр которой составляет 5–10 мкм. Для более эффективного поглощения накачки кварцевая оболочка, как правило, имеет прямоугольное или Δ -образное поперечное сечение.

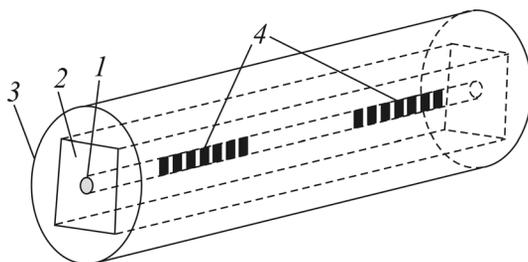


Рис. 3.31. Схема волоконного лазера на основе активного световода с двойной оболочкой

Типичные характеристики иттербиевого волоконного лазера на основе световода с двойной оболочкой иллюстрирует рис. 3.32. На нем представлены спектр люминесценции световода, а также спектр генерации лазера, возникающей при стыковке световода с парой согласованных решеток, имеющих резонансную длину волны 1103 нм (см. рис. 3.32). В данном случае ВБР с высоким коэффициентом отражения ($R > 99\%$) имела спектральную ширину 0,7 нм, а выходная ВБР ($R \sim 10\%$) – 0,3 нм. Благодаря широкой полосе люминесценции иттербиевые световоды позволяют получать лазерную генерацию в широком диапазоне длин волн 1050–1150 нм с дифференциальной эффективностью 50–80%. Зависимости выходной мощности лазера от мощности накачки на 978 нм для разных длин волн генерации представлены на рис. 3.32. Видно, в частности, что при удалении от максимума спектра люминесценции (1,08–1,09 мкм) эффективность генерации уменьшается, однако остается на уровне 50% даже на длине волны 1148 нм.

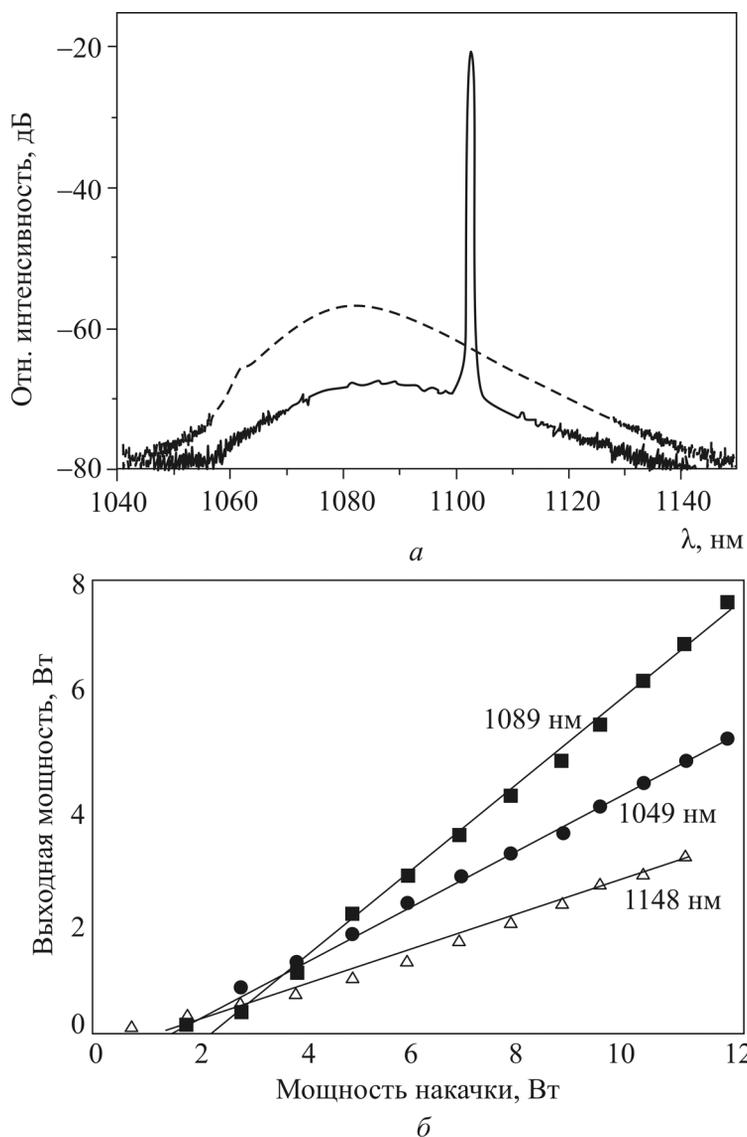


Рис. 3.32. Характеристики иттербиевого волоконного лазера с накачкой в оболочку: *a* – спектр люминесценции иттербиевого световода (пунктирная линия) и спектр генерации (сплошная линия); *б* – зависимости выходной мощности лазера от мощности накачки для различных длин волн генерации

Волоконные ВКР-лазеры позволяют получать мощную ($P > 1$ Вт) непрерывную генерацию в широком диапазоне длин волн от 1,1 до 1,7 мкм. Для создания эффективных волоконных ВКР-лазеров используются как стандартные, так и специальные световоды. Несмотря на то, что коэффициент ВКР-усиления в стекле $g_R \sim 10^{-13}$ м/Вт, возможность создания эффективных лазеров определяется низкими потерями, боль-

шой длиной взаимодействия и высокой плотностью мощности излучения накачки $P \sim 1 \text{ ГВт/см}^2$. В германосиликатных световодах максимум полосы комбинационного рассеяния находится на $440\text{--}460 \text{ см}^{-1}$, в то время как в световодах на основе фосфоросиликатного стекла присутствует интенсивная дополнительная полоса на частоте $\sim 1330 \text{ см}^{-1}$. Наличие этой полосы в фосфоросиликатных световодах позволяет сократить количество ВКР-преобразований в три раза, для того чтобы достичь определенной длины волны выходного излучения. Так, например, для получения генерации на длине волны 1480 нм (длина волны накачки эрбиевых усилителей) при накачке излучением иттербиевого волоконного лазера в фосфоросиликатных световодах достаточно двухступенчатой схемы, в то время как для германосиликатных световодов необходимо 5–6 ступеней преобразования.

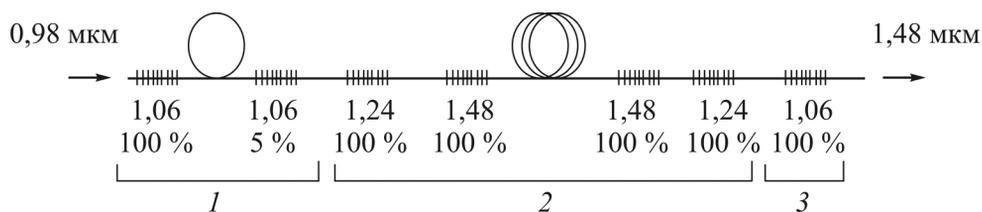


Рис. 3.33. Оптическая схема двухступенчатого волоконного ВКР-лазера на основе фосфоросиликатного световода

На рис. 3.33 представлена схема двухступенчатого ВКР-лазера на основе фосфоросиликатного световода. В этом лазере излучение иттербиевого лазера 1 ($\lambda = 1,06 \text{ мкм}$) с помощью двух последовательных ВКР-преобразований переводится в излучение с длиной волны $1,48 \text{ мкм}$. Для эффективного ВКР-преобразования использовались два вложенных резонатора 2 , сформированных брэгговскими решетками, с соответствующими резонансными длинами волн. Для более эффективного использования мощности накачки на выходе лазера была расположена ВБР 3 .

3.4.8. Применение волоконных брэгговских решеток для компенсации дисперсии

Для компенсации дисперсии могут быть использованы chirпированные брэгговские решетки, т.е. решетки с линейно изменяющимся периодом. Рассмотрим другой способ управления и компенсации дисперсии в оптическом волокне при помощи брэгговской решетки с постоянным периодом.

Компания Fujikura предложила простой тип компенсатора хроматической дисперсии на основе брэгговской решетки на гибком кольце. Длина решетки и диаметр кольца подбирались таким образом, что решетка занимала примерно 1/4 кольца по окружности.

Кольцо может быть деформировано по одному из двух направлений при изменении периода решетки на изгибах, соответственно на дальнем или на ближнем конце. Таким образом, может не только изменяться величина компенсации дисперсии, но и ее знак (рис. 3.34). Такое простое решение открывает широкие перспективы для производства дешевых перестраиваемых компенсаторов дисперсии на основе брэгговских решеток.

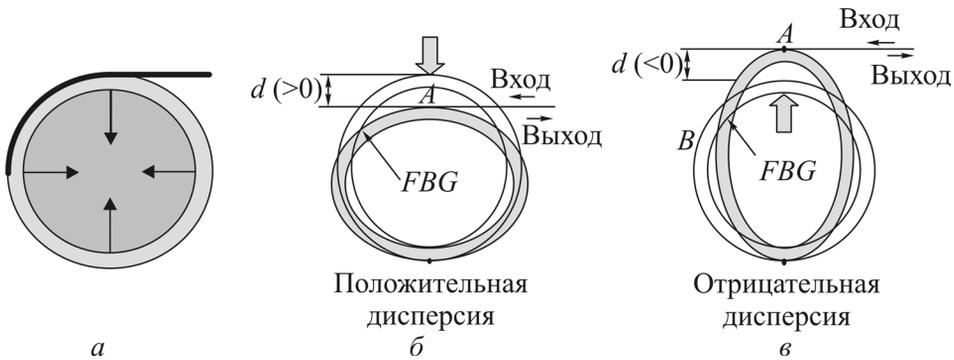


Рис. 3.34. Принцип действия компенсатора дисперсии: *а* – недеформированная решетка; *б* – решетка с положительной дисперсией; *в* – решетка с отрицательной дисперсией

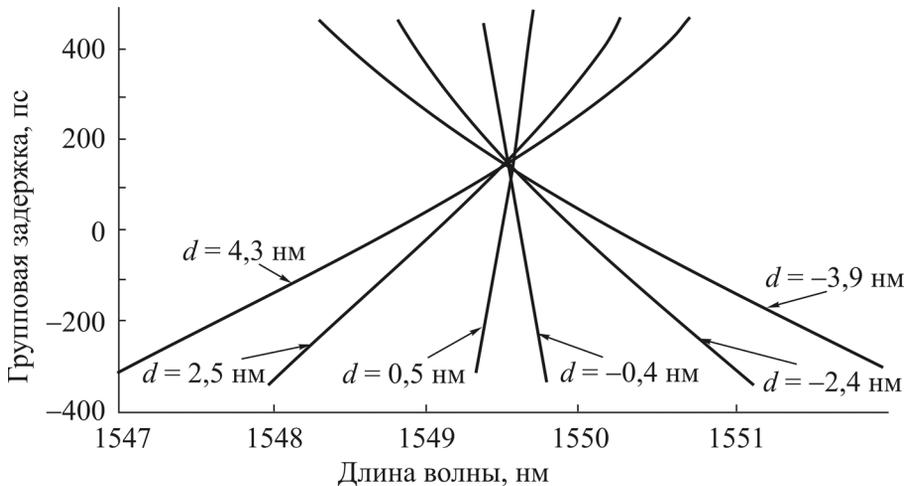


Рис. 3.35. Спектр групповой задержки для различных величин деформации опорного кольца

Спектр групповой задержки для различных величин деформации опорного кольца изображен на рис. 3.35

3.5. Анизотропные одномодовые световоды

Наряду с магистральными линиями связи волоконные световоды широко используются в самых разнообразных измерительных, диагностических и высокочувствительных системах контроля и управления. На основе анизотропных одномодовых волоконных световодов создаются датчики для измерения различных физических величин и такие уникальные приборы, как волоконно-оптические гироскопы.

В обычном одномодовом световоде с круглым поперечным сечением сердечника и осесимметричным распределением показателя преломления распространяются две ортогонально поляризованные моды HE_{α} , которые принято обозначать HE_{α}^x и HE_{α}^y . При введении в волокно одной из этих мод состояние ее поляризации изменяется из-за преобразования в ортогональную моду под воздействием внешних факторов: давления, температуры, вибраций и т.д. Линейно поляризованное излучение становится эллиптически поляризованным. Перекачка световой энергии из одной моды в другую обусловлена тем, что они вырождены, т.е. их постоянные распространения p_x и p_y одинаковы.

Состояние поляризации излучения можно сохранить, если нарушить симметрию формы или показателя преломления сердцевинки. В этом случае p_x и p_y будут отличаться, ограничивая степень превращения ортогональных мод. Оптические волокна такого типа называются анизотропными одномодовыми световодами. Геометрическая анизотропия создается превращением круглой формы сердцевинки в эллиптическую, а анизотропия показателя преломления обеспечивается ортогональной ориентацией напряжений при использовании материалов с разными коэффициентами термического расширения. Мерой анизотропии такого световода является модовое двулучепреломление, которое рассчитывают на основании измерения длины биений ортогональных мод (длины, на которой фазовый набег поляризационных мод составляет 2π).

Чем меньше длина биений, тем больше двулучепреломление и, следовательно, меньше связь между поляризационными модами.

Доля мощности введенного в световод линейно-поляризованного излучения P_x , перешедшая в ортогональную моду P_y , характеризуется коэффициентом ослабления w :

$$w = 10 \lg \left(\frac{P_y}{P_x} \right) = 10 \lg(hL),$$

где h – степень сохранения поляризации излучения; L – длина световода.

Двулучепреломление ОВ с некруглой сердцевинной, имеющей большую (a) и малую (b) оси, при эллиптичности $\left(\frac{a}{b}-1\right)$ более единицы пропорционально квадрату разности показателей преломления сердцевинной и оболочечной. Такие световоды отличаются простотой технологии их изготовления, однако создают определенные проблемы при стыковке в оптических разъемах.

Двулучепреломление световодов, вызванное анизотропией напряженного состояния для наиболее распространенной структуры оптического волокна с напрягающей эллиптической оболочкой, зависит от ряда параметров: фотоупругой константы сердцевинной, модуля Юнга кварцевого стекла, коэффициента Пуассона, разности коэффициентов термического расширения эллиптической оболочечной и кварцевого стекла, T_g и T_o – температуры размягчения напрягающей оболочечной и комнатной температуры соответственно, $\frac{(a-b)}{(a+b)}$ – эллиптичности оболочечной.

В настоящее время наиболее перспективными ОВ для датчиков являются анизотропные волокна (рис. 3.36), в которых создаются напряжения определенными структурными элементами, существенно отличающимися коэффициентом термического расширения от основного материала.

Световоды с эллиптической сердцевинной или напрягающей оболочкой несколько уступают по оптическим свойствам ОВ типа PANDA, однако выгодно отличаются по стоимости, а также простоте и стабильности технологического процесса их изготовления. Производство таких световодов в мировой практике базируется в основном на MCVD-методе изготовления заготовок. Оптические волокна с эллиптическими элементами их структуры можно получить одним из трех методов: высокотемпературным сжатием трубки с нанесенными слоями при разрезании в несколько миллиметров водного столба; плоскопараллельным шлифованием с округлением при 2100–2200 °С и прессованием круглой заготовки при последовательном нагреве ее участков до 1800–2000 °С.

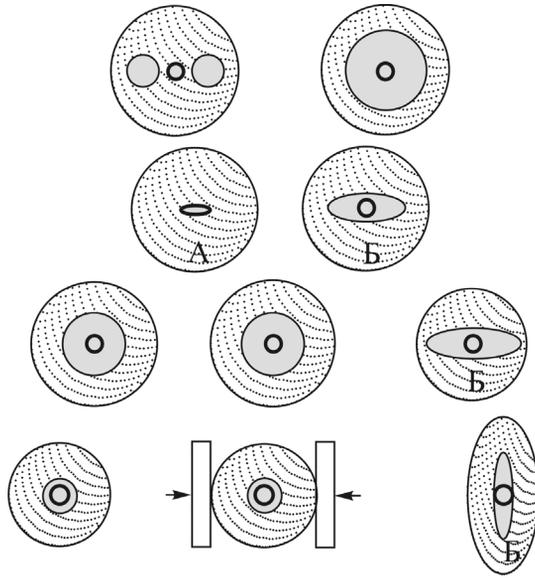


Рис. 3.36. Структуры заготовок, полученных методом сверления, травления, коллапсирования при разрезении, шлифовки и прессования с эллиптической сердцевиной и эллиптической напрягающей оболочкой

Конструкция оптического волокна с эллиптической оболочкой представлена на рис. 3.37.

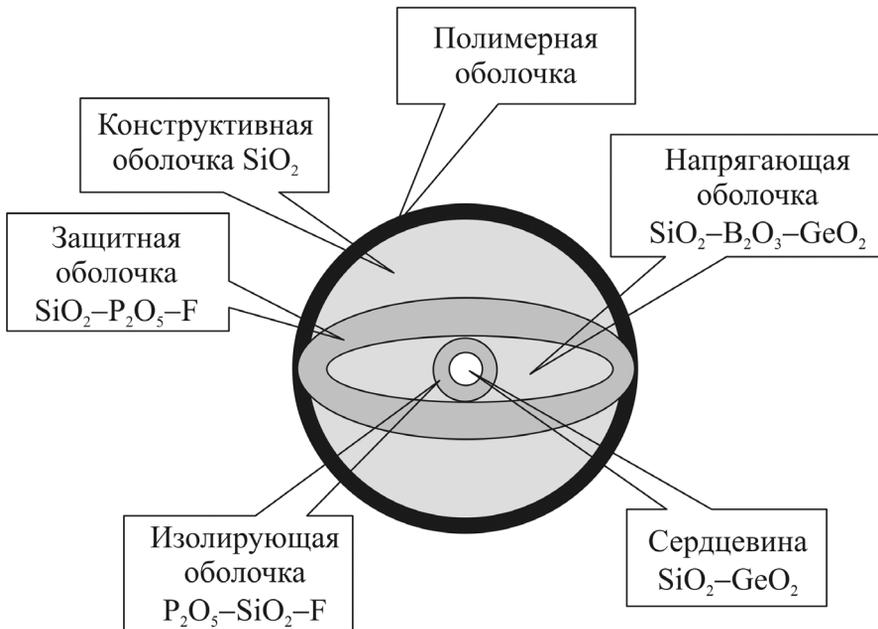


Рис. 3.37. Конструкция оптического волокна с эллиптической оболочкой

MCVD-методом можно также изготовить ВС типа «галстук-бабочка» с применением одностороннего внутреннего травления слоев напрягающей оболочки на внутренней поверхности трубки, нагреваемой с диаметрально противоположных сторон. Однако процесс изготовления заготовки отличается сложностью и поэтому плохой воспроизводимостью.

Наиболее приемлемым типом анизотропного ОВ для промышленного производства является световод с эллиптической напрягающей оболочкой.

3.6. Фотонно-кристаллические (микроструктурированные) волокна

3.6.1. Общие представления о фотонных кристаллах и их свойствах

Фотонно-кристаллические волноводы и волокна являются новым типом оптических волноводов. Их появление связано с созданием и исследованием новых оптических объектов – фотонных кристаллов. Фотонные кристаллы представляют собой периодические структуры из диэлектриков с отличающимся показателем преломления. Период этих структур – порядка длины волны. На рис. 3.38 показаны простейшие варианты одномерного, двумерного и трехмерного фотонных кристаллов. Одномерный (1D) фотонный кристалл (см. рис. 3.38, *а*) представляет собой чередующиеся диэлектрические слои с высоким и низким показателями преломления. Как правило, оптическая толщина этих слоев кратна $\frac{\lambda}{4}$. Отсюда очевидно, что брэгговский отражатель и брэгговский волновод являются в то же время одномерными фотонными кристаллами. Простейший двумерный (2D) фотонный кристалл (рис. 3.38, *б*) представляет собой диэлектрическую пластину с периодически расположенными отверстиями. Трехмерный (3D) фотонный кристалл может быть сформирован, например, из диэлектрических шаров (рис. 3.38, *в*). Подобный фотонный кристалл называется искусственным опалом, так как его структура и оптические свойства близки к структуре и свойствам природного полудрагоценного камня опала.

Название фотонных кристаллов обусловлено тем, что свойства фотонов в таких периодических структурах подобны свойствам электронов в периодическом электрическом поле атомов обычных кристаллов. Из-

известно, что электрон обладает волновыми свойствами. В обычном кристалле возникает интерференция между «волной-электроном» и периодическим электрическим полем атомов. Это приводит к появлению разрешенных и запрещенных диапазонов длин волн или энергий электронов в кристалле. Так возникают валентная зона и зона проводимости – диапазоны энергий, разрешенных для электрона, и запрещенная зона – область энергий, которые электрон в кристалле принимать не может. В фотонном кристалле имеет место похожая ситуация. Фотон, который одновременно является электромагнитной волной, интерферирует с периодической структурой фотонного кристалла. В результате появляются диапазоны разрешенных и запрещенных энергий фотонов (или длин волн электромагнитной волны) в фотонном кристалле. Фотоны с запрещенными энергиями отражаются от фотонного кристалла, а фотоны с разрешенными энергиями в него проникают. Для таких фотонов он прозрачен.

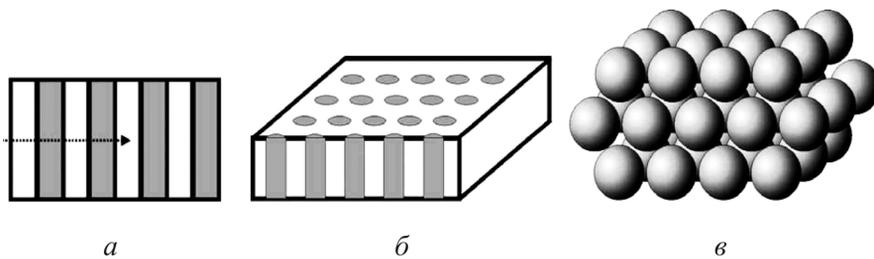


Рис. 3.38. Фотонные кристаллы: *a* – одномерный; *б* – двумерный; *в* – трехмерный

На рис. 3.39 показан спектр отражения 1D-фотонных кристаллов (*a*) и его энергетическая зона (*б*).

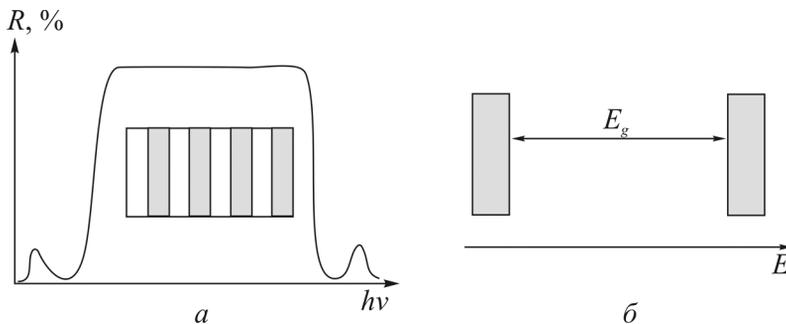


Рис. 3.39. Одномерный фотонный кристалл: *a* – спектр отражения; *б* – энергетическая зона

Из рисунка видно, что в совершенном фотонном кристалле возникает широкая спектральная полоса отражения – «запрещенная зона» фотонного кристалла. Это свойство фотонного кристалла используется в фотонно-кристаллических волокнах для формирования волноводных мод.

3.6.2. Свойства и применение фотонно-кристаллических волокон

В фотонно-кристаллическом волокне свойствами фотонного кристалла обладает только среда, окружающая его сердцевину. В диэлектрических волноводах обычного типа каналирование обеспечивается эффектом полного внутреннего отражения от границы сердцевины волновода с окружающей средой. В фотонно-кристаллических волноводах каналирование происходит в результате интерференции волны в среде с фотонно-кристаллическими свойствами и отражения от нее (рис. 3.40).

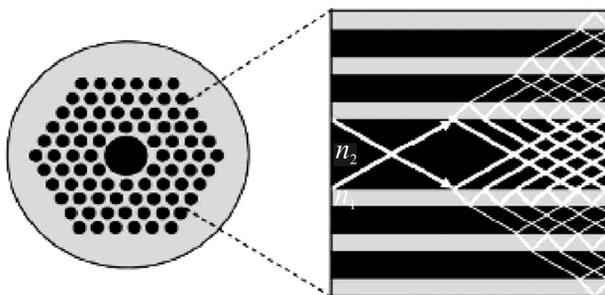


Рис. 3.40. Структура фотонно-кристаллического волокна и каналирование в нем лучей

В результате этого в сердцевине фотонно-кристаллического волокна формируются волноводные моды, подобные модам обычных волокон (рис. 3.41).

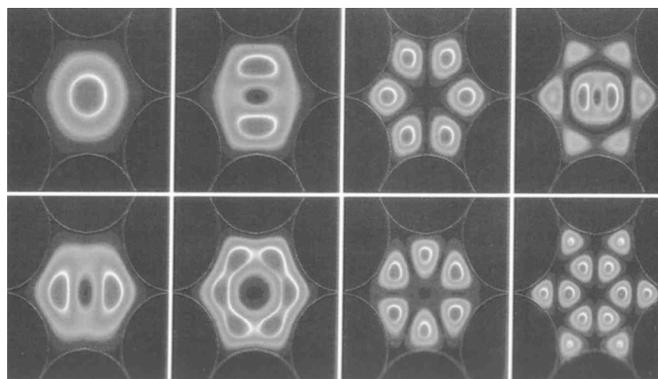


Рис. 3.41. Моды фотонно-кристаллических волокон

На рис. 3.42 показаны поперечные сечения некоторых типов фотонно-кристаллических волокон, обладающих особыми свойствами. Первый тип волокна (см. рис. 3.42, *а*) – многомодовое волокно со сплошным сердечником и большой числовой апертурой NA. Такие волокна могут применяться для накачки волоконных лазеров. Одномодовое фотонно-кристаллическое волокно изображено на рис. 3.42, *б*. В таких волокнах подбором диаметра каналов можно в широких пределах изменять дисперсию. Подобные волокна обладают выраженными нелинейно-оптическими свойствами и применяются в волоконных лазерах, а также для управления оптическими сигналами.

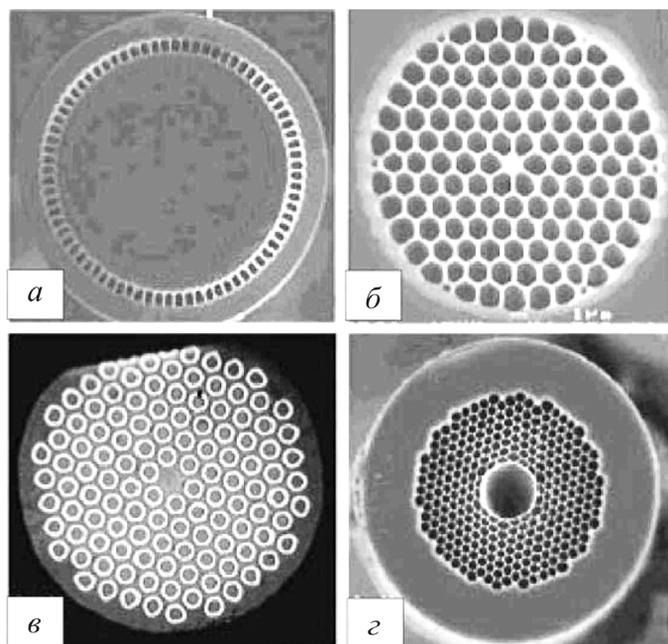


Рис. 3.42. Фотонно-кристаллические волокна

Фотонно-кристаллическое волокно, изображенное на рис. 3.42, *в*, имеет сплошную сердцевину и также обладает выраженными нелинейно-оптическими свойствами. В противоположность ему, у волокна с поллой сердцевинной, показанного на рис. 3.42, *г*, нелинейно-оптические свойства проявляются слабо. Последние два типа волокон применяются в качестве спектральных селекторов и для компенсации дисперсии в волоконных линиях связи.

Некоторые достоинства и недостатки фотонно-кристаллических волокон, по сравнению с обычными, приведены в табл. 3.2.

Таблица 3.2

Сравнительные характеристики обычных
и фотонно-кристаллических волокон

Характеристики	Обычное волокно	ФК-волокно
Числовая апертура NA	0,06	> 0,6 достигнута 0,9 – предел
Диаметр волокна для одно-модового режима, мкм	7 $X = 1540$ нм	> 40 $X = 300-2000$ нм
Площадь сердцевины, мкм ²	50	3–1000
Нелинейные эффекты	полный набор	отсутствуют или ярко выражены
Потери, дБ/км	0,2 близки к теоретическому пределу	10 – достигнуты теоретический предел 0,0005

Из табл. 3.2 видно, что фотонно-кристаллические волокна могут иметь большую числовую апертуру, что облегчает ввод излучения в них. Нелинейно-оптические эффекты в фотонно-кристаллических волокнах могут быть подавлены или, наоборот, усилены. Потери в фотонно-кристаллических волокнах в настоящее время значительно превышают потери в волокнах обычного типа. Это связано с несовершенством фотонно-кристаллической структуры, вызванным сложностью технологического процесса их изготовления. В то же время фотонно-кристаллические волокна с поллой сердцевиной теоретически могут иметь потери на уровне 0,0005 дБ/км.

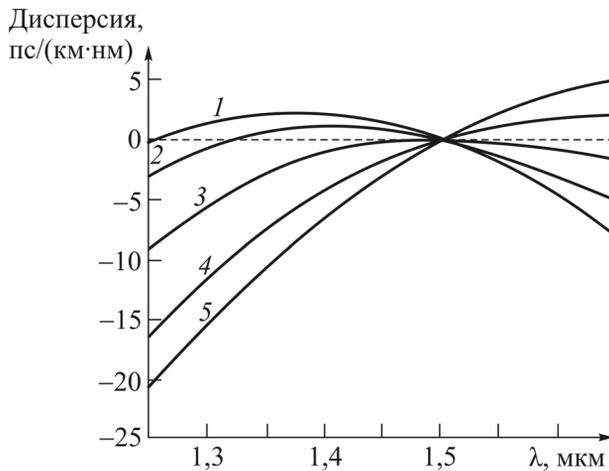


Рис. 3.43. Дисперсия фотонно-кристаллических волокон при различных диаметрах отверстий (диаметр отверстий уменьшается с увеличением номера кривой)

Уникальным свойством фотонно-кристаллических волокон является сильная зависимость дисперсионных свойств от геометрических параметров волокна. Выбор геометрии волокна позволяет реализовать положительную, отрицательную и нулевую дисперсии (рис. 3.43), а также варьировать наклон дисперсионной кривой, поэтому фотонно-кристаллические волокна перспективны для использования в многоканальных волоконных линиях связи для компенсации уширения оптических импульсов.

Фотонно-кристаллические волокна с малой хроматической дисперсией могут быть использованы в перестраиваемых лазерах, а также оптических мультиплексорах и демultipлексорах.

ГЛАВА 4. ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СПЕЦИАЛЬНЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

4.1. Методы изготовления волокон с малыми потерями

Методы изготовления оптических волокон с малыми потерями можно разделить на две большие группы: традиционные стекольные (метод двойного тигля и метод разделения фаз) и новые методы (основанные на процессе химического парафазного осаждения (CVD – Chemical Vapor Deposition)). Традиционные стекольные методы не обеспечивают необходимого уровня чистоты материалов, и изготовленные с их помощью оптические волокна обладают слишком большими потерями (1000–100 дБ/км). Новые методы позволяют создавать материалы чрезвычайно высокой чистоты (CVD-процесс применяется и в полупроводниковой промышленности), и изготовленные с их помощью оптические волокна обладают предельно малыми потерями ($\sim 0,2$ дБ/км на $\lambda = 1550$ нм).

В новых методах производство волокон разделяется на две основные стадии: изготовление заготовки и вытяжка волокна из заготовки. Для вытяжки волокон используются практически одинаковые технологии и оборудование, и все различия в методах изготовления волокон проявляются только на стадии изготовления заготовки. Эти различия обусловлены в основном тем, что для массового производства волокон необходимы заготовки большого размера. Изготавливать их, учитывая относительно небольшие скорости процесса химического парафазного осаждения, достаточно сложно.

Оценим типичный размер и вес заготовки исходя из длины отрезка волокна (до 250 км), который наматывается на раздаточную катушку (длина волокон на транспортировочных катушках 50 км и меньше). Диаметр кварцевой оболочки волокна равен 125 мкм, а плотность кварцевого стекла $2,2$ г/см³. Отсюда получаем, что кварцевое стекло в отрезке волокна длиной 250 км занимает объем 3125 см³ и весит 6875 г.

Заготовка должна весить немного больше (ее еще надо закрепить в установке для вытяжки). Положим для оценки, что она весит 7 кг. При длине 1 м диаметр такой заготовки будет равен примерно 6,3 см (рис. 4.1). Для справки: самая большая заготовка (изготовленная методом VAD – Vapor Axial Deposition) весит около 80 кг (длина 2 м, диаметр 15 см), а общий вес всех заготовок, учитывая, что в линии связи уложе-

но около 100 млн км волокон, составляет около 3000 т. Скорость же вытяжки достигает 1,2 км/мин, и, соответственно, 250 км волокна можно вытянуть за 3,5 ч.

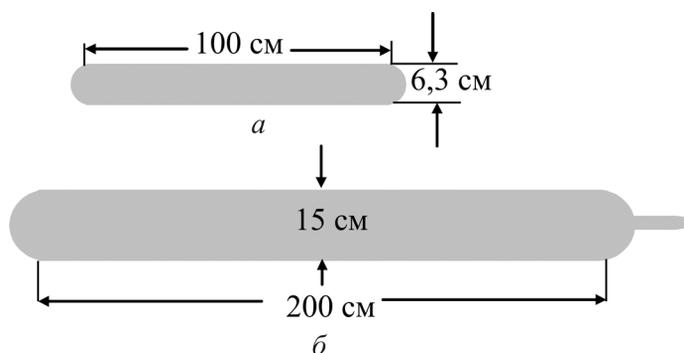


Рис. 4.1. Размеры заготовок для телекоммуникационных волокон: *a* – заготовка весом в 7 кг, из которой можно вытянуть 250 км волокна за 3,5 ч; *б* – самая большая заготовка (изготовленная методом VAD) весом в 80 кг, из которой можно вытянуть 3000 км волокна

Время, затрачиваемое на изготовление заготовок, как правило, велико и ограничено в основном низкой скоростью осаждения слоев кварцевого стекла

$$t = \frac{M}{v_{oc}} = \frac{\left(\frac{\pi D_3^2}{4}\right) L_3}{\frac{\rho}{v_{oc}}}, \quad (4.1)$$

где $M = \left(\frac{\pi D_3^2}{4}\right) L_3 \rho$ – масса осажденного стекла (D_3 – диаметр заготовки, L_3 – длина заготовки, $\rho = 2,2 \text{ г/см}^3$ – плотность стекла); v_{oc} – скорость осаждения слоев.

В различных вариантах CVD-процессов скорость осаждения слоев изменяется в достаточно широких пределах от 0,5 до 6 г/мин. Для того чтобы изготовить рассмотренную нами выше заготовку массой в 7 кг, даже при самой высокой скорости осаждения (~6 г/мин) потребуются весьма значительное время (~20 ч). Если скорость осаждения будет заметно ниже, то изготовить такую большую заготовку только путем осаждения нереально. В этом случае используют комбинированный метод. Сердцевину заготовки из сверхчистого кварцевого стекла изготавлива-

ют с помощью CVD-процесса, а затем на нее надевают кварцевую трубку (жакетируют) или каким-либо другим путем осаждают слой кварцевого стекла.

В настоящее время при производстве телекоммуникационных волокон применяются три основных варианта CVD-процесса:

- внутреннее парафазное осаждение (IVD – Inside Vapor Deposition), его часто обозначают как MCVD – Modified Chemical Vapor Deposition – модифицированное химическое парафазное осаждение;

- внешнее парафазное осаждение (OVD – Outside Vapor Deposition);

- осевое парафазное осаждение (VAD – Vapor Axial Deposition).

Далее мы рассмотрим кратко все эти варианты, но вначале опишем CVD-процесс, с которого началась разработка кварцевых оптических волокон. В нем уже содержались все принципиальные решения, обеспечившие успех новым методам изготовления оптических волокон с малыми потерями.

4.2. CVD-процесс

Впервые CVD-процесс для производства оптических волокон применил Дональд Кек в компании Corning. С помощью этого процесса в конце 1960-х годов ему удалось получить волокна с рекордно малыми потерями (около 20 дБ/км). Это был прорыв, так как после преодоления барьера в 20 дБ/км волоконно-оптическая связь становилась экономически целесообразной. После этого многие компании по всему миру включились в разработку телекоммуникационных волокон.

Вариант CVD-процесса, который использовала компания Corning, в дальнейшем стали называть «внутренним». В нем в качестве кварцевой подложки использовалась опорная трубка, на внутреннюю поверхность которой осаждались слои стеклообразующего окисла SiO_2 и легирующего окисла GeO_2 , образывавшиеся в результате гидролиза в пламени. Для этого в горелку подавали смесь тетраоксида кремния (SiCl_4) и легирующего хлорида (GeCl_4) с кислородом O_2 и горючим газом (рис. 4.2).

Продукты гидролиза в пламени прокачивались через опорную трубку, нагретую в печи до температуры, необходимой для стеклования осаждаемых на нее слоев белой сажи. Меняя концентрацию легирующих хлоридов, можно было менять величину показателя преломления наносимых слоев и создавать заготовки с заданным профилем. После нанесения нужного числа слоев опорная трубка нагревалась до температуры плавления кварцевого стекла и схлопывалась под действием сил поверхностного натяжения в сплошную заготовку (рис. 4.3).

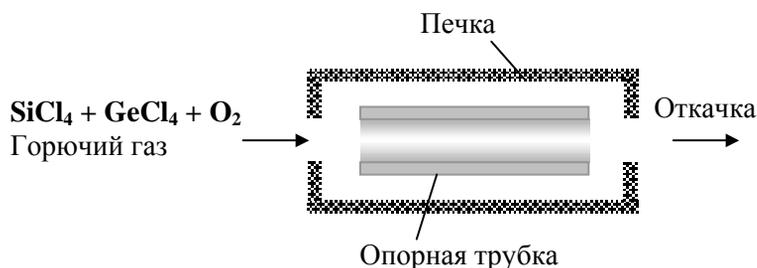


Рис. 4.2. Схема процесса внутреннего химического парафазного осаждения, примененного в компании Corning при изготовлении заготовок оптического волокна

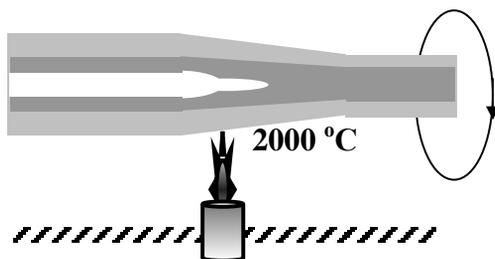


Рис. 4.3. Схлопывание опорной трубки в заготовку

Таким образом были решены две, казалось бы, противоречивые задачи: создание заготовки из сверхчистого кварцевого стекла и одновременно легирование этого стекла примесями для формирования в ней соответствующего профиля показателя преломления.

Возможность получения сверхчистого кварцевого стекла в CVD-процессе обусловлена тем, что тетрахлорид кремния хорошо очищается и кипит при низкой температуре (58 °C), поэтому примеси, которые приводят к дополнительным потерям в рабочем диапазоне длин волн (в основном это примеси тяжелых металлов), остаются преимущественно в жидком состоянии. Напомним, что в полупроводниковой промышленности похожий процесс (реакция паров тетрахлорида кремния с водородом) используется для массового производства сверхчистого кремния. На начальной стадии разработки потери возникали также из-за рассеяния света на пузырьках, образующихся в слоях кварцевого стекла. От этих пузырей удалось избавиться за счет откачки паров из зоны реакции.

Вторую часть задачи удалось решить, подобрав легирующие примеси (германий, бор, фосфор, фтор), которые не вносят заметных потерь в рабочих диапазонах длин волн (0,6–1,6 мкм). Легирование кварцевого стекла может как повышать, так и понижать его показатель преломления. Наиболее распространенной примесью является германий. Именно

его используют для повышения показателя преломления сердцевины SM-волокон. Примеси фосфора также приводят к увеличению показателя преломления, а примеси бора и фтора к его уменьшению. Так в SM-волокнах с депрессированной оболочкой примесь фтора используется для понижения показателя преломления световедущей оболочки (часть оболочки, примыкающая непосредственно к сердцевине).

Хотя метод, запатентованный компанией Corning в 1973 году, был, безусловно, успешным, но он обладал низкой производительностью. Диаметр опорной трубки был меньше дюйма (при длине около метра), а на осаждение нужного числа слоев тратился целый рабочий день. После схлопывания опорной трубки получалась заготовка диаметром около 10 мм и длиной около метра. Из такой заготовки можно вытянуть всего лишь 5–10 км волокна. Для сравнения, строительная длина оптического кабеля в наземных линиях достигает 5 км, а в подводных – в несколько раз больше. Кроме того, этот метод мог быть легко скопирован конкурентами, так как слишком уж напоминал известный в электронике процесс получения чистого кремния.

Метод внутреннего парафазного осаждения (IVD) обладает тремя основными недостатками:

1. Малый диаметр заготовки (~1 см) и низкая скорость осаждения (0,1–0,5 г/мин) ограничивают возможность применения этого метода для массового производства волокон.

2. Для изготовления заготовки необходимо использовать прецизионную опорную трубку.

3. Излишки паров воды, образующиеся в процессе гидролиза в пламени, приводили к увеличению потерь (наиболее сильный пик на $\lambda = 1,37$ мкм).

4.3. Внешнее осаждение (OVD-метод)

В конце 1977 года компания Corning начала разработку метода внешнего парафазного осаждения (OVD), альтернативного методу внутреннего парафазного осаждения (IVD). В нем также используется процесс гидролиза в пламени, но вместо опорной трубки применяется затравочный керамический стержень диаметром 5–10 мм, закрепленный в тепломеханическом станке на расстоянии около 15 см от горелки (рис. 4.4). На этот стержень направляется поток нагретых порошкообразных частиц стекла и легирующих окислов, образующийся в пламени многосопловой горелки. Частицы стекла прилипают к стержню в виде

белой сажи и формируют многослойную микропористую заготовку. Неосевшие порошкообразные частицы стекла и газообразные побочные продукты гидролиза в пламени удаляются через вытяжную трубу. Таким образом, в методе OVD отпадает необходимость в прецизионной сверхчистой кварцевой трубке, и, более того, эти трубки часто изготавливают с помощью OVD-метода.

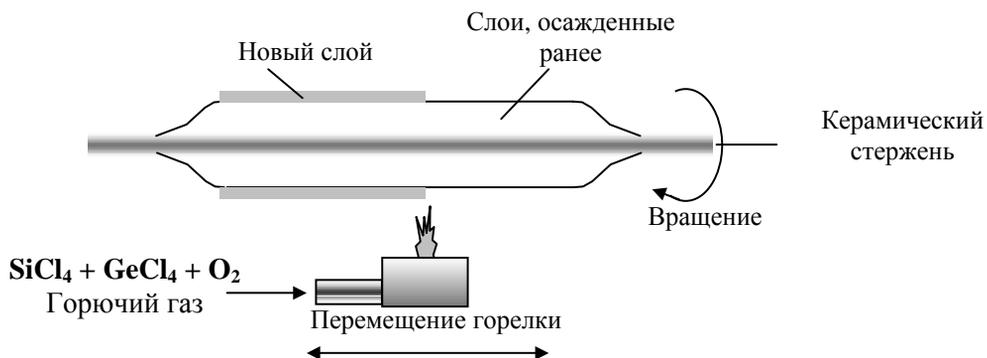


Рис. 4.4. Схема внешнего химического парафазного осаждения (OVD)

После осаждения частиц микропористая заготовка легко снимается с многократно используемого затравочного стержня. Затем она помещается в печь с инертным газом (например, гелием), где остекловывается (при температуре порядка $1500\text{ }^\circ\text{C}$) и дегазуется через поры (рис. 4.5). Газы, вытесняемые из заготовки во время остекловывания, выходят через микропоры и не захватываются в виде пузырьков в полностью остеклованной заготовке.

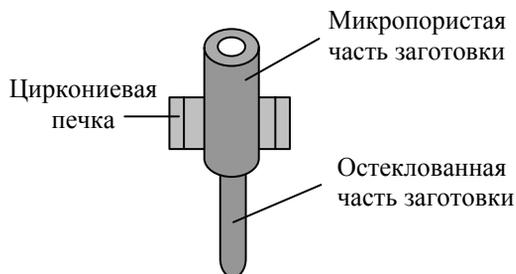


Рис. 4.5. Остекловывание и схлопывание заготовки в методе OVD

Продукты сгорания горючего газа, образующиеся во время осаждения стеклянных микрочастиц, могут внести в заготовку примеси гидроксила ОН (ответственные за пик поглощения на $\lambda = 1,37\text{ мкм}$). Практически все примеси гидроксила удаляются за счет обработки заготовки газообразным хлором в процессе ее остекловывания.

В современной модификации метода OVD – методе внешнего плазменного осаждения (метод PVD – Plasma Outside Deposition) вместо кислородно-водородной горелки применяют плазменную горелку. Это позволяет не только избавиться от появления продуктов сгорания горючего газа, но и существенно повысить рабочую температуру. При этом если выходящий из кислородно-водородной горелки факел состоит из частиц двуокиси кремния, осаждаемых на поверхности в виде белой сажи, то факел, выходящий из плазменной горелки, состоит в основном из частиц монооксида кремния и атомарного кислорода. Эти частицы соединяются, образуя двуокись кремния, и осаждаются на поверхность заготовки уже непосредственно в остеклованном виде.

На последней стадии изготовления заготовки она нагревается до температуры размягчения (~2000 °C), центральное отверстие в заготовке затягивается (схлопывается) и образуется сплошная заготовка. В процессе схлопывания опорной заготовки могут возникнуть два основных типа дефектов. Первый дефект заключается в том, что при схлопывании заготовка стремится деформироваться в стержень эллиптического сечения. Второй дефект проявляется в виде провала в профиле показателя преломления. Этот провал появляется из-за того, что высокая температура, необходимая для размягчения опорной трубки, способствует усилению диффузии легирующей примеси к поверхности слоев и их испарению во внутреннее пространство трубки.

Оба эти дефекта – эллиптичность и провал в профиле показателя преломления – передаются волокну в процессе его вытяжки. Провал в профиле показателя преломления одномодового волокна практически не влияет на его дисперсионные характеристики, так как занимает малую часть модового пятна, и действие эффективно усредняется.

В то же время провал в профиле показателя преломления многомодового (градиентного) волокна (за счет эффекта дифференциальной модовой задержки) существенно ограничивает широкополосность волокна при работе с лазерным источником излучения. Эллиптичность волокна, наоборот, ухудшает в основном характеристики одномодовых волокон (например, увеличивает PMD и потери в сварных соединениях) и практически не влияет на характеристики многомодовых волокон.

В методе OVD устранены все основные недостатки, которыми обладал метод IVD, впервые примененный Corning:

1. Высокая скорость осаждения (3–4 г/мин) в сочетании с возможностью значительного увеличения размеров заготовки делает перспек-

тивным его применение для массового производства телекоммуникационных волокон.

2. Заготовки производятся без использования опорных трубок, и, кроме того, метод OVD позволяет изготавливать прецизионные кварцевые трубки.

3. Примеси гидроксильных ионов (ОН) удаляются в процессе остекловывания заготовки путем обработки ее хлором.

4.4. Осевое осаждение (VAD-метод)

Японские компании (Sumitomo, Hitachi, Fujikura, Furukawa) сосредоточили свои усилия на разработке метода осевого (аксиального) парафазного осаждения (VAD) как наиболее подходящего для массового производства телекоммуникационных волокон. Этот метод, называемый также методом Вернейля, позволяет изготавливать заготовки неограниченной длины. Заготовка растет в осевом направлении, а профиль показателя преломления задается путем изменения концентрации примесей по радиусу (рис. 4.6).

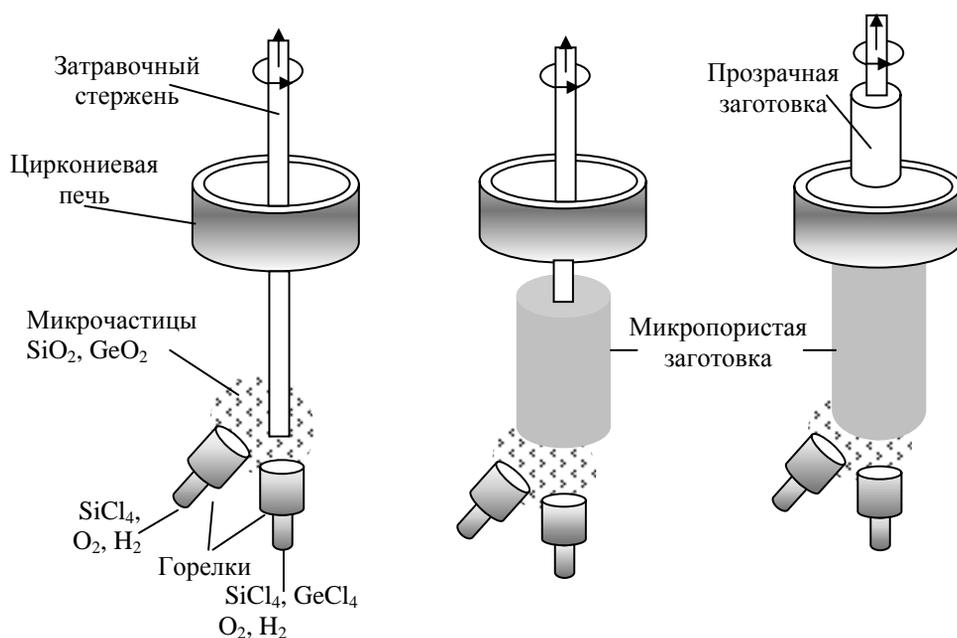


Рис. 4.6. Схема изготовления заготовки методом VAD

Для формирования заготовки используется несколько кислородно-водородных горелок – таких же, как и в методе OVD. Соответственно, повышается и производительность метода (до 4–6 г/мин). Одна горелка оса-

ждает продукты гидролиза в пламени на торцевую поверхность затравочного стержня, формируя сердцевину заготовки. Тут же, непосредственно после образования микропористой сердцевины заготовки с помощью дополнительных горелок, формируется и оболочка заготовки (рис. 4.7). Далее микропористая заготовка нагревается в печи примерно до 1600 °С, и в результате стеклования получается прозрачная заготовка.

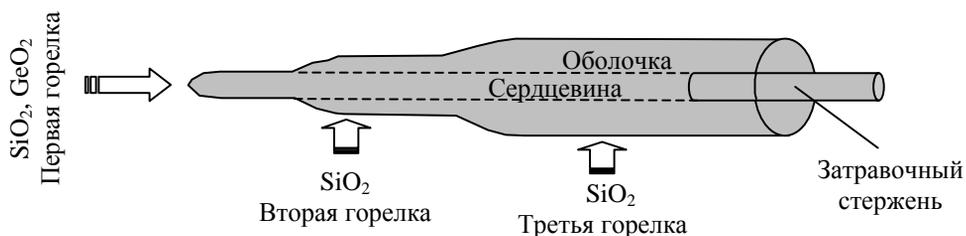


Рис. 4.7. Схема нанесения слоев на заготовку в VAD-методе

Так как в методе VAD отсутствует операция схлопывания заготовки, то отсутствует и провал в профиле показателя преломления. Основное же достоинство этого метода в его высокой производительности – более 25 % волокон, уложенных в линии связи по всему миру, изготовлены с помощью метода VAD (рис. 4.7). В то же время его широкому промышленному внедрению препятствует сложность автоматизированной системы управления, обусловленная многочисленностью параметров, подлежащих контролю и регулированию.

4.5. Внутреннее осаждение (MCVD-метод)

В Bell Laboratory с 1972 года кварцевые оптические волокна создавались специалистами, хорошо знакомыми с технологией парафазного осаждения кремниевых пленок в полупроводниках. В Bell Laboratory, так же как и в Corning, начали с разработки внутреннего метода CVD, но в этом методе им удалось продвинуться немного дальше и создать более совершенный вариант, который принято называть модифицированным химическим парафазным осаждением MCVD. Причем детали технологии MCVD были опубликованы в открытой печати в 1974 году.

В MCVD-методе газовая горелка находится снаружи (рис. 4.8), и пары воды, образующиеся в ее пламени, не попадают в слои стекла, осаждающиеся за счет теплового окисления внутри опорной трубки. Напомним, что в варианте внутреннего метода, применявшегося в Corning

ing, использовался процесс гидролиза в пламени и не была решена проблема удаления излишков паров воды, попадавших в слои осажденного стекла из пламени горелки.

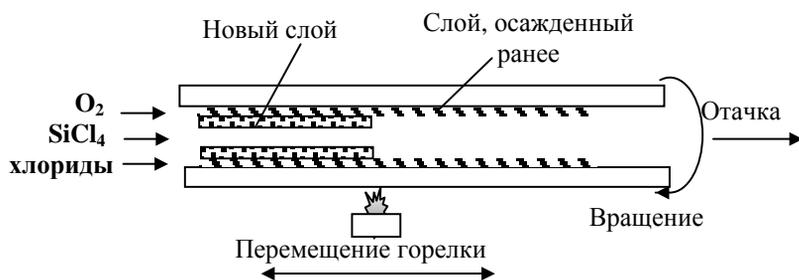


Рис. 4.8. Схема модифицированного химического парафазного осаждения (MCVD)

Однородность геометрических параметров заготовки в значительной степени определяется однородностью геометрических параметров опорной трубки, поэтому изготовление заготовки начинается с отбора опорных трубок (допускаются: вариации диаметра менее 2 %, эллиптичность менее 1 %, изгиб менее 1 мм/м). Отобранная опорная трубка промывается плавиковой кислотой и дистиллированной водой, высушивается и закрепляется горизонтально в патронах тепломеханического станка. Вдоль вращающейся опорной трубки (60 об/мин) со скоростью 20 см/мин перемещается кислородно-водородная горелка, обеспечивающая температуру нагревания трубки в горячей зоне 1500–1700 °С, достаточную для осаждения на нее слоев SiO_2 и GeO_2 . Вращение трубки обеспечивает ее равномерный прогрев по сечению и осесимметричное осаждение окислов на ее внутренней поверхности.

Процесс начинается с полировки опорной трубки в пламени горелки. Затем в трубку подается парогазовая смесь, образующаяся при прокачке кислорода через смесители, заполненные жидкими галоидами кремния, германия и т.д. Закон изменения смеси во времени зависит от типа изготавливаемого волокна. В горячей зоне происходит осаждение окислов SiO_2 и GeO_2 и других оксидов в виде ультрачистого мелкодисперсного порошка (белой сажи). При повторном движении горелки вдоль трубки порошок проплавляется, превращаясь в слой стекла толщиной 1–10 мкм.

После осаждения заданного программой числа слоев температура горячей зоны увеличивается до 1900–2100 °С (за счет замедления скорости движения горелки), опорная трубка размягчается и схлопывается

под действием поверхностных сил в сплошной стеклянный цилиндр – заготовку. В сечении заготовка представляет собой увеличенную в сотни раз структуру оптического волокна с соответствующим профилем показателя преломления. Чем больше диаметр заготовки, тем труднее поддерживать аксиальную симметрию заготовки в процессе ее схлопывания и тем больше требуется на это времени. На схлопывание опорной трубки диаметром 2 см и длиной 1 м затрачивается примерно 30 мин.

4.6. Размер заготовок и время, затрачиваемое на их изготовление

Максимальная скорость осаждения слоев стекла в MCVD почти на порядок меньше, чем в методах VAD и OVD, и составляет всего лишь 0,5–1 г/мин. Это слишком маленькая скорость для того, чтобы можно было волокно изготавливать целиком с помощью CVD-процесса. Для оценки: один километр волокна (без покрытия) весит около 27 г, и для того, чтобы осадить такое количество стекла при скорости осаждения 0,5 г/мин, потребуется почти час времени. Такие временные затраты, может быть, еще допустимы при изготовлении многомодовых волокон (ММ), но неприемлемы при изготовлении одномодовых волокон (SM), где счет идет на многие десятки километров.

Однако, так как свет распространяется в основном в сердцевине волокна, нет необходимости изготавливать волокно целиком из сверхчистого кварцевого стекла. Достаточно с помощью CVD-процесса изготовить только сердцевину и световедущую оболочку волокна (часть оболочки, куда частично проникает свет, распространяющийся в сердцевине). А остальную часть волокна, которая определяет только геометрические и механические характеристики волокна, образовать из опорной трубки.

У SM-волокон и диаметр сердцевины ($D_{\text{сер}} = 8\text{--}9$ мкм), и диаметр световедущей оболочки ($D_{\text{с.о}} \sim 30$ мкм) существенно меньше диаметра кварцевой оболочки ($D_0 = 125$ мкм). У градиентных волокон диаметр сердцевины ($D_{\text{сер}} = \frac{50}{62,5}$ мкм) сравним с диаметром световедущей оболочки и всего лишь в два раза меньше диаметра кварцевой оболочки волокна D_0 (рис. 4.9).

Так как основное время, при изготовлении заготовки MCVD-методом, тратится на осаждение слоев стекла, то, соответственно, на изготовление заготовок для SM-волокон требуется намного меньше времени, чем на изготовление заготовок (с тем же диаметром) для

ММ-волокон. Диаметр же заготовки (для одного и того же типа волокон) получается тем больше, чем больше опорная трубка, из которой изготавливают эту заготовку. Типичные размеры опорных трубок: внешний диаметр 20–25 мм, внутренний – 16–20 мм, длина ~1 м.

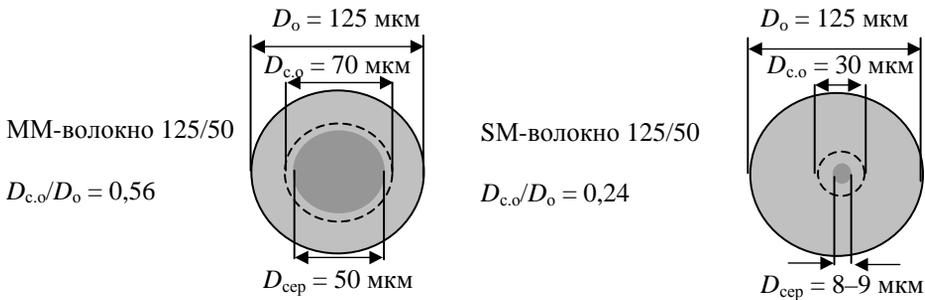


Рис. 4.9. Поперечные сечения многомодовых и одномодовых волокон

Рассчитаем параметры заготовки для градиентного волокна 125/50, полученной из опорной трубки с внешним диаметром $B_1 = 25$ мм и внутренним диаметром $B_2 = 20$ мм (рис. 4.10). Для этого запишем условие сохранения объема стекла в опорной трубке

$$\left(\frac{\pi}{4}\right)(d_o^2 - d_{c.o.}^2) = \left(\frac{\pi}{4}\right)(B_1^2 - B_2^2) \quad (4.2)$$

и условие того, что профиль показателя преломления заготовки отличается от профиля показателя преломления вытягиваемого из нее волокна только масштабом

$$\frac{d_{c.o.}}{d_o} = \frac{D_{c.o.}}{D_o} = 0,56. \quad (4.3)$$

Диаметр заготовки d_o определяет длину волокна L , которое можно вытянуть из этой заготовки, а диаметр световедущей оболочки заготовки $d_{c.o.}$ – время, затрачиваемое на осаждение кварцевого стекла:

$$L = \left(\frac{d_o}{D_o}\right)^2 L_3, \quad (4.4)$$

$$t = \frac{\left(\frac{\pi}{4}\right) d_{c.o.}^2 L_3 \rho}{v_{oc}}. \quad (4.5)$$

Из первых двух уравнений находим величину диаметра заготовки $d_o = 18$ мм и диаметра световедущей оболочки заготовки $d_{c.o} = 10$ мм. Подставив эти значения в (4.3) и (4.4), находим (при $L_3 = 1$ м) длину вытянутого волокна $L = 21$ км и время, затрачиваемое на изготовление заготовки, $t = 6$ ч (при $v_{oc} = 0,5$ г/мин). Таким образом, возможность увеличения диаметра заготовки для ММ-волокон ограничивается в первую очередь временем, затрачиваемым на осаждение световедущей оболочки и сердцевины волокна.

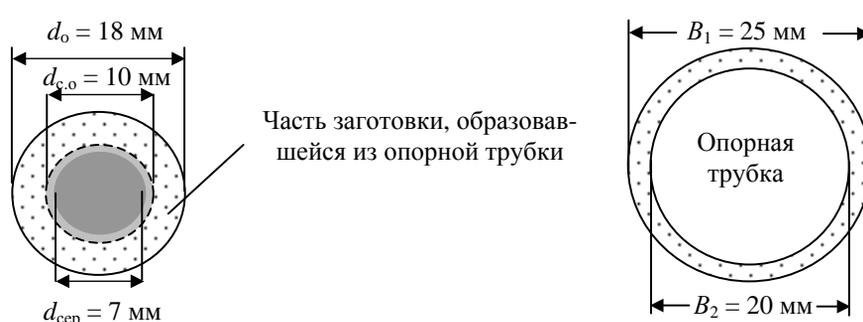


Рис. 4.10. Опорная трубка и образованная с ее помощью заготовка для ММ-волокна (50/125)

Аналогично рассчитываются параметры заготовки для SM-волокна. Отличие только в том, что во втором уравнении отношение диаметров оболочек будет примерно в два раза меньше: $\frac{d_{c.o}}{d_o} = \frac{D_{c.o}}{D_o} = 0,24$. При та-

кой же опорной трубке, как и в предыдущем примере ($B_1 = 25$ мм и $B_2 = 20$ мм), диаметр заготовки для SM-волокон (d_o) получается равным 16,4 мм, и из нее можно вытянуть примерно 17 км SM-волокна (при $L_3 = 1$ м). Диаметр же световедущей оболочки ($d_{c.o} = 0,24 \cdot d_o = 3,9$ мм) при этом будет существенно меньше диаметра световедущей оболочки заготовки для ММ-волокна (рис. 4.11). Соответственно, на осаждение слоев стекла для создания световедущей оболочки в заготовке для SM потребуется значительно меньше времени (1 ч при $v_{oc} = 0,5$ г/мин).

Диаметр заготовки и, соответственно, длина вытянутого волокна быстро уменьшаются с уменьшением диаметра опорной трубки и толщины ее стенок. Так, при использовании опорной трубки с внешним диаметром $B_1 = 20$ мм и внутренним $B_2 = 16$ мм диаметр заготовки для SM-волокна получится равным 10 мм, и из нее можно будет вытянуть только около 6 км волокна (при $L_3 = 1$ м).

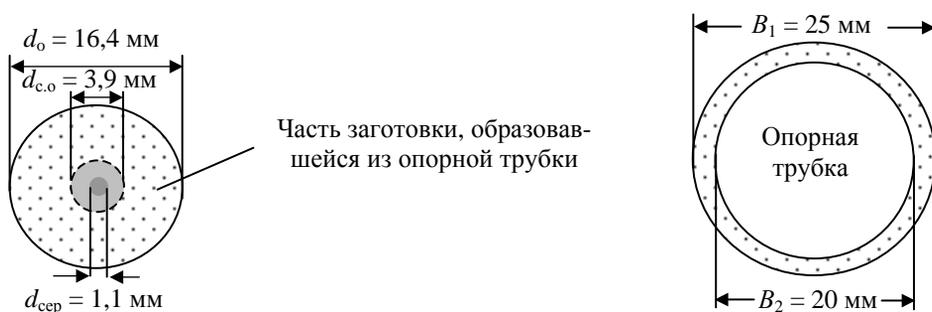


Рис. 4.11. Опорная трубка и образованная с ее помощью заготовка для SM-волокна.

4.7. Жакетирование заготовок

Как видно из рис. 4.11, большая часть заготовки для SM-волокна образуется из опорной трубки. При этом время, затрачиваемое на осаждение стекла (~1 ч), не слишком велико, и, следовательно, имеется возможность увеличить диаметр заготовки. Например, так как диаметр заготовки получился меньше внутреннего диаметра опорной трубки, можно вставить заготовку в такую же опорную трубку и затем схлопнуть (жакетировать) опорную трубку на эту заготовку. При этом, конечно, необходимо увеличить толщину осажденных в заготовке слоев стекла так, чтобы получить необходимое соотношение между диаметром конечной заготовки и диаметром ее световедущей оболочки.

Увеличение диаметра заготовки за счет нанесения дополнительного кварцевого покрытия (жакетирования) позволяет значительно сократить время изготовления больших заготовок. Диаметр заготовки обычно увеличивают, схлопывая на нее кварцевую трубку или осаждая снаружи слои кварцевого стекла, аналогично тому как это делается при изготовлении заготовок методом OVD (рис. 4.12).

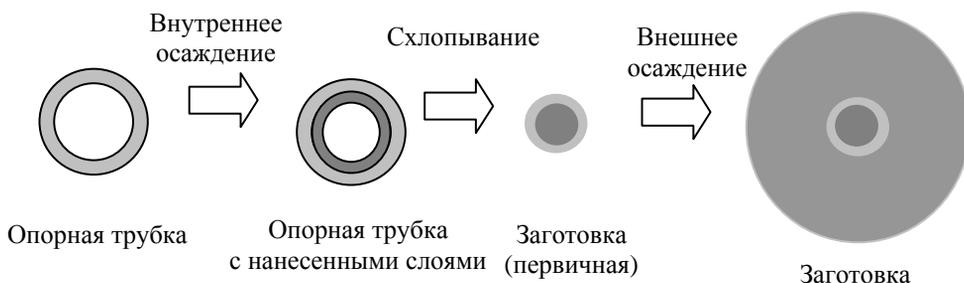


Рис. 4.12. Схема увеличения диаметра первичной заготовки путем ее жакетирования

Метод MCVD позволяет изготавливать заготовки высшего качества для волокон всех типов, поэтому, а также потому, что информация с самого начала была общедоступной, MCVD был доведен до промышленного уровня и используется во всем мире для массового производства оптических волокон.

4.8. Плазменное внутреннее осаждение (PCVD-метод)

Наиболее перспективным методом изготовления заготовок является плазменный метод внутреннего осаждения (PCVD – Plasma Chemical Vapor Deposition). Он позволяет формировать профиль показателя преломления волокон с точностью, недостижимой другими методами, мало подвержен влиянию окружающей среды и хорошо подходит для промышленного производства оптических волокон всех типов.

Особый интерес PCVD-метод представляет при производстве волокон, обладающих сложной формой профиля показателя преломления, например NZDS-волокон. В настоящее время PCVD-метод применяется в компании YOFC (Yangtze Optical Fiber and Cable Company Ltd, Китай) для производства практически всех известных типов волокон. Схематически процесс изготовления волокна изображен на рис. 4.13.



Рис. 4.13. Основные стадии изготовления волокна с использованием метода PCVD

В PCVD-методе для активации процесса внутреннего химического осаждения используется неизотермическая плазма низкого давления (~ 10 мбар $\approx 10^{-3}$ атм). Плазма образуется с помощью СВЧ-резонатора в смеси паров SiCl_4 , GeCl_4 , C_2F_6 (фреон) и O_2 , прокачиваемых через опорную трубку (рис. 4.14). На возбуждение плазмы затрачивается мощность порядка нескольких киловатт, излучаемая магнетроном на частоте около 2,5 ГГц.

Тетрахлорид кремния (SiCl_4), взаимодействуя при высокой температуре с кислородом, образует сверхчистое кварцевое стекло (SiO_2). В реакции галоидов германия (GeCl_4) с кислородом образуется примесь двуокиси германия (GeO_2), увеличивающая показатель преломления сердцевины волокна. Для понижения показателя световедущей оболочки используется фтор, образующийся при окислении фреона.

В неизотермической плазме температура электронов (~10 000 °С) значительно превышает температуру ионов (~1200 °С), которая близка к температуре опорной трубки, нагреваемой с помощью печки. Образующиеся в плазме частицы монооксида кремния, атомарного кислорода и примесей галоидов диффундируют к стенке опорной трубки и осаждаются на ее поверхности. Скорость осаждения порядка 1–2 г/мин, т.е. примерно в три раза выше, чем в MCVD-методе.

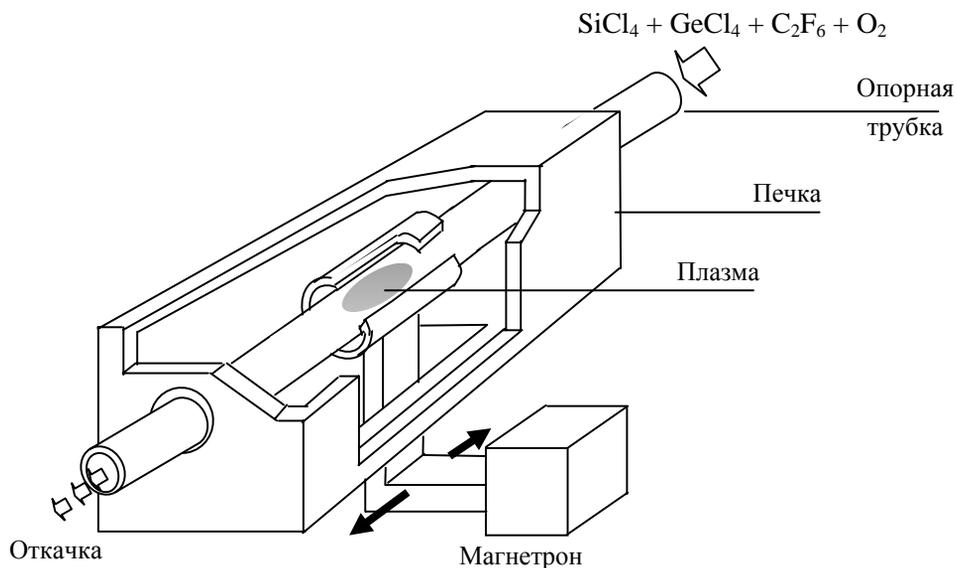


Рис. 4.14. Парафазное осаждение, активированное микроволновой плазмой

При воссоединении частиц на стенке опорной трубки выделяется дополнительное тепло, поэтому реакция окисления идет сразу с образованием стеклянных слоев, минуя порошковую стадию. При этом можно увеличить скорость движения горячей зоны до 10 м/мин (в MCVD-методе она порядка 20 см/мин) и, соответственно, увеличить число осажденных слоев.

Число осажденных слоев во многих случаях является важнейшим параметром, характеризующим качество заготовки. Для волокон со ступенчатым профилем показателя преломления оно не так существенно. Однако для того, чтобы изготовить волокна с более сложной формой профиля показателя преломления (градиентные многомодовые волокна или NZDS-волокна с треугольным профилем), число осажденных слоев должно быть достаточно велико.

Число осажденных слоев прямо пропорционально скорости движения горячей зоны v_3 и времени осаждения слоев t

$$N = \frac{tv_3}{L_3} \quad (4.6)$$

В MCVD-методе при изготовлении одномодового волокна (без жакетирования) на осаждение слоев затрачивается примерно 1 ч. За это время, при скорости движения горячей зоны $v_3 = 20$ см/мин и длине заготовки $L_3 = 1$ м, можно осадить 12 слоев кварцевого стекла. При больших объемах производства заготовка обычно жакетируется. В этом случае объем осажденных слоев, время осаждения и число слоев увеличиваются в несколько раз.

Однако радикально увеличить число осажденных слоев можно только снизив существенно скорость перемещения горячей зоны. В PCVD-методе энергия передается непосредственно реагирующим газам, минуя стадию передачи тепла через стенки опорной трубки. В результате, как уже говорилось, скорость движения горячей зоны увеличивается до 10 м/мин. При такой скорости за 5 ч можно осадить около 3000 слоев, что позволяет создавать профили показателя преломления с точностью, не достижимой другими методами.

4.8.1. Схлопывание опорной трубки

Следующая стадия состоит в преобразовании опорной трубки вместе с осажденными в ней слоями в сплошной стеклянный стержень (рис. 4.15).

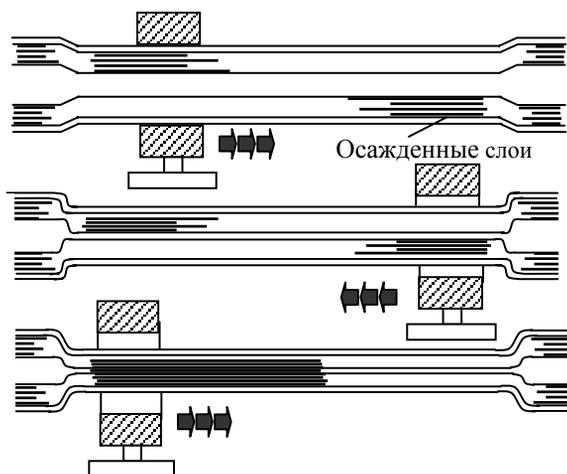


Рис. 4.15. Схлопывание опорной трубки в сплошной стеклянный стержень

Схлопывание опорной трубки происходит под действием сил поверхностного натяжения. Для этого она нагревается с помощью графитовой печи до температуры размягчения кварцевого стекла (~2200 °С). При перемещении печи вдоль оси опорной трубки силы поверхностного натяжения постепенно сжимают размягченную трубку в сплошной стеклянный стержень.

Основное преимущество графитовой печи (по сравнению с кислородно-водородной горелкой) состоит в том, что она создает в зоне нагрева аксиально-симметричное распределение температуры. Для получения симметричного распределения температуры не только снаружи, но и внутри опорной трубки она вращается вокруг своей оси. Кроме того, давление внутри трубки в процессе схлопывания регулируется с помощью компьютера. Таким образом удастся получать заготовки с достаточно малой величиной эллиптичности оболочки и эксцентриситета сердцевины.

Нагревание опорной трубки до температуры плавления кварцевого стекла в процессе ее схлопывания приводит к появлению еще одного негативного эффекта – провалу в центре профиля показателя преломления. Происходит это из-за того, что последние слои, образующие сердцевину заготовки, частично испаряются. А так как скорость испарения GeO_2 выше, чем у SiO_2 , то показатель преломления вблизи оси заготовки понижается. Для того чтобы ослабить влияние этого негативного эффекта, внутренняя часть опорной трубки в процессе схлопывания заполняется смесью фреона с кислородом. В результате провал в профиле показателя преломления становится менее глубоким и более плавным.

4.8.2. Изготовление преформы RIT

В одномодовых волокнах сердцевина и окружающая ее часть световедущей оболочки занимают всего лишь несколько процентов от всего объема волокна. Основная же часть оболочки определяет только механические свойства волокна, поэтому увеличение объема преформ путем их жакетирования позволяет значительно увеличить производительность процесса изготовления одномодовых волокон. При этом только световедущая часть заготовки, где предъявляются наиболее высокие требования к чистоте материала, изготавливается с помощью CVD-процесса (рис. 4.16).

Схема изготовления преформы RIT (rod in tube) – стержень в трубке – изображена на рис. 4.17. Преформа, полученная после схлопывания опорной трубки, помещается в высококачественную кварцевую трубку, изготовленную OVD-методом. Такой способ изготовления заготовок принято

называть синтетической кварцевой технологией. Она сочетает в себе достоинства как внутреннего (PCVD), так и внешнего (OVD) методов осаждения слоев сверхчистого кварцевого стекла.

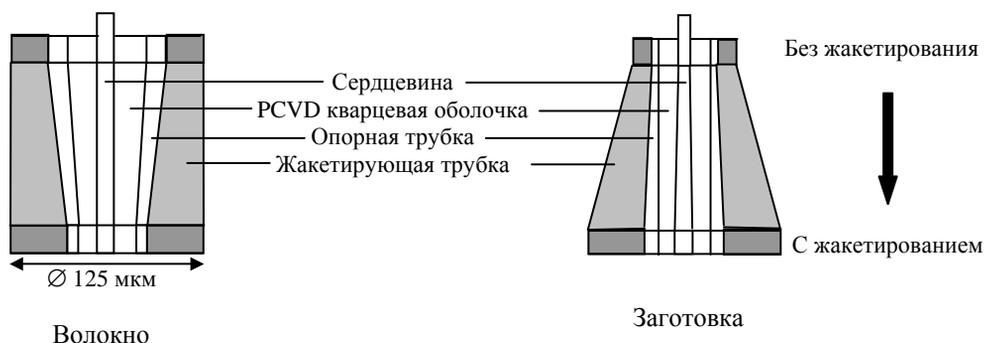


Рис. 4.16. Поперечные сечения волокна и заготовок, изготовленных с применением операции жакетирования и без этой операции



Рис. 4.17. Изготовление преформы RIT – стержень в трубке

Для того чтобы избежать появления эксцентриситета сердцевинки относительно оболочки, производится юстировка внутреннего стержня RIT-преформы относительно его жакетирующей оболочки. В печь вытяжной колонки устанавливается еще не схлопнутая RIT-преформа, внутри которой поддерживается вакуум. При вытяжке волокна внутренний стержень юстируется так, чтобы обеспечить постоянство зазора между ним и жакетирующей оболочкой. Таким образом удается добиться высоких геометрических характеристик волокна, т.е. малой эллиптичности оболочки и малого эксцентриситета сердцевинки относительно оболочки.

Принцип вытяжки волокон достаточно прост: конец заготовки нагревают до температуры плавления кварцевого стекла, а затем из него вытягивают тонкую нить. Охлаждаясь на воздухе, тонкая кварцевая

нить быстро стеклуется и перестает удлиняться, что и обеспечивает возможность получения волокон с постоянным по длине диаметром. Температура подбирается так, чтобы можно было производить принудительную вытяжку. В этом случае форма профиля показателя преломления волокна получается близкой к форме профиля показателя преломления исходной заготовки.

Для нагревания конца заготовки в настоящее время применяются в основном циркониевые печи с индукционным нагревателем. Нагреть конец кварцевой заготовки до нужной температуры можно также с помощью более доступных источников тепла – кислородно-водородного пламени или графитовой печи. Однако при нагреве с помощью кислородно-водородного пламени нестабильность пламени увеличивает флуктуации диаметра оболочки волокна, а образующаяся как побочный продукт вода ухудшает состояние поверхности волокна.

Нагрев кварцевых заготовок с помощью графитовой печи также может приводить к их загрязнению, так как температура, необходимая для размягчения кварца, настолько высока, что способна вызвать взаимодействие SiO_2 с углеродом. Циркониевые же печи с индукционным нагревателем, как и графитовые печи, обладают теплотворной способностью, достаточной для вытягивания волокон из больших заготовок, но приводят к меньшему загрязнению волокон.

Преформа устанавливается на вершине колонки для вытяжки волокон и медленно вдвигается в печку, разогретую до температуры порядка 2100 °С. Нижний конец преформы размягчается так, что из него можно вытягивать нити нужного диаметра (125 мкм). При этом форма профиля показателя преломления сохраняется, несмотря на огромное изменение масштаба в поперечном направлении.

На выходе из печи установлено лазерное устройство, с помощью которого измеряется диаметр кварцевой оболочки волокна (рис. 4.18). Сигнал с выхода этого устройства используется для коррекции скорости вытяжки волокна.

Сразу после измерения диаметра кварцевой оболочки на волокно наносится двухслойное покрытие, отверждаемое УФ-излучением. Первый слой покрытия мягкий, а второй более твердый. Такое двухслойное покрытие препятствует появлению в волокне микроизгибов в широком диапазоне температур. Концентричность наносимых на волокно покрытий контролируется по картине дифракции излучения He–Ne-лазера.

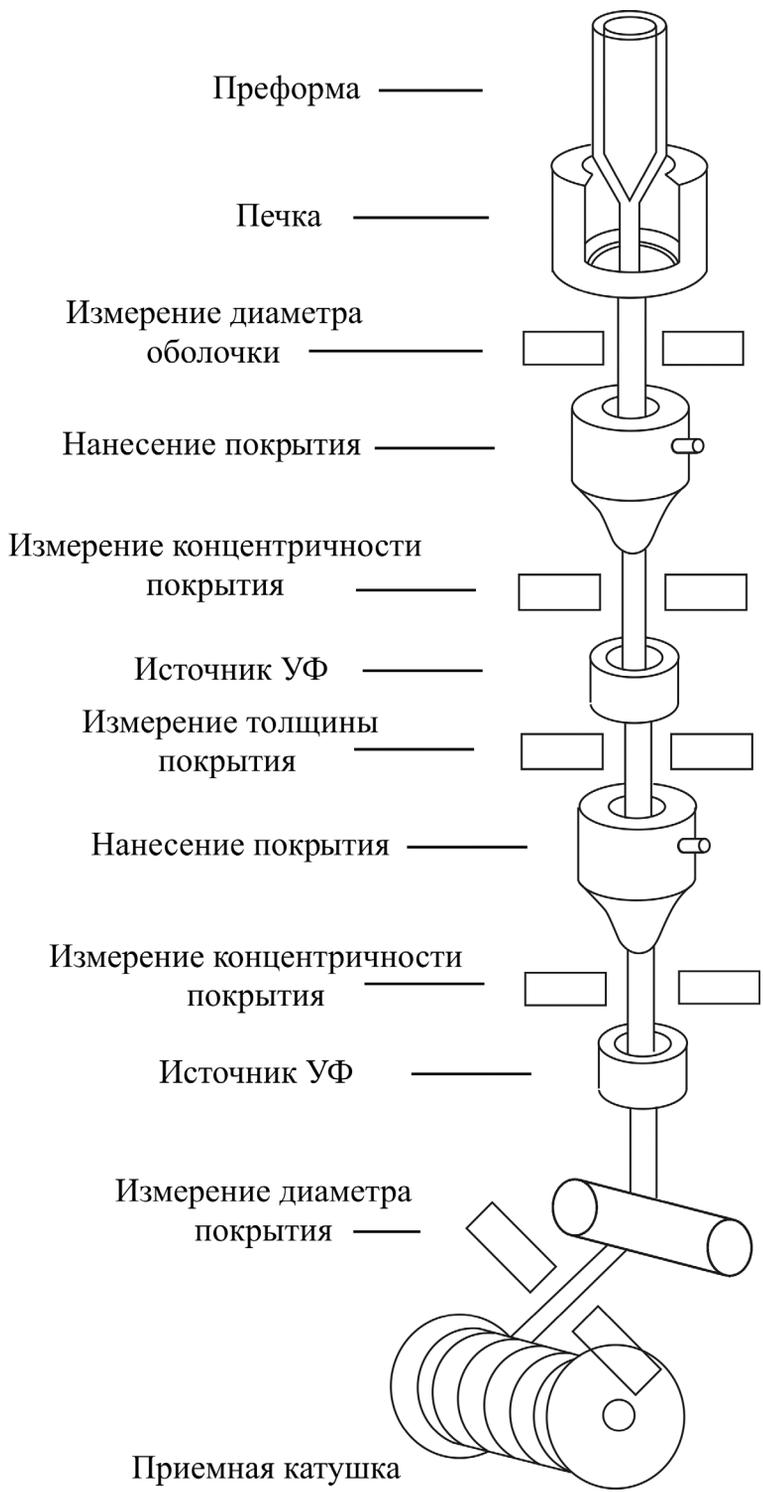


Рис. 4.18. Схема установки для вытяжки волокон (компания YOFC)

Типы волокон, изготавливаемых PCVD-методом:

Тип волокна	Стандарт на волокно
Стандартное одномодовое волокно (SM) с согласованной оболочкой (matched cladding)	ITU-T Rec. G.652 IEC 793-2, B. 1.1
Многомодовое градиентное волокно 50/125 мкм (MM)	IEC 793-2, A1a
Многомодовое градиентное волокно 62,5/125 мкм (MM)	IEC 793-2, A1b
Волокно со смещенной дисперсией (DS)	ITU-T Rec. G.653
Волокно с ненулевой смещенной дисперсией (NZDS)	ITU-T Rec. G.655
Волокно для компенсации дисперсии (DC)	

4.9. Внутреннее осаждение и плазменное жакетирование (APVD-метод)

Компания Alcatel разработала вариант метода внутреннего осаждения, предназначенного специально для создания больших заготовок. Его принято называть методом APVD (Advanced Plasma and Vapor Deposition). В APVD-методе небольшая первичная заготовка изготавливается MCVD-методом, а затем внешним плазменным осаждением кварцевого стекла она преобразуется в большую заготовку. Компания Alcatel имеет заводы по производству волокна не только во Франции, но и в США, Германии, Бразилии и Швейцарии. Начато строительство такого завода и в России.

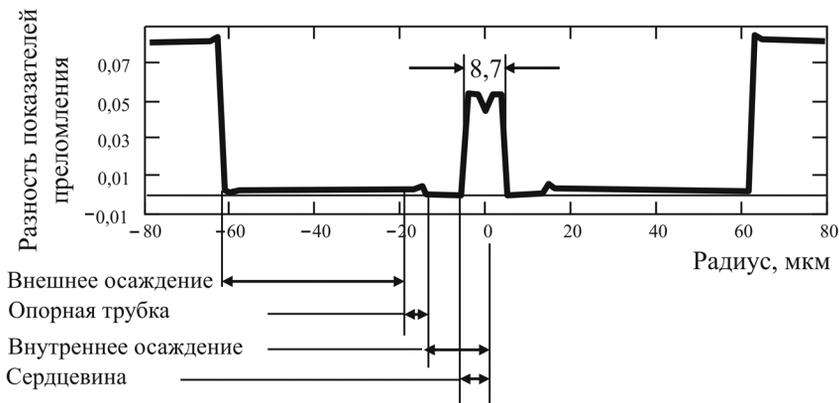


Рис. 4.19. Профиль показателя преломления SM-волокна, изготовленного методом APVD

На рис. 4.19 изображен профиль показателя преломления SM-волокна, изготовленного APVD-методом. По рисунку видно, что большая часть волокна (~90 %) получена плазменным осаждением, а из опорной трубки образована лишь малая часть волокна порядка нескольких процентов. При этом, хотя диаметр первичной заготовки (полученной MCVD-методом)

примерно в три раза меньше диаметра конечной заготовки, все равно основное время тратится на ее изготовление. Поэтому, для того чтобы разгрузить установку для внутреннего осаждения стекла, схлопывание первичной заготовки осуществляется на отдельной установке (рис. 4.20).

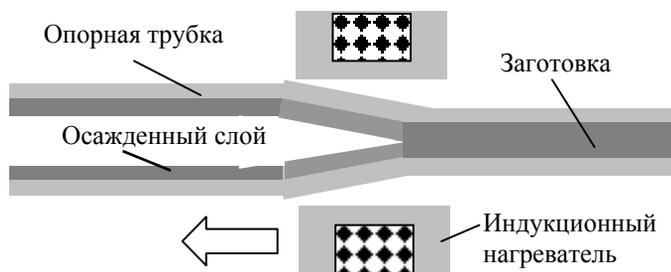


Рис. 4.20. Схлопывание опорной трубки в заготовку с помощью индукционного нагревателя

Нагревание опорной трубки в этой установке осуществляется с помощью индукционного нагревателя. Такой нагреватель обеспечивает более осесимметричное распределение температуры в зоне нагрева, чем кислородно-водородная горелка, что наряду с прецизионной регулировкой давления инертного газа внутри опорной трубки обеспечивает получение заготовок с малой эллиптичностью.

Для нанесения дополнительного кварцевого покрытия на первичную заготовку используется кварцевый порошок – недорогой и простой в обращении материал. Он осаждается с помощью плазменной горелки с температурой в плазменном сгустке порядка 10 000 °С, что обеспечивает высокую скорость осаждения (рис. 4.21). Таким способом удастся создавать заготовки с внешним диаметром до 70 мм. Из заготовки длиной 1 м и диаметром 70 мм можно вытянуть около 300 км волокна.

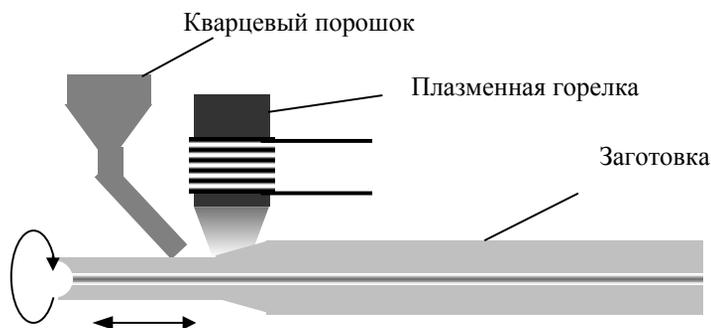


Рис. 4.21. Осаждение кварцевого стекла на заготовку с помощью плазменной горелки

Преимущество метода APVD наиболее отчетливо проявляются при производстве заготовок для SM-волокон. Как уже отмечалось выше, в заготовках для SM-волокон на световедущую оболочку приходится менее 10 % от всего объема заготовки, и, следовательно, только эту часть заготовки необходимо изготавливать с помощью CVD-процесса. Остальные же 90 % объема заготовки определяют только геометрические и механические характеристики волокна, и при изготовлении этой части заготовки можно использовать более производительные методы, например плазменное оплавление кварцевого порошка, как это делает Alcatel.

Установка для вытяжки волокна схематически изображена на рис. 4.22. Масштаб на рисунке сильно искажен, реально высота установки значительно превышает ширину ее основания. Такие установки обычно размещают на нескольких этажах здания.

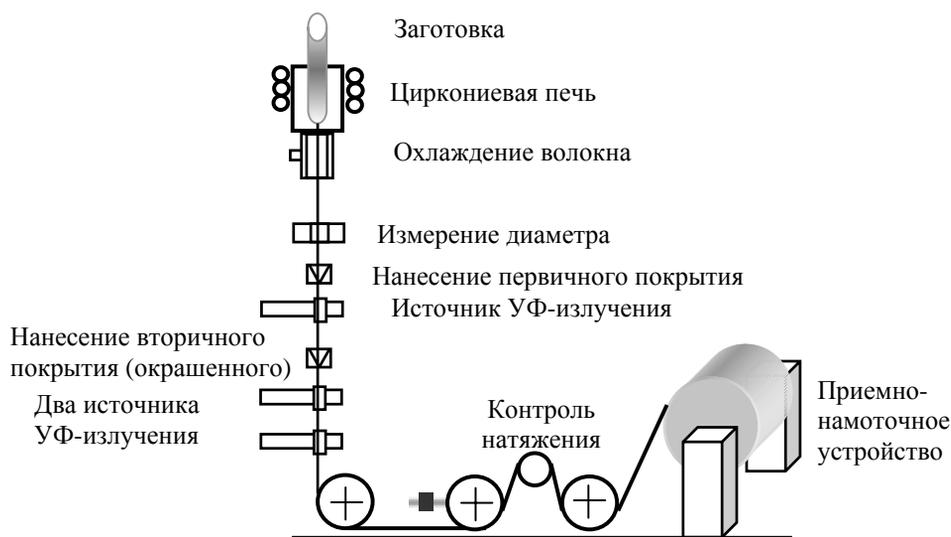


Рис. 4.22. Схема установки для вытяжки волокна

Волокно вытягивается из разогретого до 1900–2100 °С нижнего конца заготовки в виде расплавленной стеклянной луковицы. Температура стабилизируется микроконтроллером, управляющим печью. Механизм ввода заготовки в печь обеспечивает юстировку заготовки по поперечным координатам и ее подачу сверху вниз по мере вытяжки волокна.

При вытяжке волокна необходимо решить две основные задачи: добиться высокой однородности диаметра волокна (допуск на диаметр ± 1 мкм) и защитить поверхность кварцевой оболочки от появления на ней дефектов (царапин, пылинок и т.д.). В процессе вытяжки диаметр

волокна измеряется с высокой точностью с помощью датчика диаметра (по картине дифракции лазерного излучения). По сигналам от датчика диаметра микроконтроллеры управляют приводом подачи заготовки, скоростью вытяжки и скоростью намотки волокна в приемно-намоточном устройстве.

Прочность кварцевой нити сильно зависит от состояния ее поверхности. В отсутствие дефектов на поверхности кварцевой нити ее прочность выше, чем у стальной проволоки такого же диаметра. Однако если на поверхности кварцевой нити имеется царапина, то при попадании на нее воды и наличии небольшого натяжения такая нить может самопроизвольно разрушиться, поэтому на кварцевую поверхность волокна нужно нанести защитное покрытие еще до того, как она придет в соприкосновение с роликами в приемно-намоточном устройстве.

Обычно на поверхность волокна наносится акрилатный лак, отверждаемый УФ-излучением. Причем, чтобы уменьшить деформации волокна при его изгибах, покрытие делают двухслойным: первый слой мягкий, а второй более жесткий. Скорость отверждения покрытия играет весьма существенную роль, так как именно ей ограничивается скорость вытяжки волокна (~1,2 км/мин).

Одной из отличительных особенностей технологии, применяемой в компании Alcatel, является то, что на волокно наносится уже окрашенное вторичное покрытие (технология ColorLock). Таким образом, отпадает необходимость окрашивать уже готовое волокно, кроме того, такая окраска значительно более прочная и долговечная. Немаловажно также, что тест на прочность проходит уже окрашенное волокно, т.е. испытание проходит уже конечный продукт.

4.10. Технология изготовления фотонно-кристаллических волокон

Фотонно-кристаллические волокна имеют значительно более сложную геометрию по сравнению с обычными типами волокон. Это накладывает отпечаток на технологию их изготовления. Технологический процесс состоит из двух основных этапов: изготовления заготовки волокна и вытяжки волокна. Заготовки для фотонно-кристаллических волокон собирают из стеклянных трубок, формируя из них заданную периодическую структуру (рис. 4.23).

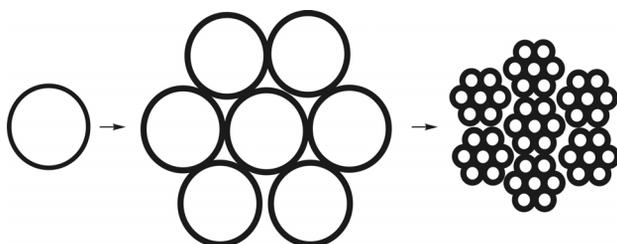


Рис. 4.23. Сборка заготовки для вытяжки фотонно-кристаллического волокна

В том случае, если необходимо создать волокно с большим количеством периодов, отдельные блоки заготовок спекают, вытягивают и группируют для формирования окончательной заготовки. Для изготовления волокон с полый сердцевиной в центральную часть заготовки помещают стеклянную трубку (рис. 4.24, *а*), для изготовления волокон со сплошной сердцевиной – стеклянный стержень (рис. 4.24, *б*).

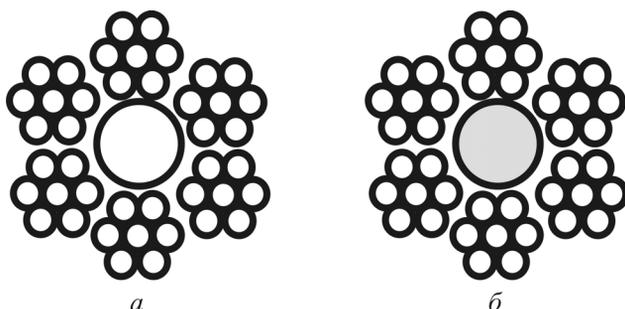


Рис. 4.24. Заготовки для фотонно-кристаллических волокон: *а* – с полый сердцевиной; *б* – со сплошной сердцевиной

Одним из методов изготовления заготовок для фотонно-кристаллических волокон является высверливание упорядоченной системы отверстий в сплошном стеклянном цилиндре (рис. 4.25). Такая технология является более трудоемкой, однако она позволяет изготавливать фотонно-кристаллические волокна со сложной геометрией и повышенной механической прочностью.

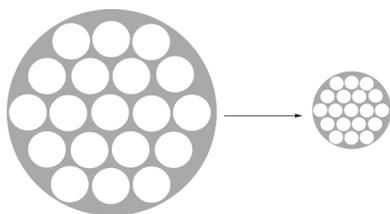


Рис. 4.25. Изготовление фотонно-кристаллического волокна из сплошного стеклянного блока

Пример заготовки для изготовления фотонно-кристаллического волокна показан на рис. 4.26



Рис. 4.26. Заготовка ФКС

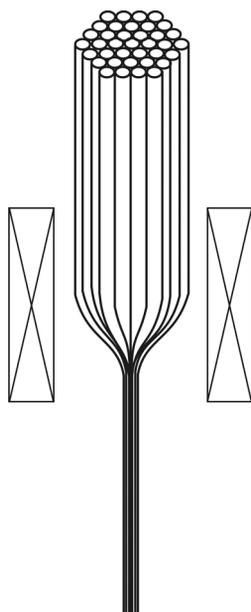


Рис. 4.27. Вытяжка фотонно-кристаллического волокна

После изготовления заготовки производится вытягивание из нее волокна в вертикальной печи (рис. 4.27). При размягчении стеклянных трубок в печи возможно их схлопывание под действием сил поверхностного натяжения. Для предотвращения схлопывания полые каналы при вытяжке заполняют газом под давлением либо торцы заготовки запаивают. В последнем случае расширение нагретого воздуха, заполняющего капилляры, препятствует их схлопыванию.

4.11. Технологии изготовления волоконных решеток

4.11.1. Методы изготовления волоконных брэгговских решеток малого периода

В силу малого периода ВБР ($\Lambda \sim 0,5$ мкм) их, как правило, формируют с использованием интерференционных методов. Так как процесс записи необходимой решеточной структуры может длиться несколько десятков минут, изготовление качественной решетки возможно лишь при высокой стабильности интерференционной картины. Несмотря на то, что число предложенных схем записи ВБР довольно велико, можно выделить ряд основных принципов их организации.

В первом интерферометре, который использовался для записи брэгговских решеток (рис. 4.28, *а*), применялось амплитудное разделение исходного УФ-пучка с помощью светоделительной пластины. Пучки затем сводились в области расположения облучаемого световода под определенным углом α друг к другу. Этот угол задает период интерференционной картины и, следовательно, период ВБР.

Часто для записи ВБР используют интерферометры с пространственным разделением пучка, которые имеют меньшее количество оптических элементов и, следовательно, большую временную стабильность. Такой интерферометр может быть создан, например, с использованием диэлектрического зеркала, которое делит фронт пучка на две равные части (интерферометр Ллойда, рис. 4.28, *б*). Перестройка угла α в данном случае осуществляется путем поворота зеркала вместе с закрепленным на нем световодом, что значительно проще в сравнении с тем, как это делается в интерферометре, изображенном на рис. 4.28, *а*. Отметим, что цилиндрическая линза служит для фокусировки излучения на волоконный световод (в ряде случаев на его сердцевину), что, как правило, необходимо для увеличения плотности УФ-излучения при записи брэгговских решеток.

Указанные типы интерферометров обладают гибкостью в выборе параметров (период, длина) записываемых решеток, однако требуют высокую пространственную и временную когерентность записываемого излучения. Запись ВБР через фазовую маску (рис. 4.29, *а*) значительно снижает требования к когерентности УФ-излучения, поэтому часто применяется с использованием недорогих УФ эксимерных лазеров, у которых, как правило, низкая длина когерентности лазерного излучения (несколько миллиметров). В этом методе реализуется интерференция между плюс первым и минус первым дифракционными порядками излучения, прошедшего через фазовую маску. Маска, как правило, изготавливается из прозрачного в ультрафиолетовой части спектра кварце-

вого стекла и имеет определенный рельеф обращенной к световоду поверхности. Рельеф выполнен таким образом, чтобы подавить нулевой и другие порядки дифракции, кроме плюс первого и минус первого, и обеспечить тем самым высокий контраст интерференционной картины. Отметим, что изготавливаемые в настоящее время фазовые маски позволяют записывать структуры ВБР, имеющие переменные по длине период и амплитуду модуляции ПП. Вместе с тем жесткая фиксация возможных параметров ВБР на стадии изготовления маски является одним из основных недостатков указанной схемы.

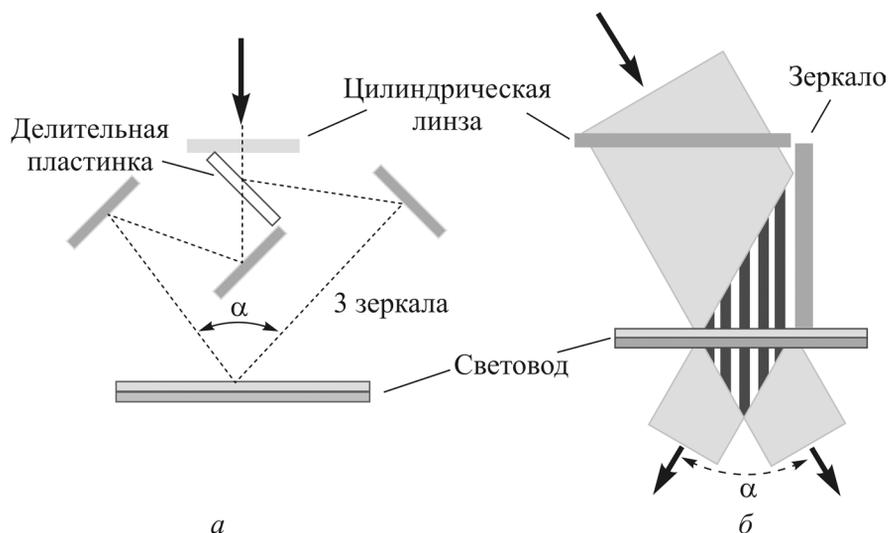


Рис. 4.28. Схемы записи брэгговских решеток в интерферометрах: *а* – с амплитудным; *б* – с пространственным разделением пучка УФ-излучения

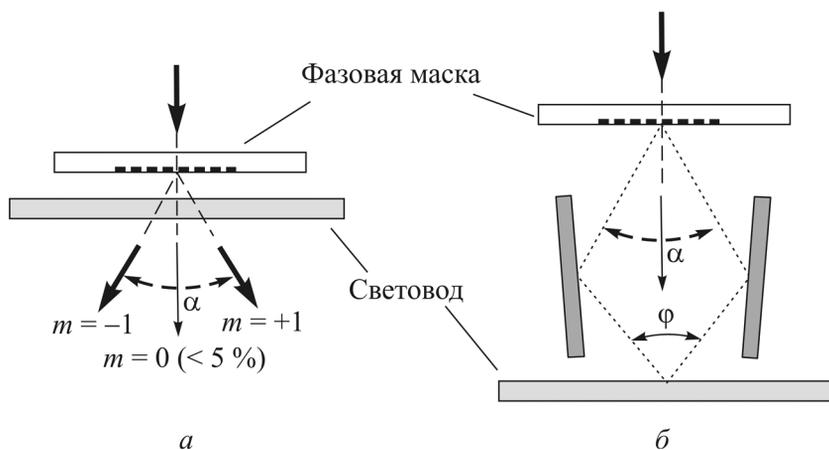


Рис. 4.29. Схемы записи брэгговских решеток с помощью фазовой маски: *а* – прямая запись; *б* – запись в интерферометре Гальбота

Перестройку резонансной длины волны ВБР в относительно широких пределах можно осуществить в интерферометре Тальбота соответствующим поворотом дополнительных зеркал (рис. 4.29, б). Отметим также, что для формирования решеток с произвольным распределением индуцированного ПП весьма перспективными являются методы сканирования УФ-пучка относительно фазовой маски.

4.11.2. Методы изготовления длиннопериодных решеток

Поскольку характерные значения периода длиннопериодных волоконных решеток (ДПВР) на 2–3 порядка больше в сравнении с брэгговскими решетками, методы изготовления ДПВР существенно отличаются от методов записи ВБР. При этом значительно снижаются требования, накладываемые на механическую стабильность записывающей системы и когерентность УФ-излучения. Среди наиболее распространенных способов записи фотоиндуцированных ДПВР следует отметить два метода: метод с использованием амплитудной маски и пошаговый метод.

При записи ДПВР через амплитудную маску (рис. 4.30, а), как правило, вся структура решетки формируется одновременно, поэтому запись решетки в целом занимает столько же времени, сколько и запись отдельного ее штриха. При использовании импульсных источников этот метод наиболее предпочтителен, так как плотность энергии в импульсе нельзя существенно увеличить из-за относительно низкого порога разрушения поверхности кварцевого стекла (~ 1 Дж/см² для излучения УФ эксимерных лазеров).

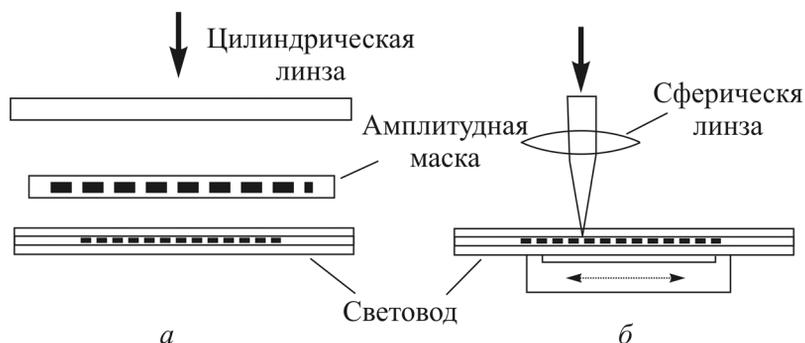


Рис. 4.30. Схемы записи длиннопериодных решеток УФ-излучением: а – с помощью амплитудной маски; б – пошаговым методом

В пошаговом методе (рис. 4.30, б) формирование необходимой периодической структуры решетки осуществляется последовательно при помощи механической трансляции волоконного световода относительно

сфокусированного на сердцевину лазерного излучения. При записи ДПВР таким способом более предпочтительно использование непрерывных источников излучения, так как при этом возможно увеличение плотности УФ-излучения и, соответственно, сокращение времени записи решетки. Пошаговый метод записи является более гибким, так как позволяет формировать произвольные профили отдельного штриха и распределения амплитуды наведенного ПП и периода по длине решетки. Такая возможность используется, в частности, для подавления боковых максимумов пиков поглощения, а также резонансов, вызванных высшими гармониками периодической структуры решетки. Типичная схема установки пошаговой записи с характеристиками приведена на рис. 4.31.

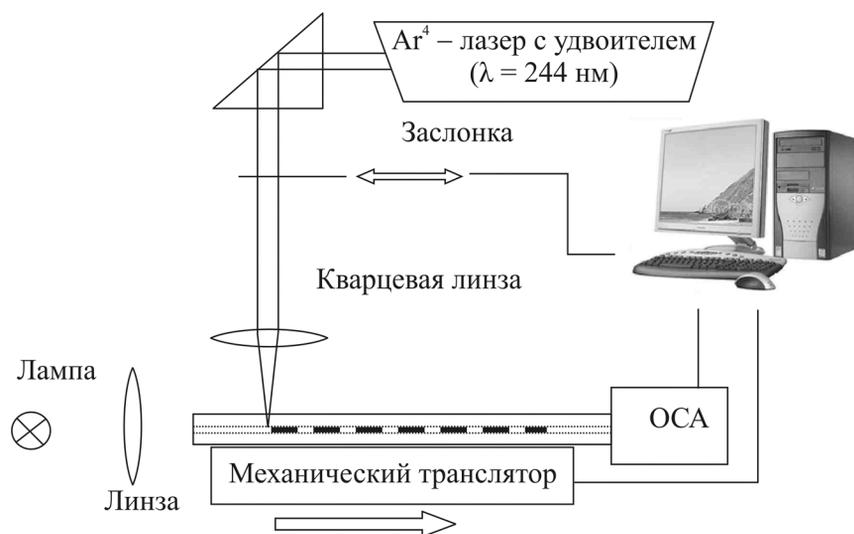


Рис. 4.31. Установка пошаговой записи длиннопериодной брэгговской решетки

Создание ДПВР пошаговым методом возможно также с помощью локального прогрева волоконного световода до высоких температур ($\sim 1000 \text{ }^\circ\text{C}$). В результате такого теплового воздействия изменение профиля может происходить в силу ряда причин: механическая деформация волоконного световода; перераспределение существующих упругих напряжений вследствие упругооптического эффекта; пространственное перераспределение химического состава стекла вследствие термоиндуцированной диффузии элементов, легирующих область сердцевины. Указанное тепловое воздействие может быть осуществлено инфракрасными лазерными источниками (CO_2 -лазер, CO -лазер) или локализованным электрическим разрядом. Достаточно глубокие термоиндуцированные решетки

ки могут быть записаны в нефоточувствительных или малофоточувствительных волоконных световодах, например в световодах с чисто кварцевой сердцевиной. Так как решетки наводятся при локальном прогреве волоконного световода до температуры, близкой к температуре плавления кварцевого стекла, они обладают более высокой температурной стойкостью в сравнении с фотоиндуцированными решетками и не распадаются даже при температурах порядка 1000 °С. В то же время термоиндуцированные решетки, как правило, вносят спектрально независимые (так называемые «серые») потери, вызванные механической деформацией волоконного световода при записи. Сильная зависимость скорости термоиндуцированных процессов от температуры требует для получения однородных решеток высокой воспроизводимости температуры прогрева и длительности экспозиции от шага к шагу. Как правило, эта воспроизводимость недостаточно высока, что в большинстве случаев приводит к неоднородности спектра. Кроме того, локальность теплового воздействия, в силу процессов теплопереноса вдоль оси световода, как правило, ограничена размером порядка его диаметра, что делает затруднительным запись решеток с малыми периодами ($\Lambda < 200$ мкм).

Помимо необратимой записи ДПВР, существуют методы обратимого формирования решеток в волоконном световоде. Отметим метод индуцирования ДПВР акустической волной с частотой порядка 2 МГц. Эффективность связи и спектральное положение резонанса в этом случае задаются амплитудой и частотой высокочастотного сигнала соответственно, в то время как длина очищенной от полимерной оболочки части волоконного световода определяет спектральную ширину резонанса. Особенностью такой решетки является возможность гибкого управления ее спектральными характеристиками и одновременного формирования нескольких ДПВР при подаче смеси радиочастотных сигналов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В последние годы рост потребности в услугах связи для различных сфер деятельности людей обусловил бурное развитие средств телекоммуникаций во всех цивилизованных странах. Оптическое волокно оказалось именно той средой передачи, которая смогла удовлетворить возрастающие потребности людей в обмене информацией. Оптическое волокно и волоконно-оптическая техника играют в современной связи определяющее значение, первое – как среда для оптической цифровой передачи, вторая – как набор средств, дающих возможность осуществления такой передачи.

В качестве кратких выводов к рассмотренному в настоящем учебном пособии материалу можно сформулировать следующее:

1. Подавляющее большинство поступающих на мировой рынок оптических волокон для телекоммуникаций – волокна, соответствующие международным стандартам ITU T Recommendation G.652–G.656. Это так называемые магистральные оптические волокна, главная задача которых – доставка максимального объема информации с максимальной скоростью на максимальные расстояния с минимальными потерями. Объем рынка магистральных волокон для телекоммуникаций остается довольно большим, несмотря на труднопредсказуемые временные замедления его роста. На фоне этих временных колебаний исключением является уверенный рост (хотя и не в большом объеме) рынка так называемых специальных оптических волокон.

2. Главная задача специальных оптических волокон – выполнение разных операций со световыми сигналами и потоками (усиление, модуляция, фильтрация и т.д.), а также работа волокон в специальных режимах и условиях (например, при высоких механических нагрузках – ударных или статических, высокой температуре, радиации, влажности, в УФ-, среднем ИК- и дальнем ИК-диапазонах), поэтому требования к оптическим потерям в таких волокнах отходят на второй план. Типичная длина специальных оптических волокон не километры, как в случае магистральных волокон, а от единиц до нескольких десятков метров. Сегодня производители отмечают растущий интерес к специализированным волокнам для применения в оптических компонентах. Так, например, стоимость мирового потребления специальных оптических волокон в 2007 году составила более 1,2 млрд долларов (по данным компании ElectronCast).

3. Многие производители специальных оптических волокон расширяют свою клиентуру в сфере биомедицины, авиации и в военных отраслях. Другие производители видят больше возможностей для специальных оптических волокон в применении в датчиках и волоконно-оптических гироскопах. Тем не менее применение специальных оптических волокон в системах связи достигло более существенного прогресса и обещает еще немало новых возможностей. Уже сейчас становится ясно, что в любом варианте дальнейшего развития специальные оптические волокна будут использоваться в оборудовании сетей связи следующего поколения.

4. В настоящее время можно назвать порядка двадцати типов специальных оптических волокон, отличающихся конструктивными характеристиками и основными свойствами. Широко распространенные специальные оптические волокна можно условно классифицировать по наиболее важным областям их применения в оптической связи.

5. В настоящем пособии приведена учебная информация о волоконных световодах и способах их получения вообще, а также о конструкции, материалах и технологии нескольких видов специальных оптических волокон: активированных, анизотропных, фотонно-кристаллических и др.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Optical fiber amplifiers. Materials, devices and applications / ed. by Sh. Sudo. – Boston: Artech House, Inc., 1997. – 627 p.
2. Becker P.C., Olsson N.A., Simpson J.R. Erbium-doped fiber amplifiers // Fundamentals and technologies. – San Diego: Academic Press, 1999. – 460 p.
3. Canning J. Fiber laser and related technologies // Optics and lasers in engineering. – 2006. – № 44. – P. 647–676.
4. Snitzer E. Proposed fiber cavities for optical masers // J. Appl. Phys. – 1961. – Vol. 32, №1. – P.36–39.
5. Koester C.J. and Snitzer E. Amplification in a fiber laser // Appl. Opt. – 1964. – Vol. 3, № 10. – P. 1182.
6. Желтиков А.М. Оптика микроструктурированных волокон. – М.: Наука, 2004.
7. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. – М.: Мир, 1996. – 323 с.
8. Базаров Е.Н., Бурков В.Д., Шатров А.Д. Теоретические основы волоконно-оптической техники. – М.: Изд-во МГУЛ, 2004. – 203 с.
9. Бейли Д., Райт Э. Волоконная оптика: теория и практика. – М.: Кудиц-Пресс, 2008. – 320 с.
10. Беспалов В.И., Пасманик Г.А. Нелинейная оптика. – М.: Наука, 1980. – 282 с.
11. Беспрозванных В.Г., Первадчук В.П. Нелинейная оптика: учеб. пособие. – Пермь: Изд-во Перм. нац. исслед. политехн. ун-та, 2011. – 200 с.
12. Бурков В.Д., Иванов Г.А. Научные основы создания устройств и систем волоконно-оптической техники. – М.: Изд-во МГУЛ, 2008. – 332 с.
13. Дианов Е.М. Волоконная оптика: сорок лет спустя // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 40, № 1. – С. 1–6.
14. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика. – М.: Физматлит, 2004. – 512 с.
15. Желтиков А.М. Нелинейная оптика микроструктурированных волокон // УФН. – 2004. – Т. 174, № 1. – С. 73–105.
16. Желтиков А.М. Развитие технологии фотонно-кристаллических световодов в России // Российские нанотехнологии. – 2007. – Т. 2, № 1–2. – С. 70–78.
17. Йоргачев Д.В., Бондаренко О.В. Волоконно-оптические кабели и линии связи. – М.: Экотрендз, 2002. – 282 с.
18. Ландсберг Г.С. Оптика: учеб. пособие для вузов. – М.: Физматлит, 2003. – 848 с.
19. Листвин А.В., Листвин В.Н., Швыдков Д.В. Оптические волокна для линий связи. – М.: ВЭЛКОМ, 2003. – 288 с.

20. Листвин А.В., Листвин В.Н. Рефлектометрия оптических волокон. – М.: ЛЕСАР АРТ+, 2005. – 208 с.
21. Розанов Н.Н. Нелинейная оптика: учеб. пособие. Ч. 1. Уравнения распространения излучения и нелинейный отклик среды. – СПб.: Изд-во СПбГУИТМО, 2008. – 95 с.
22. Сущинский М.М. Вынужденное рассеяние света. – М.: Наука, 1985.
23. Булгакова С.А., Дмитриев А.Л. Нелинейно-оптические устройства обработки информации: учеб. пособие. – СПб: Изд-во СПбГУИТМО, 2009. – 56 с.
24. Взаимодействие лазерного излучения с веществом (силовая оптика). Ч. 1. Механизмы поглощения и диссипации энергии в веществе / М.Н. Либенсон [и др.]. – СПб: Изд-во СПбГУИТМО, 2005. – 84 с.
25. Клюев В.Г. Нелинейные явления в оптоволоконных системах: учеб. пособие для вузов. – Воронеж: Изд-во ВГУ, 2008. – 59 с.
26. Мелких А.В., Повзнер А.А. Физика нелинейных явлений: учеб. пособие. – Екатеринбург: Изд-во УГТУ–УПИ, 2009. – 144 с.
27. Влияние фазовой самомодуляции на вынужденное рассеяние Манделштама–Бриллюэна в волоконно-оптических линиях связи / В.Ю. Гольшев [и др.] // ЖТФ. – 2004. – Т. 74, вып. 7. – С. 66–69.
28. Маркузе Д. Оптические волноводы. – М.: Мир, 1974. – 576 с.
29. Унгер Х.-Г. Планарные и волоконные оптические волноводы. – М.: Мир, 1977. – 656 с.
30. Волоконно-оптическая связь. Приборы, схемы и системы / под ред. М.Дж. Хауэса и Д.В. Моргана. – М.: Радио и связь, 1982. – 270 с.
31. Жирар А. Руководство по технологии и тестированию систем WDM: пер. с англ. / под ред. А.М. Бортникова., У.У. Убайдуллаева, А.В. Шмалько. – М.: EXFO, 2001. – 194 с.
32. Фокин В.Г. Современные оптические системы передачи информации. – Екатеринбург: Изд-во УрТИСИ СибГУТИ, 2004.
33. Фокин В.Г. Волоконно-оптические системы передачи с подвесными кабелями на воздушных линиях электропередачи и контактной сети железных дорог: метод. указания. – Новосибирск: Изд-во СибГУТИ, 2000.
34. Пихтин А.Н. Оптическая и квантовая электроника: учебник для вузов. – М.: Высш. шк., 2001.
35. Бейли Д., Райт Э. Волоконная оптика. Теория и практика: пер. с англ. – М., 2006.
36. Лапина Н.Ф., Татаркина О.А. Волоконно-оптические системы передачи: метод. указания к выполнению лабораторных работ. – Екатеринбург: Изд-во УрТИСИ СибГУТИ, 2004.

Учебное издание

Шумкова Дарья Борисовна,
Левченко Андрей Евгеньевич

СПЕЦИАЛЬНЫЕ ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ

Учебное пособие

Редактор и корректор *В.В. Мальцева*

Подписано в печать 27.12.2011. Формат 70×100/16.
Усл. печ. л. 14,2. Тираж 100 экз. Заказ № 251/2011.

Издательство
Пермского государственного технического университета.
Адрес: 614990, г. Пермь, Комсомольский пр., 29, к. 113.
Тел. (342) 219-80-33.