

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

6 21.378.325+535.3

ЛАЗЕРЫ И ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА*)**Е. М. Дианов, А. М. Прохоров**

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	289*
2. Типы волоконных световодов и технология изготовления	291
3. Теория распространения оптического излучения по регулярным волоконным световодам	295
4. Оптические явления в стеклянных волоконных световодах	300
4.1. Механизмы оптических потерь в стеклянных волоконных световодах	300
4.2. Уширение коротких импульсов света	304
4.3. Нелинейные оптические явления в волоконных световодах	303
5. Заключение	308
Список литературы	309*

1. ВВЕДЕНИЕ

Создание лазеров и их широкое развитие привело к появлению ряда новых направлений науки и техники. Одним из таких направлений является современная волоконная оптика, опирающаяся на стеклянные волоконные световоды с низкими оптическими потерями. Наиболее важной и развитой в настоящее время областью применения волоконной оптики является волоконно-оптическая связь.

Разработка стеклянных волоконных световодов с низкими оптическими потерями была вызвана потребностью в создании передающей среды для систем оптической связи. После успешных опытов А. С. Попова начала бурно развиваться радиосвязь, в частности потому, что при освоении нового радиодиапазона создавались монохроматические источники радиокосебаний. Развитие шло по пути освоения все более коротких радиоволн, так как это позволяло передавать больший объем информации. Оптический диапазон практически не использовался для целей связи главным образом потому, что в оптике не было монохроматических источников излучений. После создания лазеров началась разработка линий связи в оптическом диапазоне. Для этого имелась начальная элементная база, а идейная сторона была уже разработана в радиодиапазоне. Первые опыты по передаче информации с помощью луча лазера через свободную атмосферу показали, что из-за метеорологических условий она не является подходящей средой для передачи света на значительные расстояния. Использование труб с корректирующими элементами изолировало свет от влияния нестабильной атмосферы, однако делало передающие линии сложными, громоздкими и дорогостоящими.

Стеклянные волоконные световоды использовались еще до изобретения лазеров, но так как они имели затухание более 1000 дБ/км, применение их для целей связи не считалось перспективным. В 1966 г. Као и Хокхэм¹ по-

*) Статья печатается в связи с 25-летием создания лазера (1960 г.) и продолжает первую публикацию статей, целиком заполняющую предыдущий номер УФН (январь 1986 г., т. 148, вып. 1). (Прим. ред.)

казали, что большое затухание в стеклянных световодах связано с примесями в стекле и что можно получить затухание в оптическом диапазоне менее 20 дБ/км. Эта работа послужила мощным толчком для разработки стеклянных волоконных световодов с низким затуханием. В 1970 г. фирмой «Корнинг гласс» (США) изготовлены стеклянные волоконные световоды с потерями менее 20 дБ/км в видимой области спектра. В этом же году Ж. И. Алферовым с сотрудниками получена непрерывная генерация при комнатной температуре полупроводникового лазера на основе двойной гетероструктуры GaAlAs². Эти два достижения явились основой для развития волоконно-оптической связи. В дальнейшем, спустя немногим более пяти лет, были разработаны волоконные световоды на основе кварцевого стекла с предельно низкими потерями порядка нескольких десятых долей дБ/км ($\sim 10^6$ см⁻¹) в ближней ИК области спектра. В свою очередь появление стеклянных волоконных световодов с такими низкими оптическими потерями стимулировало интенсивные исследования и разработку других элементов систем оптической связи, в частности, полупроводниковых лазеров, с большим сроком службы (более 10⁵ ч), фотодетекторов, элементов интегральной оптики и т. п. В результате возникла и бурно развивается волоконно-оптическая связь.

За последние 10 лет во многих странах были проведены многочисленные испытания различных волоконно-оптических систем передачи информации в реальных условиях. Наиболее широкое применение волоконно-оптические линии связи находят в настоящее время в телефонной сети. Весьма перспективным является использование волоконных световодов с малыми оптическими потерями в кабельном телевидении и практически во всех развитых странах разработаны крупномасштабные проекты создания волоконно-оптического кабельного телевидения. В частности, в мае 1984 г. в Москве введена в опытную эксплуатацию первая волоконно-оптическая линия кабельного телевидения, подводящая телевизионные сигналы к жилому дому на Уральской улице, находящемуся в зоне неуверенного приема. Опыт эксплуатации этих систем показал их техническую и экономическую жизнеспособность. Мировой объем выпуска волоконных световодов с низкими оптическими потерями составляет в настоящее время $\sim 10^6$ км/год.

Преимущества волоконно-оптических линий связи перед линиями связи на основе коаксиальных кабелей в настоящее время очевидны. Они не требуют применения дефицитных цветных металлов (меди, свинца и др.) и являются высокопомехозащищенными. Важнейшим преимуществом является возможность передачи информации с большой скоростью на большие расстояния без использования ретрансляторов. Так, в настоящее время разработаны системы волоконно-оптической связи, позволяющие передавать информацию со скоростью 4 Гбит/с на расстояние свыше 100 км без ретрансляции³. Огромные возможности волоконно-оптической связи и современное состояние развития элементной базы характеризуют реализуемые в настоящее время трансатлантическая и транстихоокеанская подводные волоконные линии связи.

В последние годы возник ряд новых применений стеклянных волоконных световодов с низкими оптическими потерями. Среди них — волоконно-оптические датчики различных физических полей (акустических волн, температуры, магнитного поля, вращения и др.), в которых волоконный световод является чувствительным элементом⁴, а также использование волоконных световодов для канализации мощного лазерного излучения для медицинских и технологических целей⁵.

Еще одним важным и интересным направлением волоконной оптики является нелинейная волоконная оптика⁶. Кварцевое стекло не является материалом с сильной нелинейностью, однако большие длины волоконных световодов при низких оптических потерях и малые поперечные размеры световодов резко снижают пороги возникновения различных нелинейных явлений. Это обстоятельство существенно расширило также возможности эксперимента, поскольку стало возможным применение в качестве источников накач-

ки относительно маломощных перестраиваемых в широкой области спектра лазеров на красителях и центрах окраски в кристаллах.

Все это обусловило широкий интерес к нелинейной волоконной оптике, и в последнее время здесь были получены очень интересные результаты. К ним следует отнести наблюдение солитонного режима распространения оптических импульсов, получение оптических импульсов фемтосекундной длительности, создание солитонного лазера и др. В литературе обсуждается возможность нелинейных оптических линий связи⁴⁷⁻⁵⁶.

В данной статье мы рассмотрим типы и технологию стеклянных волоконных световодов с низкими потерями, теорию волоконных световодов, некоторые явления, сопровождающие распространение оптического излучения по световоду.

В заключении остановимся на перспективах развития волоконной оптики.

2. ТИПЫ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ И ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

Типичный волоконный световод представляет собой длинную нить диаметром от ста до тысячи микрометров в зависимости от применений, состоящую из цилиндрической стеклянной сердцевинки, окруженной оболочкой из

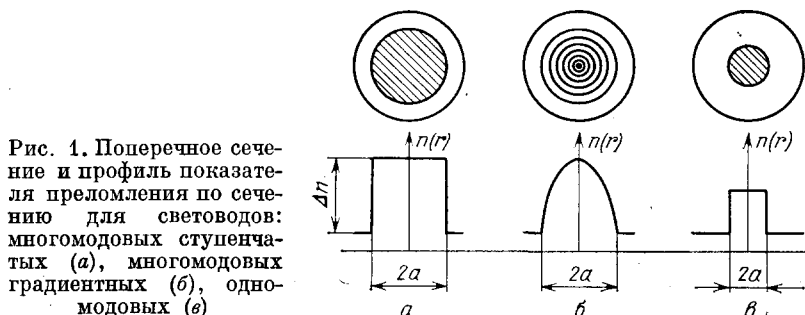


Рис. 1. Поперечное сечение и профиль показателя преломления по сечению для световодов: многомодовых ступенчатых (а), многомодовых градиентных (б), одномодовых (в)

материала с меньшим показателем преломления (рис. 1). Обычно в качестве материала оболочки также используется стекло, но применяются и различные полимеры. Волоконные световоды разделяются на многомодовые и одномодовые, в зависимости от числа мод, которые могут распространяться по световоду. Диаметр сердцевинки $2a$ обычно составляет 5—8 мкм для одномодовых световодов для ближней ИК области и от нескольких десятков до нескольких сотен микрометров — для многомодовых. Разница показателей преломления $\Delta n = n_1 - n_2$ материалов сердцевинки и оболочки, обеспечивающая канализацию света посредством полного внутреннего отражения на их границе, составляет, как правило, 1—2% для многомодовых световодов и несколько десятых долей процента для одномодовых. Важной характеристикой волоконного световода является числовая апертура:

$$NA = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = \sin \theta_{кр},$$

где $\theta_{кр}$ — максимальный угол, образованный лучом с осью световода, при котором еще происходит распространение луча за счет явления полного внутреннего отражения.

В настоящее время, в соответствии с различными применениями, производятся три основных типа волоконных световодов (см. рис. 1).

1. Мномодовые световоды со ступенчатым профилем показателя преломления, с высокой числовой апертурой (0,29 — 0,30) и большим диаметром сердцевинки (несколько сотен микрон). Этот класс световодов разработан для низких скоростей передачи информации (десятки и сотни Мбит/с) на короткие расстояния.

2. Многомодовые световоды с градиентным профилем показателя преломления по сечению для широкополосных линий дальней связи. (Скорость передачи информации до 140 Мбит/с или выше, расстояния до 20 — 40 км.) Как правило, диаметр сердцевины таких световодов составляет 50 мкм, полный диаметр — 125 мкм, числовая апертура 0,20 — 0,23.

3. Одномодовые волоконные световоды (для скоростей передачи информации свыше 140 Мбит/с и расстояний свыше 40 км). Они широко применяются также в волоконно-оптических датчиках различных физических полей.

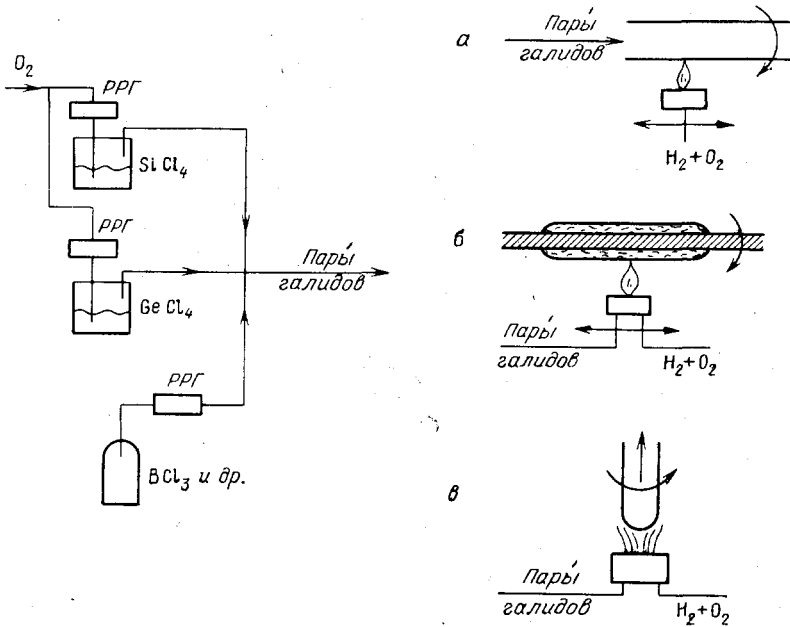


Рис. 2. Принцип изготовления заготовок волоконных световодов методами химического осаждения из газовой фазы.

а — Метод внутреннего осаждения (MCVD). б — Метод внешнего осаждения (OVD). в — Метод аксиального осаждения (VAD)

Наибольшие успехи достигнуты в настоящее время в разработке волоконных световодов на основе кварцевых стекол. Эти световоды имеют наименьшие потери (доли дБ/км в ближней ИК области) и наивысшую механическую прочность (до 5 ГПа). В качестве материала сердцевины и оболочки используется кварцевое стекло с легирующими добавками GeO_2 , P_2O_5 , B_2O_3 , F⁻. Эти добавки необходимы для подбора оптических и теплофизических параметров (показатель преломления, температура размягчения и др.) стекла сердцевины и оболочки. F⁻ и B_2O_3 снижают показатель преломления кварцевого стекла, все другие добавки повышают. Любые добавки понижают температуру плавления кварцевого стекла.

Технология изготовления световодов этого типа основана на химическом осаждении материала световода из паровой фазы, причем исходными материалами являются летучие галиды и кислород. Из летучих галидов обычно используются хлориды кремния, германия, бора, оксихлорид фосфора, бромид бора. Принцип изготовления заготовок волоконных световодов методами химического осаждения из паровой фазы схематически изображен на рис. 2. На левой стороне рисунка изображена схема подготовки паров галидов. В качестве газа-носителя используется кислород. Регуляторы расхода газа (PPG) позволяют регулировать подачу исходных соединений в процессе изготовления заготовки.

В промышленном производстве волоконных световодов на основе кварцевого стекла используются три способа. В первом способе (рис. 2, а), называемом часто методом внутреннего осаждения, реакция паров галидов с кислородом происходит внутри вращающейся трубки из кварцевого стекла (опорная трубка). В результате образуются мелкие частицы двуокси кремния и легирующих добавок, которые осаждаются на внутренней поверхности опорной трубки. Образующийся слой пористого стекла проплавляется затем в прозрачное стекло без пузырей с помощью газовой горелки, перемещающейся вдоль трубки. И так слой за слоем наносится сначала стекло оболочки, затем сердцевины. После нанесения достаточного количества слоев температура трубки повышается и она схлопывается в сплошной стержень — заготовку. Заготовка имеет внутри себя волноводную структуру (сердцевину, окруженную оболочкой с меньшим показателем преломления) и готова к перетяжке в волоконный световод.

Во втором способе (рис. 2, б), называемом методом внешнего осаждения, реакция окисления галидов происходит в пламени горелки, и образующиеся мелкие частички окислов осаждаются на внешнюю поверхность вращающейся цилиндрической подложки, вдоль которой движется горелка. Таким путем наносится пористый материал сначала сердцевины, затем оболочки. После удаления подложки пористая заготовка проплавляется зонной плавкой с одновременной осушкой. Схлопывание прозрачной заготовки и вытяжка волоконного световода производится в одной технологической операции.

В третьем способе (рис. 2, в), называемом аксиальным осаждением, осаждение пористого материала производится на торец вращающегося затравочного стержня из кварцевого стекла. Полученная таким образом пористая заготовка тоже проплавляется зонной плавкой с одновременной осушкой.

Все три описанных способа позволяют в настоящее время получать волоконные световоды сравнимого качества. Однако производительность их различна. Из одной заготовки, получаемой методом внутреннего осаждения, можно вытянуть порядка 10 км волоконных световодов диаметром 125 мкм, из заготовки, получаемой внешним осаждением, — несколько десятков километров. Метод аксиального осаждения позволяет получать заготовки на 100 км волоконных световодов, а в принципе этот метод производства световодов может быть непрерывным.

Следующей операцией при производстве световодов является вытяжка волоконного световода из заготовки с одновременным нанесением полимерных покрытий.

Принципиально процесс вытяжки прост (рис. 3). Заготовка с помощью прецизионного механизма подачи вводится в печь, при этом конец заготовки

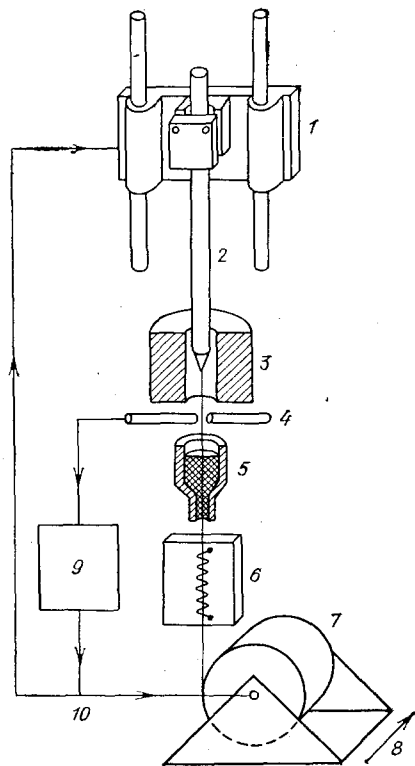


Рис. 3. Блок-схема установки вытяжки волоконных световодов из заготовок.

- 1 — узел прецизионной подачи заготовки;
- 2 — заготовка; 3 — печь; 4 — датчик диаметра волоконного световода; 5 — устройство для нанесения на световод первичного покрытия; 6 — печь для полимеризации первичного покрытия; 7 — прецизионный намотчик; 8 — перемещение намотчика для послышной намотки; 9 — сервоуправление диаметра световода; 10 — управление скоростью подачи заготовки или скоростью намотчика

расплавляется. Из расплавленного стекла вытягивается волоконный световод, сохраняющий волноводную структуру заготовки. Скорость вытяжки составляет обычно от нескольких десятков м/мин до 60 м/мин. Вытяжка волоконных световодов на основе кварцевого стекла является не простой задачей, поскольку необходимо обеспечить температуру в горячей зоне печи около 2200°C . В настоящее время для разогрева заготовки чаще всего применяют графитовые печи, нагреваемые либо постоянным электрическим током, либо с помощью индукционной катушки, а также кислородно-водородную горелку. Перспективным для нагрева заготовки является излучение CO_2 -лазера (см., например, ⁷).

Процесс вытяжки может оказать существенное влияние на характеристики волоконных световодов и, прежде всего, на его механическую прочность. Прочность волоконных световодов должна быть достаточной, чтобы выдержать нагрузки при изготовлении волоконно-оптического кабеля, при его прокладке и эксплуатации.

Теоретическая прочность стекла, определяемая силой связи атомов, весьма велика. Оценки показывают, что прочность стекла на разрыв составляет ~ 20 ГПа. В ряде экспериментов наблюдалась прочность стекла вплоть до 16 ГПа. Однако большинство стеклянных изделий обладает на несколько порядков более низкой прочностью, обычно 30—100 МПа. Было замечено, что различного рода дефекты (неоднородности, включения, царапины) сильно снижают прочность стекла, при этом, как правило, поверхностные дефекты определяют прочность стеклянных образцов.

Снижение прочности стекол по сравнению с теоретической объясняется гипотезой микротрещин Гриффита. В этой модели постулируется, что на поверхности стеклянного образца существуют очень маленькие трещины. Приложенное к образцу растягивающее напряжение концентрируется у вершины трещины, локальная величина напряжения может стать равной теоретической прочности стекла, и происходит разрыв атомных связей. При этом среднее напряжение в образце остается еще очень низким. Такой подход приводит к критерию разрушения для стекла в виде $\sigma^{1/2}(a) = \text{const}$, где σ — приложенное напряжение, a — большая полуось трещины эллиптического сечения ⁸.

Оценки показывают, что наличие в стеклянном волокне трещины с $a = 0,03$ мкм приводит к разрушению образца при приложении растягивающей нагрузки $3,5 \cdot 10^3$ МПа.

Справедливость гипотезы Гриффита подтверждена многочисленными примерами успешного применения основанных на ней методов повышения прочности стекла, таких как ионный обмен, химическое травление и др. Подтверждением этой гипотезы является также на несколько порядков более высокая прочность свежеизготовленных стеклянных волокон по сравнению с волокнами, оставленными на несколько дней в лабораторных условиях без защиты.

Реальный образец стекла содержит много трещин, при этом самая крупная трещина первой приведет к разрушению образца при приложении к нему напряжения. Поскольку в настоящее время нет способа определить размер и местонахождение самой крупной трещины в образце и так как в каждом образце, вообще говоря, имеется свое распределение трещин по размеру, то ясно, что прочность стекла является по своей природе статистической характеристикой. Для анализа результатов измерений прочности используется статистика Вейбулла, основанная на модели «слабейшего» звена. Вероятность разрушения стеклянного волокна длиной l при приложении растягивающего усилия σ хорошо описывается распределением вероятностей Вейбулла в форме

$$F(\sigma, l) = 1 - \exp \left[-\frac{l}{l_0} \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^m \right]$$

или $\ln \ln \frac{1}{1-F} = m \ln \frac{\sigma}{\sigma_0} + \ln \frac{l}{l_0}$, где F — доля образцов волокна длины l , разрушившихся при данной нагрузке, l_0, σ_0, m — постоянные, определяемые путем испытания достаточно большого числа образцов до их разрушения.

Величина m обратно пропорциональна коэффициенту вариации прочности образцов. Для световодов, обладающих небольшим разбросом прочности по длине, имеет место крутой наклон распределения Вейбулла (m — велико).

Многочисленные исследования механизмов разрушения стеклянных волоконных световодов и влияния технологии на прочность световодов, проведенные в последнее десятилетие (см. например, ⁹⁻¹²) привели к разработке волоконных световодов с прочностью на разрыв до нескольких ГПа при длинах световодов порядка 10 км. Проведенные исследования показали, что для получения высокопрочных волоконных световодов необходимо обеспечить следующие основные условия.

1. Высокое оптическое качество опорной трубки. Предпочтение следует отдавать синтетическому кварцевому стеклу.

2. Высокое качество поверхности заготовки. Перед вытяжкой необходимы травление заготовки или огневая полировка, или и то, и другое вместе.

3. Стерильность источника разогрева заготовки при вытяжке световода. Перспективным является нагрев заготовки с помощью CO_2 -лазера.

4. Нанесение полимерных покрытий в процессе вытяжки без повреждения поверхности волоконных световодов.

Чаще всего в качестве материала для покрытия волоконного световода в процессе вытяжки используются эпоксицидная смола, отверждаемая УФ излучением, и силиконовая резина, вулканизируемая при умеренных температурах. Толщина покрытия — от нескольких микрон до нескольких десятков микрон.

На рис. 4 приведено распределение Вейбулла вероятностей разрушения волокон из синтетического кварцевого стекла, вытянутых с помощью графитовой печи. Видно сильное влияние частичек пыли в печи на прочность волокон.

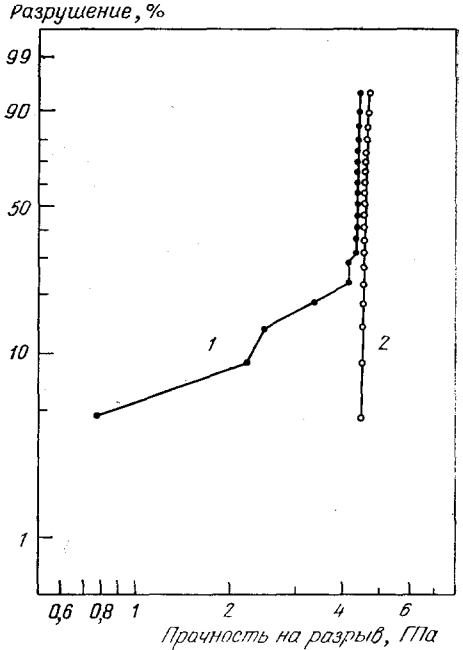


Рис. 4. Распределение вероятностей разрушения волокон из синтетического кварцевого стекла.

Длина образцов — 20 м, число образцов — 20. 1 — Стандартная атмосфера в графитовой печи; 2 — обеспечена беспылевая атмосфера в печи

3. ТЕОРИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПО РЕГУЛЯРНЫМ ВОЛОКОННЫМ СВЕТОВОДАМ

Лучевая теория правильно описывает основные черты распространения света по волоконному световоду, однако более детальная информация может быть получена только из решений уравнений Максвелла. Теория регулярных волоконных световодов в настоящее время хорошо разработана и очень подробно изложена в литературе (например, ¹³⁻¹⁵), поэтому здесь мы

лишь коротко изложим метод решения и приведем результаты для некоторых простых случаев.

Уравнения Максвелла сводятся к скалярному волновому уравнению

$$\nabla^2 \psi = \epsilon \mu \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где ψ представляет каждую компоненту \mathbf{E} и \mathbf{H} , ϵ и μ — диэлектрическая и магнитная проницаемости. Уравнение (1) справедливо в предположении, что величина ϵ постоянна в пространстве. Маркузе показал¹³, что волновое уравнение (1) приближенно справедливо в случае, если изменение ϵ мало на расстоянии порядка длины волны излучения. Этот случай как раз имеет место в волоконных световодах.

Выберем цилиндрическую систему координат ρ , φ и z так, чтобы ось z была направлена вдоль оси световода, при этом считаем, что диэлектрическая проницаемость не зависит от координаты z . Поперечные компоненты поля E_ρ , E_φ , H_ρ и H_φ можно выразить через E_z и H_z , используя уравнения Максвелла в цилиндрических координатах.

Будем искать решения в виде

$$\begin{aligned} E &= E(\rho, \varphi) \exp[-i(\omega t - \beta z)], \\ H &= H(\rho, \varphi) \exp[-i(\omega t - \beta z)], \end{aligned} \quad (2)$$

где β — постоянная продольного распространения. Тогда уравнения для поперечных составляющих поля записываются в виде

$$\left. \begin{aligned} E_\rho &= -\frac{i}{\kappa^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \frac{\mu \omega}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} \right), \\ E_\varphi &= -\frac{i}{\kappa^2} \left(\frac{\beta}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \mu \omega \frac{\partial H_z}{\partial \rho} \right), \\ H_\rho &= -\frac{i}{\kappa^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial \rho} - \frac{\omega \epsilon}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} \right), \\ H_\varphi &= -\frac{i}{\kappa^2} \left(\frac{\beta}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} + \omega \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial \rho} \right), \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где

$$\kappa^2 = k^2 - \beta^2 = \left(\frac{2\pi n}{\lambda} \right)^2 - \beta^2, \quad (4)$$

k — постоянная распространения в среде с показателем преломления n .

E_z и H_z можно найти из решения скалярного волнового уравнения (1) в цилиндрических координатах, которое для E_z и H_z является строгим, так как ϵ не зависит от z .

Разделение переменных осуществляется выбором решения в виде

$$\begin{aligned} E_z &= AF(\rho) e^{i\nu\varphi}, \\ H_z &= BF(\rho) e^{i\nu\varphi}. \end{aligned} \quad (5)$$

Из дифференциального уравнения по φ находим, что постоянная ν должна быть целым числом для обеспечения азимутальной периодичности. Дифференциальное уравнение для $F(\rho)$ записывается в форме

$$\frac{\partial^2 F}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial F}{\partial \rho} + \left(k^2 - \beta^2 - \frac{\nu^2}{\rho^2} \right) F = 0. \quad (6)$$

До сих пор мы не определяли структуру волоконного световода. Однако теперь мы должны задаться определенной структурой, ибо решения для β и $F(\rho)$ находятся из уравнения (6) при наложении граничных условий. Простейшей структурой волоконного световода, для которой уравнение (6) может быть решено, является ступенчатое изменение показателя преломления по сечению световода. В этом случае световод представляет собой одно-

родную сердцевину диаметром $2a$ и с показателем преломления n_1 , окруженную бесконечной оболочкой с показателем преломления n_2 . Из физических соображений ясно, что решения должны удовлетворять следующему условию: $F(\rho)$ должна быть конечна при $\rho = 0$ и $F(\rho) \rightarrow 0$ при $\rho \rightarrow \infty$.

Для $\rho < a$ этому условию удовлетворяет функция Бесселя J_ν , так что

$$\begin{aligned} E_z &= A J_\nu(u\rho) e^{i\nu\varphi}, \\ H_z &= B J_\nu(u\rho) e^{i\nu\varphi}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $u^2 = k_1^2 - \beta^2$, $k_1 = 2\pi n_1/\lambda$; A и B — постоянные.

Для $\rho > a$ вышеуказанному условию удовлетворяют модифицированные функции Ханкеля и решение имеет вид

$$\begin{aligned} E_z &= C K_\nu(w\rho) e^{i\nu\varphi}, \\ H_z &= D K_\nu(w\rho) e^{i\nu\varphi}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $w^2 = \beta^2 - k_2^2$, $k_2 = 2\pi n_2/\lambda$; C и D — постоянные.

Величина $V = (u^2 + w^2)^{1/2} a = (2\pi a/\lambda) (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$ является характеристическим параметром (или нормированной частотой) световода и, как увидим позже, несет много информации о его свойствах.

Проанализируем уравнения (7) и (8).

При $w\rho \rightarrow \infty$, $K_\nu(w\rho) \rightarrow e^{-w\rho}$. Из физических соображений ясно, что при $\rho \rightarrow \infty$, $w > 0$. Следовательно, $\beta \geq k_2$. Равенство представляет собой условие отсечки, в этом случае $w = 0$, и поле выходит из световода. Внутри сердцевины постоянная u должна быть действительной, следовательно, $k_1 \geq \beta$. Таким образом, постоянная распространения имеет следующую область разрешенных значений

$$k_2 \leq \beta \leq k_1. \quad (9)$$

Точное решение β находится из условий непрерывности тангенциальных составляющих полей \vec{E} и \vec{H} на границе $\rho = a$. Эти условия дают систему четырех однородных уравнений с неизвестными A , B , C и D . Из равенства нулю определителя этой системы находится уравнение для собственных значений β (характеристическое уравнение)

$$\begin{aligned} \left[\frac{J'_\nu(ua)}{uJ_\nu(ua)} + \frac{K'_\nu(wa)}{wK_\nu(wa)} \right] \left[\frac{k_2^2 J'_\nu(ua)}{uJ_\nu(ua)} + \frac{k_2^2 K'_\nu(wa)}{wK_\nu(wa)} \right] &= \nu^2 \beta^2 \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right), \\ \beta &= \frac{2\pi a}{\lambda} \left(\frac{n_2^2 u^2 + n_1^2 w^2}{u^2 + w^2} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Штрихи означают дифференцирование по аргументу. Это уравнение дает только дискретные значения β в пределах указанной области (9).

Для $\nu = 0$ решение представляет собой поперечно-магнитные TM ($H_z = 0$) и поперечно-электрические TE ($E_z = 0$) моды как для проводящего полого цилиндра.

Для $\nu \neq 0$ моды, обозначаемые $HE_{\nu m}$ и $EH_{\nu m}$, являются гибридными. Обе компоненты E_z и H_z этих мод отличны от нуля. Обозначение HE и EH зависит от того, какая из компонент (E_z или H_z) дает больший вклад в поперечное поле.

Вследствие осциллирующего характера функции $J_\nu(u\rho)$ уравнение (10) будет иметь m корней для данного ν .

Важным параметром моды является ее частота отсечки, которой соответствует $w = 0$ и, следовательно, $V = u_m a$. Условия отсечки для различных мод даются следующими уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} HE_{\nu m}, HE_{1m}: & \quad J_\nu(u_m a) = 0, \\ HE_{\nu m}: & \quad (n_1^2 + 1) J_{\nu-1}(u_m a) = \frac{u_m a}{\nu-1} J_\nu(u_m a), \quad \nu = 2, 3, 4, \dots, \\ TE_{0m}, TM_{0m}: & \quad J_0(u_m a) = 0. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Только одна мода HE_{11} имеет частоту отсечки равную нулю. Выбирая параметры световода ($a, \Delta n$) для данной длины волны таким образом, чтобы следующие высшие моды TE_{01} , TM_{01} , HE_{21} с более высокими частотами отсечки не могли распространяться, можно получить режим распространения только одной моды HE_{11} , т.е. такой волоконный световод будет одномодовым. Световод является одномодовым, если $V = (2\pi a/\lambda) (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} < 2,405$. График приведенной постоянной распространения β/k_0 для нескольких мод низшего порядка приведен на рис. 5.

Рассмотрим распределение по сердцевине и оболочке мощности, переносимой данной модой. Это распределение получается интегрированием вектора Пойнтинга по каждой области сечения световода. В области вдали от

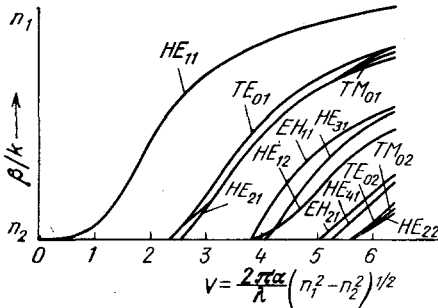


Рис. 5. Зависимость приведенной постоянной распространения от параметра V для нескольких мод низшего порядка в световоде со ступенчатым профилем показателя преломления

отсечки Маркузе¹³ получил выражение для мощности, переносимой в оболочке

$$\frac{P_{об}}{P_{\Sigma}} = \left[\frac{u_m^{\infty} a}{V} \right]^4 \left(1 - \frac{2}{V} \right), \quad (12)$$

где u_m^{∞} — m -й корень уравнения $J_{\nu}(u_m^{\infty} a) = 0$. Очевидно, что

$$\frac{P_{серд}}{P_{\Sigma}} = 1 - \frac{P_{об}}{P_{\Sigma}}.$$

Отсюда видно, что по мере увеличения V доля мощности, переносимой любой модой в оболочке, уменьшается. Например, для моды HE_{11} при $V = 1$ примерно 70% мощности переносится в оболочке и 30% в сердцевине, в то время как при $V = 2,405$, когда начинает распространяться следующая группа мод, примерно 84% мощности переносится внутри сердцевины.

Мы уже видели (8), что распределение поля в оболочке ведет себя как $K_{\nu}(w\rho)$. Для больших $w\rho$ $K_{\nu}(w\rho) \rightarrow \exp(-w\rho)$. Тогда при $\rho = w^{-1}$ поле уменьшается в e раз от его максимальной величины. Определяя эту величину ρ как радиус моды ρ_{vm} , можно получить следующее выражение:

$$\rho_{vm} = \frac{1}{w} = \frac{a}{\{V^2 - (u_m^{\infty} a)^2 [\pm 1 - (2\nu/V)]^{1/\nu}\}^{1/2}}. \quad (13)$$

Например, для моды HE_{11} при $V = 1$ радиус моды $\rho_{11} \approx 3a$. Таким образом, чтобы избежать возмущения поля в световоде толщина оболочки должна превышать эту величину.

Полезно здесь привести также выражение для полного числа мод, распространяющихся в световоде с данной величиной V . В¹⁷ найдено, что лучшим приближением для полного числа мод N является выражение

$$N = \frac{V^2}{2}. \quad (14)$$

До сих пор рассматривался световод, состоящий из однородной сердцевины, окруженной бесконечной оболочкой. Существует еще одно распреде-

ление показателя преломления по сечению световода, для которого может быть получено точное решение скалярного волнового уравнения. Это — квадратичный закон изменения показателя преломления в форме

$$n^2(\rho) = n^2(0) \left[1 - 2\Delta \left(\frac{\rho}{a} \right)^2 \right], \quad (15)$$

где $n(0)$ — показатель преломления на оси световода. Многомодовые волоконные световоды с таким профилем показателя преломления представляют большой практический интерес, поскольку, как мы увидим позже, близкое к параболическому распределение показателя преломления выравнивает групповые скорости различных мод и сильно расширяет информационную полосу пропускания по сравнению со ступенчатыми световодами. Решение этой задачи дано в ¹³ и здесь подробно рассматриваться не будет. Отметим только, что поля в этом случае выражаются через хорошо известные функции Лагерра—Гаусса. Постоянная распространения мод дается простым выражением

$$\beta_{p,q} = n(0)k \left[1 - \frac{2\sqrt{2}\Delta}{n(0)ka} (p+q+1) \right]^{1/2}. \quad (16)$$

Учитывая важную роль волоконных световодов с градиентным профилем показателя преломления в волоконно-оптических системах связи, желательно найти простые решения для световодов с более общим распределением показателя преломления. Такая задача была решена в ¹⁸ с помощью ВКБ-метода, который хорошо известен из квантовой механики.

Значительное упрощение решения задачи можно получить в приближении слабо направляемых мод, когда $n_1 \approx n_2$. Было обнаружено ^{16,17}, что при $n_1 \approx n_2$ постоянные распространения мод $HE_{\nu+1,m}$ и $EH_{\nu-1,m}$ почти совпадают. Это дает основание надеяться, что можно упростить задачу, взяв E_z и H_z в виде линейной комбинации решений. Выполнив вычисления поперечных компонент поля с помощью уравнений (3), приходим к следующим выражениям (в декартовых координатах):

$$\left. \begin{aligned} E_x &= H_y = 0, \\ E_y &= AJ_\nu(u\rho) \begin{pmatrix} \cos \nu\varphi \\ \sin \nu\varphi \end{pmatrix}, \\ H_x &= -nA \left(\frac{g}{\mu} \right)^{1/2} J_\nu(u\rho) \begin{pmatrix} \cos \nu\varphi \\ \sin \nu\varphi \end{pmatrix}, \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

где $n \approx n_1 \approx n_2$.

Таким образом, видно, что выбранная линейная комбинация представляет волну, линейно поляризованную в y -направлении. Очевидно, что полученная форма поперечного поля проще, чем точное решение. Аналогичные выражения получаются для моды с ортогональной поляризацией. Повторяя эту же операцию для области $\rho > a$ (с заменой функций Бесселя на модифицированные функции Ханкеля), можно найти, что существуют только линейно поляризованные поля.

Применение граничных условий приводит к следующему уравнению для собственных значений β :

$$\frac{uJ_{\nu\pm 1}(ua)}{J_\nu(ua)} = \mp \frac{wK_{\nu\pm 1}(wa)}{K_\nu(wa)}. \quad (18)$$

Видно, что это уравнение значительно проще уравнения (10). Снайдер ¹⁶ показал, что результаты решения этого приближенного уравнения дают погрешность не более 1% для $\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n} \leq 0,1$ и 10% для $\Delta \leq 0,25$.

Линейно-поляризованные моды обозначаются в литературе LP_{vm} . Мода самого низшего порядка обозначается LP_{01} . Ниже приводится соотношение между различными обозначениями мод

$$LP_{01} — HE_{11},$$

$$LP_{vm} — HE_{v+1,m} \pm EH_{v-1,m}, TE_{0m}, TM_{0m}.$$

4. ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В СТЕКЛЯННЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

При распространении оптического излучения по волоконному световоду наблюдается ряд явлений, изучение которых представляет практический и научный интерес. Одним из таких явлений является ослабление оптического сигнала. Исследование механизмов оптических потерь и их спектральной зависимости позволяет не только получать волоконные световоды с предельно низкими потерями, но и выбирать материалы и спектральные области, в которых световод из данного материала наиболее целесообразно использовать.

Другим практически важным явлением является уширение короткого оптического импульса при его распространении по световоду. Важность изучения этого явления объясняется прежде всего тем, что уширение импульса ограничивает скорость передаваемой по световоду информации в системах оптической связи. В этом разделе мы рассмотрим также нелинейные оптические явления, наблюдение которых в волоконных световодах имеет ряд важных особенностей.

4.1. Механизмы оптических потерь в стеклянных волоконных световодах

Проведем рассмотрение механизмов оптических потерь в стеклянных световодах на примере световодов из кварцевого стекла, поскольку эти световоды находят в настоящее время наибольшее распространение, а механизмы оптических потерь в них хорошо изучены. Область наибольшей прозрачности кварцевого стекла лежит в видимой и ближней ИК области спектра. Оптические потери стекла определяются как фундаментальными (собственными) механизмами поглощения и рассеяния света, так и поглощением и рассеянием примесями и дефектами.

В волоконных световодах возможны дополнительные потери из-за рассеяния света на неоднородностях волноводной структуры.

К фундаментальным механизмам оптических потерь в указанной области спектра относятся хвосты электронных полос поглощения в УФ области, инфракрасное решеточное поглощение и рассеяние света на неоднородностях, меньших длин волны света и присущих стеклам (рэлеевское рассеяние).

На рис. 6 представлены оценки фундаментальных оптических потерь в кварцевом стекле, выполненные путем экстраполяции краев собственного электронного и фононного поглощений в область высокой прозрачности, а также учета рэлеевского рассеяния¹⁹. Поглощение рассчитывалось из спектров пропускания особоцистых образцов кварцевого стекла в ультрафиолетовой и ближней ИК области спектра, а кривая рэлеевского рассеяния получена экстраполяцией потерь на рассеяние, измеренных в высокооднородных образцах кварцевого стекла на волне 0,63 мкм, в соответствии с законом λ^{-4} . Из рисунка видно, что область максимальной прозрачности кварцевого стекла лежит в диапазоне 1—1,7 мкм, причем абсолютный минимум оптических потерь расположен на волне 1,55 мкм и составляет величину около $5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1}$ ($\sim 0,2 \text{ дБ/км}$).

Если говорить о примесном поглощении, то в ближней ИК области спектра оно обусловлено, главным образом, примесями переходных металлов

Fe, Cu, Ni, Cr, V и др., а также гидроксильными группами. Для того, чтобы поглощение примесями переходных металлов и гидроксильных групп было несущественным, их содержание в стекле не должно превышать нескольких ppb (10^{-9}) и ppm (10^{-6}) соответственно. Разработанные Г. Г. Девятыми с сотрудниками методы очистки летучих галидов позволяют получать хлориды кремния, германия и др. с содержанием примесей переходных металлов, органических веществ и воды на уровне (10^{-7} — 10^{-8}) масс. %, 10^{-4} мол. % и 10^{-5} мол. % соответственно ^{20,21}. Такая чистота исходных соединений в сочетании с хорошо разработанной технологией изготовления волоконных световодов, позволяющей получать совершенные волноводные структуры без дополнительного загрязнения стекла в процессе изготовления световода, привели к созданию световодов с потерями, близкими к предельно низким.

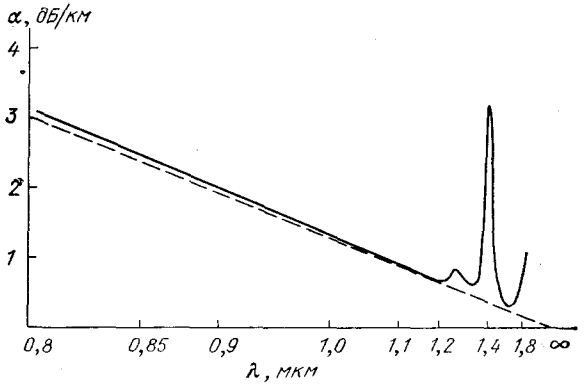
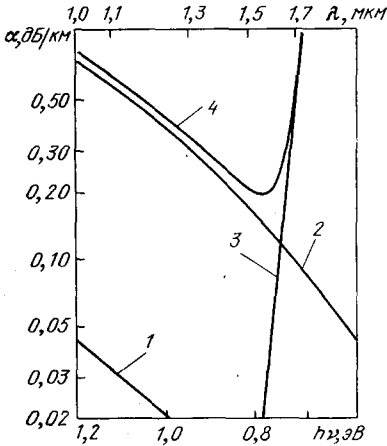


Рис. 6. Спектральные зависимости фундаментальных оптических потерь в кварцевом стекле, легированном германием:

УФ поглощения (1), рэлеевского рассеяния (2), ИК решеточного поглощения (3), суммарных (4)

Рис. 7. Спектр оптических потерь градиентного многомодового световода с сердцевинкой из кварцевого стекла, легированного двуокисью германия.

Штриховая кривая показывает теоретический предел, обусловленный рэлеевским рассеянием

На рис. 7 показан спектр оптических потерь градиентного многомодового ²² световода с сердцевинкой из кварцевого стекла, легированного двуокисью германия. Видно, что за исключением небольшого пика поглощения на волне 1,38 мкм, обусловленного примесями гидроксильных групп, оптические потери близки к теоретическому пределу, обусловленному рэлеевским рассеянием. Минимальные потери составляют величину 0,25 дБ/км на волне 1,55 мкм.

Таким образом наиболее предпочтительной с точки зрения длины безрефракционной участка спектральной областью для осуществления волоконно-оптической связи является диапазон длин волн 1,2—1,6 мкм, где оптические потери в волоконных световодах на основе кварцевого стекла имеют наименьшую величину.

4.2. У ш и р е н и е к о р о т к и х и м п у л ь с о в с в е т а

Предел пропускной способности (скорости передачи информации, информационной полосы пропускания) волоконного световода определяется тем, насколько близко могут располагаться соседние импульсы, кодирующие информацию, без взаимного перекрытия и, следовательно, без возникновения межсимвольных помех. Три главных механизма вызывают уширение коротких оптических импульсов при их распространении по световоду и тем

самым ограничивают информационную полосу пропускания волоконных световодов.

Уширение короткого светового импульса, распространяющегося по многомодовому световоду, обусловлено прежде всего разной групповой скоростью распространения различных мод. В типичных многомодовых световодах с диаметром сердцевины 50 мкм и разностью показателей преломления сердцевины и оболочки 0,01 распространяется несколько сотен мод, и уширение импульса составляет несколько десятков наносекунд на длине световода в 1 км. Такое уширение импульсов приводит к ограничению информационной полосы пропускания до нескольких десятков МГц на километр длины световода. Эффект различия групповых скоростей различных мод может быть резко снижен путем создания определенного профиля показателя преломления по сечению световода (рис. 1).

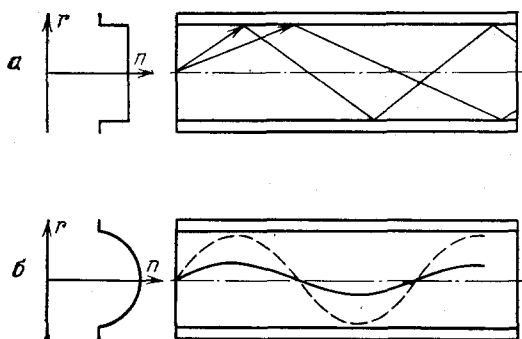


Рис. 8. Распространение лучей в ступенчатом (а) и градиентном (б) волоконных световодах

Профиль показателя преломления, близкий к параболическому, в большой степени выравнивает групповые скорости мод и позволяет снизить уширение импульса до величины порядка 0,1 нс/км. В настоящее время производится градиентные волоконные световоды с информационной полосой пропускания более 1 ГГц·км²³. Отметим, что все три вышеописанные способа получения световодов позволяют получать градиентные световоды.

Эффект уширения импульсов в многомодовых световодах со ступенчатым профилем показателя преломления и его снижения в градиентных световодах можно наглядно проиллюстрировать в рамках лучевого приближения. В этом приближении различными модам соответствуют лучи, распространяющиеся под различными углами к оси световода. На рис. 8, а показано распространение лучей в многомодовом световоде со ступенчатым профилем показателя преломления, на рис. 8, б — в градиентном световоде. Ясно, что в первом случае лучи, входящие в световод под большими углами, проходят больший путь, и переносимое ими излучение приходит к выходному концу световода с запаздыванием, что приводит к уширению импульса. Во втором случае лучи, входящие в световод под большими углами, тоже проходят больший геометрический путь, однако часть пути они проходят в области с меньшим показателем преломления, поэтому при правильно выбранном профиле показателя преломления можно примерно уровнять оптические пути лучей и тем самым сильно уменьшить уширение импульса.

В световодах с оптимальным профилем показателя преломления и одномодовых световодах уширение импульса вызывается главным образом материальной дисперсией, обусловленной зависимостью показателя преломления материала световода от длины волны. Поскольку оптический импульс всегда имеет конечную спектральную ширину, то происходит уширение импульса при его распространении даже по одномодовому световоду.

Уширение импульса вследствие материальной дисперсии при распространении по световоду длины L определяется выражением

$$\delta\tau = \frac{L}{c} \frac{d^2n}{d\lambda^2} \lambda \delta\lambda,$$

где c — скорость света в вакууме, $\delta\lambda$ — спектральная ширина источника излучения. В качестве примера приведем величину уширения импульса светового излучающего диода на основе Ga As, работающего на волне 800 нм и имеющего спектральную ширину 16 нм. При распространении такого импульса

по волоконному световоду из кварцевого стекла уширение вследствие материальной дисперсии составляет около 3 пс/км.

Уширение импульса вследствие материальной дисперсии резко уменьшается, если длина волны несущего излучения выбрана в спектральной области вблизи 1,3 мкм. На рис. 9²⁴ приведена спектральная зависимость материальной дисперсии $M = \lambda/c d^2n/d\lambda^2$ различных кварцевых стекол. Видно, что материальная дисперсия этих стекол обращается в нуль в спектральной области вблизи 1,3 мкм. Здесь уместно обратить внимание, что область отрицательной материальной дисперсии кварцевого стекла расположена в диапазоне длин волн, больших 1,3 мкм. Это важно с точки зрения наблюдения некоторых нелинейных явлений в волоконных световодах, которые мы рассмотрим в следующем разделе.

В области близкой к нулю материальной дисперсии уширение импульса будет обусловлено волноводной дисперсией, связанной с зависимостью групповой скорости данной моды от геометрической структуры световода, в частности, диаметра сердцевины. Волноводная дисперсия обычно мала по сравнению с величиной материальной дисперсии во всем спектральном диапазоне, кроме области близкой к нулю материальной дисперсии.

Соответствующим выбором структуры световода, в частности, применением многослойных структур, можно добиться компенсации материальной дисперсии за счет противоположной по знаку волноводной дисперсии в спектральной области 1,3—1,6 мкм. Искажения сигнала в этом случае будут минимальными и они определяются дисперсией более высокого порядка^{25,26}. Оценки показывают, что в этом случае по одномодовым световодам можно передавать информацию со скоростью порядка сотен Гбит/с на расстояние 1 км.

В предыдущем разделе мы видели, что минимальные оптические потери в волоконных световодах из кварцевого стекла лежат в области 1,3—1,6 мкм. Следовательно, эта спектральная область является наиболее перспективной для осуществления широкополосной дальней волоконно-оптической связи²⁷.

4.3. Нелинейные оптические явления в волоконных световодах

До сих пор мы рассматривали стеклянные волоконные световоды как полностью пассивную или линейную среду. Вследствие изотропии материала сердцевины стеклянных световодов младший нелинейный член в разложении поляризации по полю — кубичный, т. е. нелинейная поляризация $P_n = \chi^{(3)}EEE$. Несмотря на то, что кубичная нелинейность в стеклах является слабой, большие длины волоконных световодов при низких оптических потерях и малые поперечные размеры световодов выдвигают их в число наиболее интересных сред для наблюдения различных нелинейных явлений.

Действительно, использование длин световодов порядка или более 1 км увеличивает длину взаимодействия лазерного излучения со средой в 10^5 — 10^6 раз по сравнению со случаем наблюдения нелинейных явлений в объемных средах при сравнимых размерах сечения пучка. Диаметр сердцевины одномодового световода составляет в ближней ИК области 5—8 мкм,

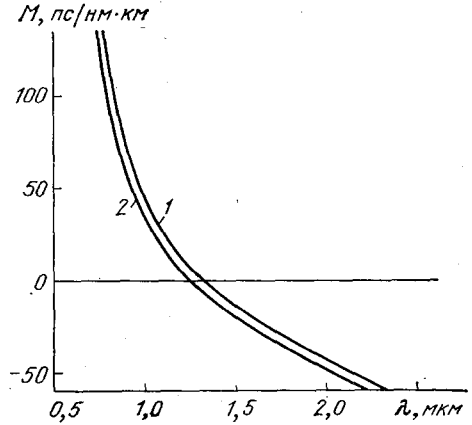


Рис. 9. Спектр материальной дисперсии различных кварцевых стекол: $\text{SiO}_2 + \text{GeO}_2$ (1), SiO_2 (2)

поэтому при пропускании через такой световод излучения мощностью 1 Вт плотность излучения в нем составляет величину порядка нескольких $\text{МВт}\cdot\text{см}^{-2}$.

Модовые свойства волоконных световодов открывают новые перспективы в исследованиях нелинейных явлений. Как мы видели выше, изменяя параметры световода (диаметр сердцевины, Δn), можно получать различные режимы распространения оптического излучения: одномодовый, маломодовый с заданным числом мод, многомодовый. При этом каждая мода имеет свой эффективный показатель преломления и неизменную конфигурацию поля по всей длине взаимодействия.

Благодаря указанным факторам, в волоконных световодах наблюдались не только практически все известные нелинейные явления, но и ряд новых, уникальных.

По сути дела возникло и бурно развивается новое направление волоконной оптики — нелинейная волоконная оптика.

Ниже мы коротко остановимся на некоторых наиболее интересных и практически важных явлениях.

В кварцевом стекле спектр комбинационного рассеяния (КР) широк, и колебательная частота, соответствующая максимуму интенсивности рассеянного света, расположена в области $\sim 450 \text{ см}^{-1}$. Первая стоксова компонента вынужденного комбинационного рассеяния света (ВКР) наблюдается при мощности накачки в несколько сот милливатт. С помощью лазера с модулированной добротностью на гранате с неодимом ($\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ и $0,53 \text{ мкм}$) в многомодовом волоконном световоде достаточно просто получить каскадное ВКР, причем спектр излучения большого числа стоксовых компонент перекрывает область прозрачности кварцевого стекла вплоть до $1,6 \text{ мкм}$ ²⁸⁻³⁰. Большая эффективность преобразования (более 50%) и относительно малые пороги процесса делают такой широкополосный источник мощного излучения перспективным для разных применений. Возможно создание и узкополосных перестраиваемых ВКР-лазеров как при лазерной накачке волоконного световода, помещенного в дисперсионный резонатор³¹, так и просто при включении световода в резонатор гранатового лазера при ламповой накачке кристалла³².

Вынужденное рассеяние Манделъштама — Бриллюэна (ВРМБ) в волоконных световодах может наблюдаться при еще меньших мощностях накачки, если ширина спектра накачки порядка ширины линии рассеяния Манделъштама — Бриллюэна, которая для плавленого кварца составляет величину порядка 100 МГц. Минимальная мощность при накачке аргоновым лазером, при которой наблюдалось ВРМБ в одномодовом световоде длиной 80 м в резонаторе, составляла 15 мВт³³.

Несмотря на то, что коэффициент усиления ВРМБ в стеклах более чем на два порядка превышает коэффициент усиления для ВКР, последний процесс обычно является доминирующим, так как ширина полосы накачки обычно много больше ширины линии рассеяния МБ.

В^{34,35} впервые исследовалось ВРМБ в многомодовых световодах. При накачке многомодовых световодов узкополосным лазерным излучением (лазер на гранате с неодимом, $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$) наблюдалось обращение волнового фронта накачки. Эффективность нелинейного преобразования импульсной накачки в ВРМБ ($\tau_n = 100\text{—}300 \text{ нс}$) в многомодовом световоде очень высока — более 65% при низкой пороговой мощности 34 Вт³⁴.

Специфика нелинейных процессов в волоконных световодах наглядно проявляется при исследовании четырехфотонного смещения³¹. При лазерной накачке волоконных световодов эффективны вынужденные четырехфотонные процессы, в результате которых два фотона накачки (ν_n) рождают фотоны на стоксовой (ν_c) и антистоксовой (ν_a) частотах в соответствии с законом сохранения энергии $2\nu_n = \nu_c + \nu_a$. Условие фазового синхронизма для взаимодействующих волн записывается в виде $2\mathbf{k}_n = \mathbf{k}_c + \mathbf{k}_a$ ($k_i = (2\pi/\lambda_i) n_i$, n_i —

показатель преломления). В объемных средах с нормальной материальной дисперсией при коллинеарном взаимодействии плоских волн $2k_n < k_c + k_a$. Фазовый синхронизм в таких средах достигается при взаимодействии волн под определенными углами, при этом длина взаимодействия этих волн мала. В волоконных световодах фазовый синхронизм на значительных длинах взаимодействия может быть выполнен за счет компенсации материальной дисперсии межмодовой разведением волн накачки, стоксовой и антистоксовой компонент в разные моды, имеющие различные эффективные показатели преломления. Вынужденные четырехфотонные процессы в маломодовых волоконных световодах при соблюдении условия фазового синхронизма впервые наблюдались при возбуждении световода излучением неодимового лазера в ³⁶. В этой работе частотные сдвиги $\Delta\nu = \nu_a - \nu_n = \nu_n - \nu_c$ были менее 400 см^{-1} . Позднее наблюдались вынужденные четырехфотонные процессы с частотными сдвигами в несколько тысяч см^{-1} ^{37,38}, причем в работе ³⁷ частотные сдвиги достигали величины $\Delta\nu = 5500 \text{ см}^{-1}$ при длине световода в несколько метров и мощности накачки $\sim 1 \text{ кВт}$. Это позволяет получать при накачке неодимовым лазером генерацию в области $1,4\text{--}1,6 \text{ мкм}$, т. е. в области отрицательной материальной дисперсии кварцевого стекла.

Несомненный интерес представляют исследования четырехфотонных процессов в волоконных световодах при бигармонической лазерной накачке, открывающие новые возможности как с точки зрения создания перестраиваемых в широкой области источников узкополосного излучения, так и при спектроскопических исследованиях структуры фононных резонансов в аморфных средах ^{39,40}. Наряду с интенсивной антистоксовой волной на частоте $\nu_a = 2\nu_1 - \nu_2$ ($\nu_1 > \nu_2$), образующейся в маломодовом световоде при выполнении условия фазового синхронизма, в ³⁸ обнаружена интенсивная стоксова волна на частоте $\nu_c = 2\nu_2 - \nu_1$, не требующая выполнения межмодового фазового синхронизма. Причем, если область перестройки антистоксовой волны, ограниченная рамками фазового синхронизма, относительно узка, то область перестройки стоксовой волны достигает 1000 см^{-1} и более.

Механизм обнаруженной стоксовой генерации при бигармонической накачке без выполнения условий фазового синхронизма можно представить следующим образом. На небольшой, порядка сантиметра для плавленого кварца, когерентной длине рождается слабая волна на стоксовой частоте $\nu_c = 2\nu_2 - \nu_1$, которая затем на большой длине экспоненциально усиливается в соответствии с ВКР-усилением в поле накачки. Усиление волны ν_c происходит при условии соответствия разности частот накачек частоте фононных резонансов среды ($\nu_1 - \nu_2 = \nu_\phi$). Действительно, экспериментально полученная зависимость мощности стоксовой волны от величины $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2$ неплохо соответствует спектру спонтанного КР для плавленого кварца (рис. 10).

Использование нелинейных явлений в стеклянных волоконных световодах открывает новые возможности для формирования импульсов света пикосекундного и фемтосекундного диапазонов с управляемыми параметра-

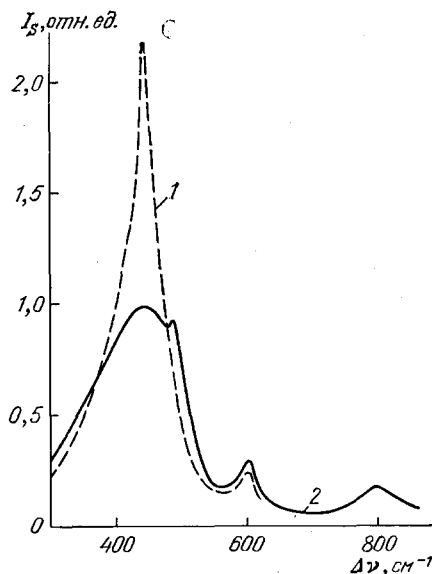


Рис. 10. Зависимость мощности стоксовой волны на частоте $\nu_s = 2\nu_2 - \nu_1$ от разности частот $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2$ (1), 2 — спонтанное КР

ми. В ^{41,42} обсуждались возможности использования нелинейности показателя преломления материала световода для достижения широкодиапазонного сканирования частоты поля световых импульсов. В отличие от фазовой модуляции обычных лазерных пучков в однородной нелинейной среде в одномодовом волоконном световоде уширение спектра не сопровождается изменением пространственной структуры пучка и перераспределением энергии по сечению из-за сопутствующих нелинейных явлений (самофокусировки, нелинейного поглощения и т. д.). Это позволяет достигнуть однородного по всему поперечному сечению уширения спектра лазерного импульса ⁴³.

Совместное действие нелинейности показателя преломления и дисперсии световода может приводить к временному самосжатию импульсов и формированию оптических солитонов огибающей в области отрицательной дисперсии групповой скорости.

Распространение огибающей светового импульса описывается уравнением, которое называется параболическим или нелинейным уравнением Шрёдингера

$$i \left(\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{v_{\text{гр}}} \frac{\partial A}{\partial t} \right) = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 k \partial^2 A}{\partial \omega^2 \partial t^2} + \alpha K \frac{n_2}{n_0} |A|^2 A.$$

здесь $v_{\text{гр}}$ — групповая скорость волны, а величина α зависит от распределения поля в световоде. Если учитывать потери δ , то следует в правую часть уравнения добавить член $-i\delta A$. Аналитическое решение этого уравнения представляет большие трудности. Однако Захаровым и Шабатом показано, что это уравнение имеет солитонные решения для огибающей входного импульса в виде гиперболического секанса, причем амплитуды импульсов будут кратными A_0 , где A_0 — амплитуда фундаментального солитона ⁴⁴. Фундаментальный солитон не меняет своей формы при распространении, если можно пренебречь потерями. Солитон второго порядка имеет удвоенную амплитуду. В этом случае решение является периодическим. Импульс сужается к минимальной ширине за полпериода и затем снова расширяется. Солитоны более высокого порядка имеют кратную амплитуду от A_0 , и их поведение более сложно. Они испытывают не только сужение, но и расщепление (рис. 11). Хасегава и Тапперт в 1973 г. предсказали возможность солитонного режима в световодах ⁴⁵. Авторы работы ⁴⁶ экспериментально наблюдали солитонный режим распространения импульсов в световодах на основе кварцевого стекла.

В связи с возможностью использования солитонного режима распространения оптических импульсов в световоде для целей передачи информации в последние годы появилось большое количество работ, посвященных исследованию этого явления ⁴⁷⁻⁵⁷. Было показано ^{47,48,50,53-56}, что при солитонном распространении импульсов в волоконном световоде скорость передачи информации будет ограничиваться линейными оптическими потерями в световоде и нелинейным взаимодействием солитонов.

В работах ^{51,52,59} были предложены различные способы усиления солитонов для увеличения скорости передачи информации по волоконному световоде. Одним из наиболее интересных методов усиления солитонов в световодах является использование другого нелинейного явления — процесса вынужденного комбинационного рассеяния ^{52, 57-59}. Как показано в работе ⁵⁹, использование процесса нестационарного ВКР в маломодовом волоконном световоде позволяет не только восстанавливать форму и энергию оптических импульсов при их нелинейном распространении по световоде, но и реализовать режим нелинейного преобразования солитонов ^{57,58}.

В настоящее время использование высококачественных одномодовых световодов в качестве нелинейных фазовых модуляторов в схемах дисперсионного сжатия оптических импульсов позволило значительно продвинуться в проблеме формирования сверхкоротких импульсов света. Таким путем получены мощные пикосекундные импульсы в видимой ⁶⁰⁻⁶² и ближней ИК

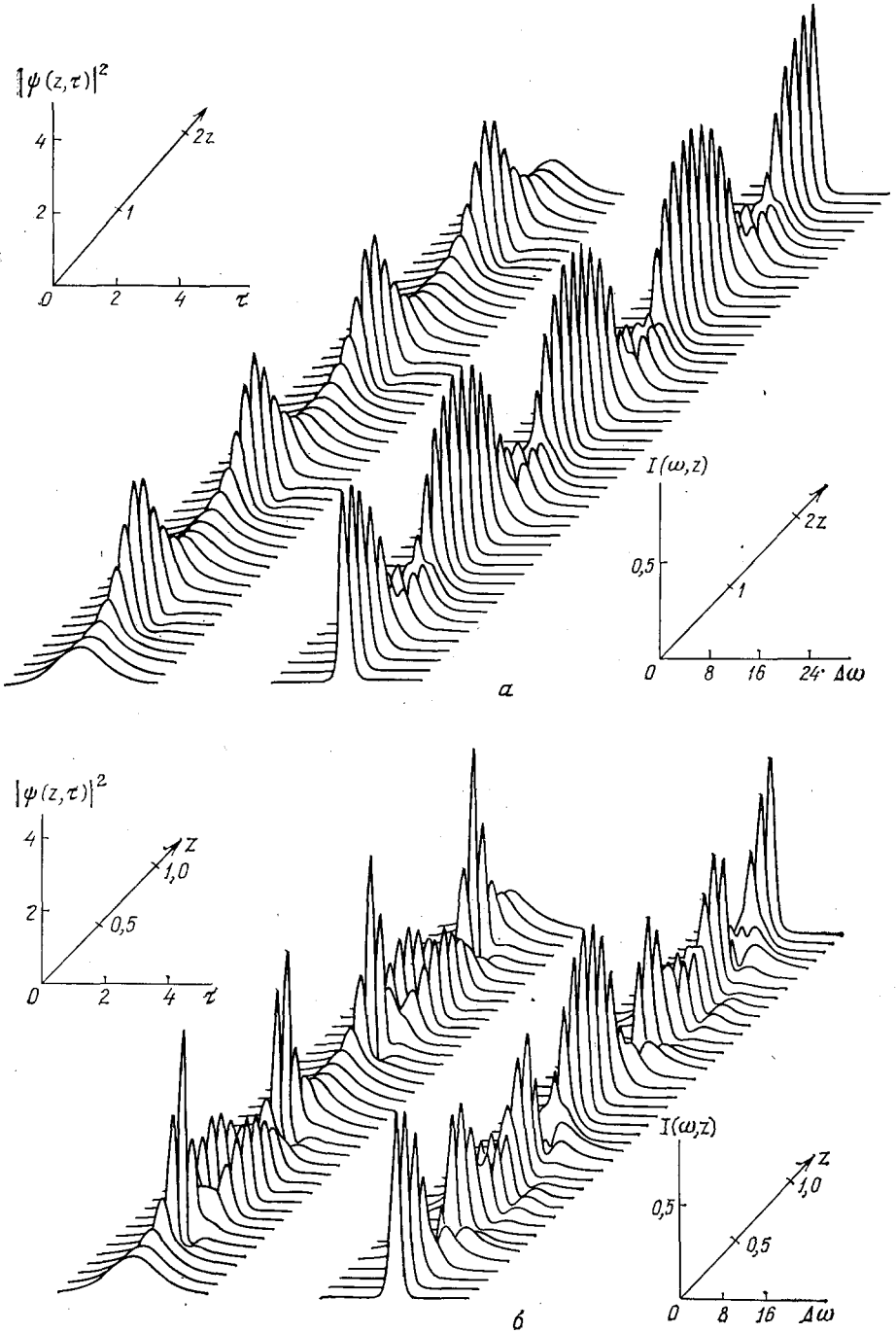


Рис. 11. Нелинейная динамика временной огибающей $|\psi(z, \tau)|^2$ и спектра $I(\omega, z)$ 2 (а)- и 3 (б)-солитонных импульсов в волоконных световодах.
 z нормировано на дисперсионную длину, остальные переменные — на их значения при $z = 0, \tau = 0$ и $\Delta\omega = 0$

области спектра ^{63,64}. В частности, в ⁶⁰ путем сжатия исходного 110 фс импульса получены пока самые короткие импульсы света с длительностью всего 12 фс. Максимальная степень сжатия — 80 раз — получена при сжатии 33 пс импульса в работе ⁶¹. В ⁶⁵ методом спектральной фильтрации выделены пикосекундные импульсы при совместном действии фазовой самомодуляции и ВКР.

Наличие области отрицательной дисперсии групповых скоростей при $\lambda > 1,3$ мкм в световодах на основе кварцевого стекла позволяет осуществить сжатие световых импульсов непосредственно в световоде. Таким образом в ⁶⁶ осуществлено 27-кратное сжатие 7 пс импульсов на волне 1,55 мкм, а в ^{67,68} — более чем 100-кратное сжатие 30 пс импульсов, перестраиваемых в области спектра 1,5—1,6 мкм. Причем эффективное ВКР-преобразование таких импульсов позволило получить одиночные импульсы без пьедестала длительностью 200 фс и мощностью 55 кВт ⁶⁸.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Главные применения волоконной оптики базируются в настоящее время на использовании волоконных световодов на основе кварцевого стекла. Уровень технологии этих световодов таков, что в промышленном производстве выпускаются высокопрочные световоды с широкой полосой пропускания и оптическими потерями, близкими к предельно низким, при этом минимальные потери составляют величину около 0,2 дБ/км в ближней ИК области спектра. Очень быстрыми темпами развивается волоконно-оптическая связь; особенно впечатляющими являются достижения в разработке широкополосных волоконно-оптических линий связи. Достаточно сказать, что в последние годы реализованы оптические системы передачи информации со скоростью в несколько Гбит/с на расстояния свыше ста километров без ретрансляторов. Разработка волоконно-оптических систем связи с гетеродинным приемом позволит увеличить длину безретрансляционного участка до нескольких сотен километров. Очень широкое применение найдут волоконно-оптические датчики. В настоящее время разрабатываются волоконные датчики вращения, акустических волн, температуры, магнитного поля, ионизирующих излучений и другие.

Однако для ряда применений, прежде всего, для волоконно-оптической связи, желательно иметь волоконные световоды с еще более низкими оптическими потерями.

Из рис. 6 видно, что положение и величина минимума фундаментальных потерь в стеклах определяется двумя главными механизмами, а именно: рэлеевским рассеянием, интенсивность которого спадает с длиной волны по закону λ^{-4} и краем инфракрасного поглощения. Если бы можно было найти материалы, у которых край инфракрасного решеточного поглощения сдвинут в длинноволновую область спектра, тогда в результате быстрого спада интенсивности рэлеевского рассеяния с длиной волны естественно ожидать сдвига минимума потерь тоже в длинноволновую область и уменьшения его величины. Сдвиг края инфракрасного решеточного поглощения в длинноволновую область спектра можно ожидать у материалов, состоящих из более тяжелых атомов. Действительно, расчеты показали, что имеется ряд материалов (стекло и кристаллов), в которых оптические потери в средней ИК области спектра (2—11 мкм) могут иметь величину 10^{-2} — 10^{-3} дБ/км.

Среди них флюоридные стекла с минимумом оптических потерь в области 3—4 мкм ⁶⁹, халькогенидные стекла со спектральной областью минимальных потерь 5—6 мкм ^{70,71}, а также кристаллы галогенидов металлов, имеющие минимальные потери в более длинноволновом диапазоне ^{72,73}. Возможность получения волоконных световодов с потерями, на 1—2 порядка более низкими, чем в световодах на основе кварцевого стекла, стимулировала интенсивные исследования в этой области ^{74—77}.

В настоящее время в лабораторных условиях получены волоконные световоды на основе флюоридных и халькогенидных стекол с потерями порядка 10 дБ/км⁷⁸ и нескольких десятков дБ/км⁷⁶ соответственно и поликристаллические световоды с потерями порядка 100 дБ/км на волне 10,6 мкм⁷⁹. Хотя достигнутые потери на несколько порядков превышают предельно возможные, но быстрый прогресс в этом направлении позволяет надеяться на дальнейшее резкое снижение потерь в ИК-волоконных световодах.

Разработанные к настоящему времени ИК волоконные световоды перспективны для канализации мощного лазерного излучения (химических, СО- и СО₂-лазеров) для технологических и медицинских целей, в датчиках температуры, в различных локационных приборах. Разработка ИК световодов с предельно низкими потерями позволит создать протяженные волоконно-оптические линии связи с длиной безретрансляционного участка до 1000 км.

Институт общей физики
АН СССР

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Као К. С., Носкхам Г. А. — Proc. IEEE, 1966, v. 133, p. 1151.
2. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Гарбузов Ю. В., Жиляев Ю. В., Морозов Е. П., Портной Е. Л., Трофим В. Г. — ФТП, 1970, т. 4, с. 182б.
3. Gnauck A. H., Kasper B. L., Linke R. A., Dawson R. W., Koch T. L., Bridges T. J., Burkhardt E. G., Yan R. T., Wilt D. P., Campbell J. C., Ciemiecki Nelson K., Cohen L. G. — In: Conference on Optical Fiber Communication. — San Diego, California, 11–13 February 1985, PD2.
4. Giallorenzi T. G. — Optics and Laser Techn. April 1981, p. 73.
5. Advances in Infrared Fibers II: Proc. of SPIE. — Los Angeles, 26–28 January 1982, v. 320.
6. Прохоров А. М. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1983, т. 47, с. 1874.
7. Белов А. В., Бубнов М. М., Гурьянов А. Н., Девятых Г. Г., Дианов Е. М., Прохоров А. М., Русанов С. Я., Юшин А. С. — Квант. электрон., 1978, т. 5, с. 2064.
8. Kalish D., Key P. L., Kurkjian C. R., Tariyal B. K., Wang T. T. — In: Optical Fiber Communication/Eds S. E. Miller, A. G. Chynoweth. — New York; San Francisco; London: Academic Press, 1979, p. 401.
9. Schonhorn H., Kurkjian C. R., Jaeger R. E., Vazirani H. N., Albarino R. V., DiMarcello F. V. — Appl. Phys. Lett., 1976, v. 29, p. 712.
10. Богатырев В. А., Бубнов М. М., Вечканов Н. Н., Гурьянов А. Н., Дианов Е. М., Конов А. С., Лаврищев С. В., Лаптев А. Ю. — Квант. электрон., 1982, т. 9, с. 1506.
11. Tajima Y., Sakaguchi S. — Rev. Electr. Commun. Lab., 1983, v. 31, p. 837.
12. DiMarcello F. V., Brownlow D. L., Huff R. C., Hart A. C. — In³, PD6.
13. Маркузе Д. Оптические волноводы. — М., Мир, 1974.
14. Мидвинтер Дж. Э. Волоконные световоды для передачи информации. — М.: Радио и связь, 1983.
15. Унгер Х.-Г. Планарные и волоконные оптические волноводы. — М.: Мир, 1980.
16. Snyder A. W. — IEEE Trans., 1961, v. MTT-17, p. 1310.
17. Gloge D. — Appl. Opt., 1971, v. 10, p. 2252.
18. Gloge D., Marcattili E. A. J. — Bell Syst. Techn. J., 1973, v. 52, p. 1563.
19. Miyashita T., Miya T., Nakahara M. — In: Topical Meeting on Optical Fiber Communication. — Washington, 1979, PD-1.
20. Devjatykh G. G., Agliulov N. H., Zelyaev I. A. — In: Symposium über Halogenchemie. 4. bis 6. April 1978. — Berlin, GDR, S. 27.
21. Devjatykh G. G., Agliulov N. H., Rodchenkov V. L., Krylov V. A., Vorotyntsev V. M., Nikolaev A. E., Shcherplyagin E. M. — In: 5th Intern. Symposium on High Purity Materials in Science and Technology, Dresden, 5–9 May 1980, Poster-abstracts, p. 126.
22. Белов А. В., Брайман М. П., Грудинин А. Б., Гурьянов А. Н., Девятых Г. Г., Дианов Е. М., Ильин В. М., Машинский В. М., Неуструев В. Б., Прохоров А. М., Хопин В. Ф. — Квант. электрон., 1984, т. 11, с. 646.
23. Hoshikawa M., Yano K. — In: Technical Digest of 4th Intern. Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication. — Tokyo, 1983.

24. Белов А. В., Гурьянов А. Н., Дианов Е. М., Машинский В. М., Неуструев В. Б., Николаичик А. В., Юшин А. С.— Квант. электрон., 1978, т. 5, с. 712.
25. Беланов А. С., Дианов Е. М., Прохоров А. М.— Ibidem, 1979, т. 6, с. 197.
26. Беланов А. С., Дианов Е. М.— Радиотехника, 1982, т. 37, с. 35.
27. Дианов Е. М.— Квант. электрон., 1980, т. 7, с. 453.
28. Бутылкин В. С., Григорьянц В. В., Жаботинский М. Е., Петросян А. С., Смирнов В. И.— Ibidem, с. 621.
29. Нестерова З. В., Александров И. В., Мельник И. В., Непорент Б. С., Саттаров Д. К., Сафиулина С. С.— Письма ЖТФ, 1980, т. 6, с. 661.
30. Грудинин А. Б., Гурьянов А. Н., Дианов Е. М., Захидов Э. А., Карасик А. Я., Лучников А. В.— Квант. электрон., 1981, т. 8, с. 2383.
31. Stolen R. H.— Fiber and Integr. Optics, 1980, v. 3, p. 21.
32. Дианов Е. М., Исаев С. К., Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Фирсов В. В.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1979, т. 43, с. 266.
33. Cotter D.— Electron. Lett., 1982, v. 18, p. 495.
34. Басиев Т. Т., Дианов Е. М., Карасик А. Я., Лучников А. В., Миrows С. Б., Прохоров А. М.— Письма ЖТФ, 1982, т. 36, с. 85.
35. Петров М. П., Кузин Е. А.— Письма ЖТФ, 1982, т. 3, с. 729.
36. Stolen R. H.— IEEE J. Quantum Electron., 1975, v. QE-11, p. 100.
37. Дианов Е. М., Захидов Э. А., Карасик А. Я., Мамышев П. В., Прохоров А. М.— ЖТФ, 1982, т. 83, с. 39.
38. Lin C., Vösh M. A.— Appl. Phys. Lett., 1981, v. 38, p. 479.
39. Басиев Т. Т., Дианов Е. М., Захидов Э. А., Карасик А. Я., Миrows С. Б., Прохоров А. М.— Письма ЖТФ, 1983, т. 37, с. 192.
40. Басиев Т. Т., Воронько Ю. К., Дианов Е. М., Захидов Э. А., Зверев П. Г., Карасик А. Я.— В кн.: Тезисы докладов IV Всесоюзной конференции «Оптика лазеров».— Л.: ГОИ, 1983, с. 105.
41. Irpen E. P., Shank C. V., Gustafson T. K.— Appl. Phys. Lett., 1974, v. 24, p. 190.
42. Луговой В. Н.— Письма ЖТФ, 1975, т. 22, с. 416.
43. Stolen R. H., Lin C.— Phys. Rev. Ser. A, 1978, v. 17, p. 1448.
44. Захаров В. Е., Шабат А. Б.— ЖТФ, 1973, т. 64, с. 1627.
45. Hasegawa A., Tappert F.— Appl. Phys. Lett., 1973, v. 23, p. 142.
46. Mollenauer L. F., Stolen R. H., Gordon J. P.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 1095.
47. Hasegawa A., Kodama Y.— Proc. IEEE, 1981, v. 69, p. 1145.
48. Dogan N. J., Blow K. J.— IEEE J. Quantum Electron., 1983, v. QE-19, p. 1883.
49. Сисякян И. Н., Шварцбург А. Б.— Квант. электрон., 1984, т. 11, с. 1703.
50. Blow K. J., Dogan N. J.— Electron Lett., 1983, v. 19, p. 429.
51. Hasegawa A., Kodama Y.— Opt. Lett., 1983, v. 7, p. 285; v. 8, p. 339.
52. Hasegawa A.— Appl. Opt., 1984, v. 19, p. 3302.
53. Дианов Е. М., Никонова З. С., Серкин В. Н. Преприят ИОФАН СССР, № 13.— Москва, 1985.
54. Дианов Е. М., Прохоров А. М., Серкин В. Н.— ДАН СССР, 1983, т. 273, с. 1112.
55. Дианов Е. М., Никонова З. С., Серкин В. Н.— Квант. электрон., 1985.
56. Дианов Е. М., Прохоров А. М., Serkin V. N.— In: Technical Symposium Infrared Optical Materials and Fibers: Proc. of SPIE.— Arlington, 3—4 May 1984, v. 484, p. 26.
57. Выслоух В. А., Серкин В. Н.— Письма ЖТФ, 1983, т. 38, с. 170.
58. Выслоух В. А., Серкин В. Н.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1984, т. 48, с. 1777.
59. Дианов Е. М., Никонова З. С., Прохоров А. М., Серкин В. Н.— ДАН СССР, 1985, т. 283, с. 1342; Преприят ИОФАН СССР № 57.— Москва, 1985.
60. Halbout J. M., Grischkowsky D.— Appl. Phys. Lett., 1985, v. 45, p. 1281.
61. Johnson A. M., Stolen R. H., Simpson W. M.— Appl. Phys. Lett., 1984, v. 44, p. 729.
62. Ахманов С. А., Выслоух В. А., Мурадян Л. Х., Першин С. М., Подшивалов А. А. Преприят МГУ № 17.— Москва, 1984.
63. Дианов Е. М., Карасик А. Я., Мамышев П. В., Онищук Г. И., Прохоров А. М., Стельмах М. Ф., Фомичев А. А.— Квант. электрон., 1984, т. 11, с. 1078.
64. Kafka J. D., Kolner V. H., Ваег Т., Bloom D. M.— Opt. Lett., 1984, v. 9, p. 505.
65. Дианов Е. М., Карасик А. Я., Мамышев П. В., Онищук Г. И., Прохоров А. М., Стельмах М. Ф., Фомичев А. А.— Письма ЖТФ, 1984, т. 39, с. 564.

66. Mollenauer L. F., Stolen R. H., Gordon J. P., Tomlinson W. J.—*Opt. Lett.*, 1983, v. 8, p. 289.
67. Дианов Е. М., Карасик А. Я., Мамышев П. В., Онищук Г. И., Прохоров А. М., Стельмах М. Ф., Фомичев А. А.—*Письма ЖЭТФ*, 1984, т. 40, с. 148.
68. Дианов Е. М., Карасик А. Я., Мамышев П. В., Прохоров А. М., Серкин В. Н., Стельмах М. Ф., Фомичев А. А.—*Ibidem*, 1985, т. 41, с. 242.
69. Shibata S., Horiguchi M., Jinguji K., Mitachi S., Kanamori T., Manabe T.—*Electron. Lett.*, 1981, v. 17, p. 775.
70. Shibata S., Terumuna Y., Manabe T.—*Japan. J. Appl. Phys.*, 1980, v. 19, p. 603.
71. Дианов Е. М., Петров М. Ю., Плотниченко В. Г., Сысоев В. К.—*Квант. электрон.*, 1982, т. 9, с. 798.
72. Gentile A. L., Braunstein M., Pinnow D. A. et al.—In: *Infrared Optical Materials in Fiber Optics: Advances in Research and Development*/Eds B. Bendow, S. Mitra.—N.Y.: Plenum Press, 1979, p. 105.
73. Дианов Е. М., Лисицкий И. С., Плотниченко В. Г.—*Опт. и спектр.*, 1983, т. 553, с. 1057.
74. Дианов Е. М.—*In*⁵, p. 15.
75. Devyatikh G. G., Dianov E. M.—*In*⁵⁶, p. 105.
76. Kanamori T., Terumuna Y., Takahashi S., Miyashita T.—*Lightwave, J. Technology*, 1984, v. LT-2, p. 605.
77. Tran D. C., Sigel G. H., Bendow B.—*Ibidem*, p. 566.
78. Sigel G. H., Tran D. C.—*In*⁵⁶, p. 2.
79. Kachi S., Nakamura K., Kimura M., Shiroyama K.—*Ibidem*, p. 128.