

Полые световоды: современное состояние и перспективы развития

А.Д. Прямыков, А.В. Гладышев, А.Ф. Косолапов, И.А. Буфетов

Представлен обзор истории развития и современного состояния световодов с поллой сердцевиной. Обсуждаются их основные свойства, которые определяют конкурентные преимущества полых световодов перед световодами других типов и задают перспективные направления их практического применения. В частности, рассматриваются последние достижения по снижению оптических потерь и перспектива телекоммуникационных применений полых световодов, обсуждаются вопросы транспортировки высокоинтенсивного оптического излучения, а также делается обзор результатов по нелинейному сжатию и генерации ультракоротких импульсов в газонаполненных световодах с поллой сердцевиной. Отдельный раздел посвящён последним достижениям по разработке газовых волоконных лазеров, использующих для накачки как оптическое излучение, так и газовый разряд.

Ключевые слова: волоконная оптика, полые волоконные световоды, нелинейная волоконная оптика

PACS numbers: 42.55.Wd, 42.65.–k, 42.81.–i

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2023.12.039616>

Содержание

- Введение (138).**
 - Классификация полых световодов по механизму локализации света в сердцевине.
 - Технология изготовления полых волоконных световодов.
 - Револьверный световод как основа перспективных волоконно-оптических линий связи (146).**
 - Транспортировка излучения с высокой, средней и/или пиковой мощностью (147).**
 - Свойства стандартных и полых волоконных световодов: сравнение.
 - Распространение оптического разряда по револьверному световоду.
 - Нелинейная оптика в газонаполненных полых световодах (153).**
 - Нелинейное сжатие и генерация ультракоротких лазерных импульсов в полых световодах.
 - Газовые волоконные лазеры и освоение среднего инфракрасного диапазона.
 - Исследования в области газоразрядных волоконных лазеров.
 - Первый газоразрядный волоконный лазер.
 - Заключение (166).**
- Список литературы (166).

1. Введение

Волоконные световоды стали неотъемлемой частью нашей жизни. В современном информационном обществе они фактически формируют среду обитания, ставшую настолько привычной и естественной, что большинство из нас даже не замечает её, как воздух в повседневной жизни. Тем не менее, используя Интернет в работе, совершая онлайн-покупки, общаясь в социальных сетях или участвуя в видеоконференциях, мы постоянно пользуемся услугами волоконных световодов, несмотря на иллюзию их отсутствия, создаваемую технологиями беспроводного доступа. Кроме того, на основе волоконных световодов разработаны компактные, стабильные и надёжные источники лазерного излучения, которые нашли широкое применение в различных областях, от резки и сварки материалов в промышленном производстве до биомедицины и даже поиска новых экзопланет.

Такой успех волоконных световодов во многом обусловлен свойствами кварцевого стекла, которое является основным материалом, используемым для изготовления как оболочки, так и сердцевины световодов. Технология изготовления световодов на основе кварцевого стекла непрерывно развивается уже более 40 лет, и за это время многие их параметры достигли своего фундаментального предела. Например, абсолютный минимум оптических потерь в световодах, определяемый такими фундаментальными механизмами, как рэлеевское рассеяние и фоновое поглощение в кварцевом стекле, составляет $\sim 0,15$ дБ км⁻¹ на длине волны 1,56 мкм и уже достигнут на практике. Также хорошо известно, что такие фундаментальные механизмы, как электронное и фоновое поглощение, делают невозможным применение кварцевого стекла в ультрафиолетовом

А.Д. Прямыков, А.В. Гладышев, А.Ф. Косолапов, И.А. Буфетов^(*)
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова,
ул. Вавилова 38, 119333 Москва, Российская Федерация
E-mail: ^(*) iabuf@fo.gpi.ru

Статья поступила 11 августа 2023 г.,
после доработки 12 декабря 2023 г.

(УФ) и среднем инфракрасном (ИК) диапазонах соответственно. Тем не менее жизнь постоянно ставит новые задачи, требующие дальнейшего развития волоконных световодов, выходящего за пределы, накладываемые свойствами кварцевого стекла.

Эlegantным решением этой проблемы являются полые световоды (ПС), в которых излучение локализуется внутри полой сердцевины. Сердцевина ПС по умолчанию заполнена воздухом, но может быть вакуумирована или заполнена другими газами с требуемыми оптическими свойствами.

Развитие полых световодов шло по пути минимизации доли оптической мощности, распространяющейся в оболочке. С 1999 года, когда были созданы первые ПС с фотонной запрещённой зоной [1], такая доля была снижена с $\sim 10^{-2}$ до $\sim 10^{-5}$ благодаря изобретению антирезонансных полых световодов, обладающих отрицательной кривизной поверхности оболочка–сердцевина [2–4]. Чрезвычайно малое взаимодействие излучения, локализованного в полой сердцевине, с оболочкой световода позволяет в значительной степени обойти ограничения, налагаемые материалом оболочки. Благодаря этому полые световоды могут демонстрировать высокую радиационную стойкость по отношению как к высокоинтенсивному оптическому, так и к ионизирующему излучению. Кроме того, технология ПС позволяет рассчитывать на преодоление фундаментального предела оптических потерь в телекоммуникационных световодах, а также расширить спектральный диапазон, доступный для полых световодов, оболочка которых создаётся по хорошо известной и освоенной технологии кварцевого стекла.

За последние годы в зарубежной литературе вышло несколько обзоров, посвящённых свойствам и применениям полых световодов [5–9]. В то же время в научных журналах на русском языке данная тематика представлена лишь фрагментарно и с отставанием от современного состояния развития полых световодов.

В настоящем обзоре делается попытка восполнить этот пробел. В обзоре представлена история развития, основные свойства и основы технологии полых световодов (раздел 1), а также обсуждаются результаты исследований ПС по наиболее активно развивающимся направлениям. В частности, рассматриваются такие направления, как снижение оптических потерь и телекоммуникационные применения ПС (раздел 2), транспортировка высокоинтенсивного оптического излучения (раздел 3), нелинейное сжатие и генерация ультракоротких импульсов (раздел 4.1) и разработка газовых волоконных лазеров, включая создание первого газоразрядного волоконного лазера (разделы 4.2–4.4).

1.1. Классификация полых световодов по механизму локализации света в сердцевине

Основной характеристикой волноводной моды, распространяющейся в форме бегущей волны $\exp[i(\beta z - \omega t)]$ вдоль сердцевины полого световода (ось z), является её постоянная распространения $\beta = \omega n_{\text{eff}}/c$. В эту формулу, кроме частоты излучения ω и скорости света в вакууме c , входит эффективный показатель преломления n_{eff} , который получается путём решения задачи на собственные значения с учётом граничных условий для электромагнитных полей мод рассматриваемого ПС. Основное отличие собственных мод ПС всех типов от собственных

мод световодов, локализирующих излучение по принципу полного внутреннего отражения, является наличие мнимой части, $n_{\text{eff}} = \text{Re}(n_{\text{eff}}) + i \text{Im}(n_{\text{eff}})$, у мод ПС. Это означает, что собственные моды ПС являются вытекающими и теряют энергию по мере распространения. Иногда говорят также, что между модами полой сердцевины и модами оболочки, которые можно рассматривать как отдельные пространственные каналы передачи энергии, образуется связь, за счёт которой и происходит вытекание энергии мод воздушной сердцевины ПС. Действительная часть эффективного показателя преломления $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ определяет фазу моды сердцевины ПС, в то время как мнимая часть $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ определяет потери данной моды. При этом стоит отметить, что потери моды полой сердцевины складываются как из волноводной части, связанной с особенностями конструкции оболочки световода, так и с чисто материальными потерями в оболочке ПС. Таким образом, для успешного распространения излучения в полой сердцевине необходим поиск такой конструкции оболочки ПС, которая бы позволила максимально снизить значения мнимой части n_{eff} .

Развитие концепции полых световодов для передачи излучения на большие расстояния началось с работы [10], в которой была предложена наиболее простая конструкция ПС, вообще не имеющая оболочки. Это была труба с воздушной сердцевиной круглой формы в бесконечной диэлектрической среде. Излучение моды такого ПС просто преломлялось на границе воздушной сердцевины и уходило на бесконечность. Такая волноводная система практически рассчитывалась аналитически и только в окончательном виде дисперсионные уравнения для нахождения n_{eff} мод воздушной сердцевины решались численно. Расчёты показали, что волноводные потери в таком ПС пропорциональны отношению $\sim \lambda^2/R^3$, где λ — длина волны, а R — радиус воздушной сердцевины ПС. Например, ПС такого типа из стекла с показателем преломления $n = 1,5$ на длине волны $\lambda = 1$ мкм имеет потери $1,55$ дБ км^{-1} для моды EH_{11} при радиусе воздушной сердцевины $R = 1$ мм. При наличии изгиба с радиусом $R_{\text{bend}} \sim 10$ км потери в ПС удваиваются, что, по мнению авторов, делало невозможным использование ПС из диэлектрического материала для передачи излучения на большие расстояния. Кроме того, нужно иметь в виду, что ПС с таким большим радиусом воздушной сердцевины будет существенно многомодовым.

Важным шагом для решения проблемы использования полых световодов для передачи излучения с малыми потерями было использование явления антирезонанса. Теоретически зонная структура пропускания излучения в капиллярах со стенкой конечной толщины была продемонстрирована в работе [11]. В данной работе были аналитически выведены формулы для величин толщин стенки капилляра, соответствующих эффективному пропусканию или отражению излучения от этой стенки. Впервые термины "антирезонансный волновод" и "антирезонансный механизм локализации излучения в волноводе" были применены в экспериментальной работе [12]. Теоретически и экспериментально было продемонстрировано наличие запрещённых зон для излучения, распространяющегося в планарном волноводе, с сердцевиной размером 4 мкм из чистого SiO_2 , окружённой с одной стороны воздухом, а с другой — слоем кремния. На

основе закона Снеллиуса аналитически было получено антирезонансное условие, при котором коэффициент отражения от указанных планарных слоёв максимален. При этом было показано, что фактически их можно рассматривать как аналог интерферометра Фабри–Перо. Что касается круглых ПС из кварцевого стекла и ПС с антирезонансными диэлектрическими покрытиями на внутренней поверхности границы сердцевинки, то первые образцы таких волноводов были изготовлены и продемонстрированы в работах [13, 14]. В работе [13] рассматривалась проблема передачи излучения CO_2 -лазера в ПС с металлическим или металло-диэлектрическим покрытием внутренней поверхности круглой трубы волновода. В случае диэлектрического покрытия на металлическом слое на внутренней поверхности воздушной сердцевинки, ПС может рассматриваться как волновод, отчасти ведущий излучение с помощью антирезонансного механизма. В работе [14] рассматривалась также передача излучения на длине волны 10,6 мкм, но в трубе из кварцевого стекла с диаметром 1,04 мм и 2 мм. Экспериментально измеренные потери в прямом ПС составили 1,9 и 0,69 дБ м^{-1} соответственно, причём расчётные потери, вычисленные согласно теории, изложенной в [10], неплохо согласуются с ними. Основной проблемой, возникающей при передаче излучения при таких значениях диаметра воздушной сердцевинки, являются большие потери при изгибе ПС. Для полного описания проблем, связанных с передачей излучения в среднем ИК-диапазоне спектра в ПС с большим диаметром полой сердцевинки и металло-диэлектрическими покрытиями её внутренней поверхности, необходимо упомянуть работы профессора Харрингтона (Harrington) [15]. В частности, в его работах была продемонстрирована передача излучения CO_2 -лазера на длине волны 10,6 мкм с потерями 0,1 дБ м^{-1} при радиусе изгиба 5 см. Также была продемонстрирована передача излучения CO_2 -лазера с мощностью до 3 кВт. Как было указано, все ПС, описанные выше, имели воздушную сердцевину круглой формы с радиусом $R \gg \lambda$, покрытую либо слоем металла типа серебра, либо дополнительно диэлектрическим слоем. Механизм отражения излучения от диэлектрической плёнки хорошо объясним с точки зрения антирезонансной модели, и для его теоретического описания достаточно применить лучевой подход. Основные недостатки таких ПС — это связанная с большой сердцевинкой чувствительность к изгибу и многомодовость. Кроме того, уровень потерь в таких ПС всегда не ниже $\sim 0,1$ дБ м^{-1} .

Значительный прогресс в области создания новых типов ПС начался с момента создания первого микроструктурированного или фотонно-кристаллического ПС [1]. Основой для создания такого типа ПС послужило предположение профессора Расселла (Russell) о том, что локализация света в воздушной сердцевинке ПС возможна на основе эффекта фотонных запрещённых зон, возникающих в оболочке световода, выполненной в виде двумерного фотонного кристалла [16]. Двумерный фотонный кристалл в данном случае имеет гексагональный тип упаковки воздушных отверстий круглой формы в поперечном сечении оболочки ПС. Численные расчёты показали, что в таком случае для мод ПС с эффективным показателем преломления $n_{\text{eff}} < 1$ существует интервал значений Δn_{eff} , в котором возможно слияние фотонных запрещённых зон для радиального и азимутального

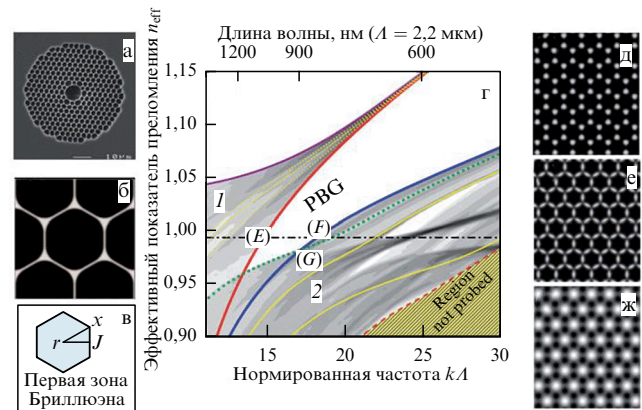


Рис. 1. (а) Поперечное сечение фотонно-кристаллического ПС; (б, в) индивидуальный элемент оболочки фотонно-кристаллического ПС и первая зона Бриллюэна, определяющая структуру запрещённой фотонной зоны оболочки ПС; (г) запрещённая фотонная зона фотонно-кристаллического ПС (photonic band gap, PBG) и структура зон, в которых излучение моды воздушной сердцевинки ПС связывается с модами фотонно-кристаллической оболочки различных типов (д–ж). На рисунке $k = 2\pi/\lambda$, где λ — длина волны; A — расстояние между центрами воздушных ячеек оболочки ПС (б). (Рисунок взят из публикации [17].)

направлений распространения излучения в поперечном сечении ПС. Это позволяет локализовать моды в воздушной сердцевинке.

На рисунке 1 показана структура поперечного сечения фотонно-кристаллического ПС, его зоны Бриллюэна и мод фотонно-кристаллической оболочки, определяющих структуру запрещённой фотонной зоны (ЗФЗ) (photonic band gap, PBG). Из рисунка 1 видно, что эффективная ширина ЗФЗ определяется спектральной плотностью мод фотонно-кристаллической оболочки разных типов (рис. 1д–ж). Очевидно, при такой сложной структуре фотонно-кристаллической оболочки получение широкой ЗФЗ для пропускания мод воздушной сердцевинки ПС затруднительно. Различные типы микрорезонаторов в оболочке такого ПС сильно сужают спектральную зону пропускания мод воздушной сердцевинки. Это является одним из главных недостатков фотонно-кристаллических ПС. Тем не менее в таких ПС были достигнуты низкие потери на уровне $\sim 1,2$ дБ км^{-1} при пропускании излучения на длине волны 1,55 мкм [18]. Дальнейшее их понижение оказалось невозможным ввиду как особенностей оптических свойств фотонно-кристаллической оболочки и формы границы воздушной сердцевинки (значение формы границы сердцевинки ПС будет объяснено ниже), так и шероховатостей, возникающих на внутренней поверхности воздушной сердцевинки при вытравке ПС [18]. При этом было указано, что потери на рассеяние на таких неоднородностях имеют зависимость $\sim 1/\lambda^3$, где λ — длина волны. Также это стало препятствием для создания подобного типа ПС из кварцевого стекла и синтетического кварцевого стекла, работающих в среднем ИК-диапазоне спектра [19, 20]. В данном случае перекрытие поперечного распределения мод воздушной сердцевинки ПС с его оболочкой имеет критическое значение из-за роста материальных потерь кварцевого стекла в среднем ИК-диапазоне. Наилучшие результаты по потерям для фотонно-кристаллических ПС составили в одномодовом режиме 2,6 дБ м^{-1} на длине волны 3,13 мкм [19] и 0,13 дБ м^{-1} на длине волны 3,33 мкм [20].

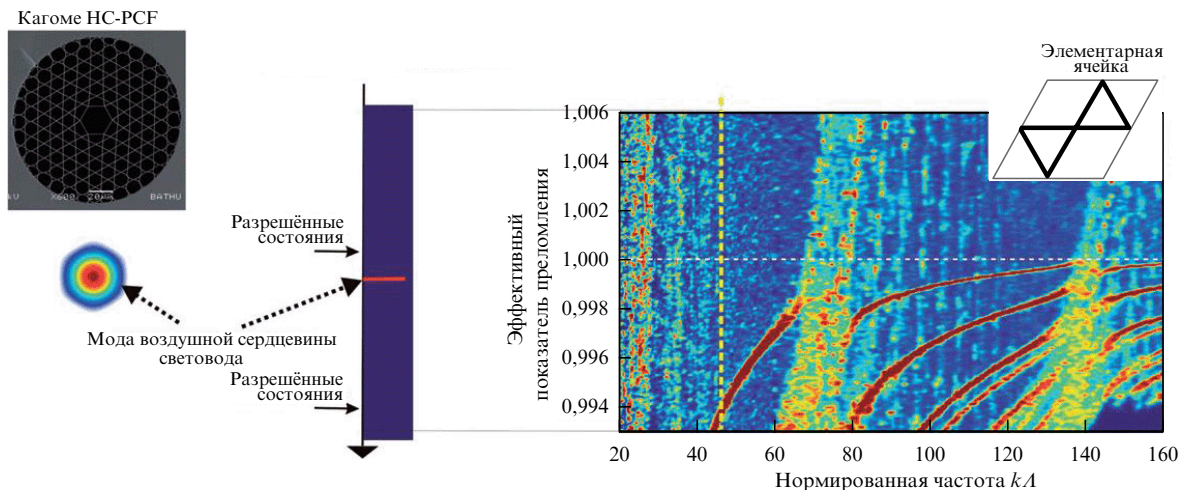


Рис. 2. Поперечное сечение фотонно-кристаллического ПС с оболочкой типа Кагоме для передачи излучения в широких спектральных зонах пропускания. Механизм локализации излучения в таком ПС, при котором мода воздушной сердцевинки существует в континууме мод фотонно-кристаллической оболочки. Белой штриховой линией показана линия $n_{\text{eff}} = 1$, красными линиями и точками показаны дисперсионные зависимости мод оболочки ПС. На вставке изображена элементарная ячейка оболочки ПС. (Рисунок взят из публикации [17].)

Проблема недостаточно широких зон пропускания фотонно-кристаллических ПС была решена с появлением нового типа полых световодов, а именно, ПС с оболочкой типа Кагоме (Kagome) (рис. 2). В таком ПС мода воздушной сердцевинки, у которой $n_{\text{eff}} < 1$, лежит в некотором квазиконтинууме мод оболочки (см. рис. 2), однако даже при пересечении их дисперсионных кривых $n_{\text{core}}(\lambda) \approx n_{\text{cladd}}(\lambda)$ (т.е. при достижении условия синхронизма) взаимодействие между этими модами пренебрежимо мало. Как видно из рис. 2, ПС с оболочкой типа Кагоме не обладают запрещёнными фотонными зонами в том виде, в каком они существуют в фотонно-кристаллических ПС. Все дисперсионные зависимости мод оболочки распределены достаточно равномерно по всему спектру пропускания ПС с оболочкой типа Кагоме (см. рис. 2). Согласно представлениям, изложенным в [21], подавление связи мод воздушной сердцевинки с модами кагоме-оболочки возникает из-за сильного пространственного рассогласования поперечных распределений полей данных мод. Моды оболочки, возникающие в перемычках кагоме-оболочки, имеют сильно осциллирующую пространственную структуру, поэтому их интегралы перекрытия с модами воздушной сердцевинки очень малы. Таким образом, ПС типа Кагоме позволяют получить пропускание в значительно более широких спектральных интервалах по сравнению с фотонно-кристаллическими ПС (см. рис. 1). В качестве примера можно привести ПС с кагоме-оболочкой из работы [22], в котором излучение распространялось с потерями ниже $1,5 \text{ дБ м}^{-1}$ в интервале длин волн от 600 до 800 нм. Тем не менее, хотя эти потери и являются достаточно низкими для некоторых приложений, при увеличении длины волны они сильно возрастают. Поэтому ПС с кагоме-оболочкой из кварцевого стекла не могут использоваться для передачи излучения в среднем ИК-диапазоне спектра.

Говоря о ПС с микроструктурированной оболочкой, предназначенных для передачи излучения в среднем ИК-диапазоне спектра, нельзя не упомянуть о брэгговских полых световодах [23]. В этом случае принято говорить о том, что оболочка такого ПС представляет собой одно-

мерный фотонный кристалл. Периодически расположенные слои оболочки с разным показателем преломления представляют собой брэгговское зеркало, эффективно отражающее излучение, идущее по воздушной сердцевине и формирующее таким образом волноводную моду (рис. 3). В случае работы [23] слои состояли из стекла с высоким показателем преломления и слоёв полимера с более низким показателем преломления. Согласно измерениям, такой ПС мог пропускать излучение от 0,75 мкм до 10,6 мкм, в зависимости от толщин слоёв оболочки. На длине волны 10,6 мкм потери брэгговского ПС составили $< 1 \text{ дБ м}^{-1}$. Тем не менее пропускание больших мощностей излучения в таких ПС, по-видимому, невозможно, так как со времени публикации данной работы не было сообщений об увеличении мощности передаваемого излучения в среднем ИК-диапазоне.

Идеальным выходом из создавшейся ситуации было бы создание таких ПС из кварцевого стекла, которые, имея относительно простую структуру оболочки, могли бы претендовать как на получение низких потерь в

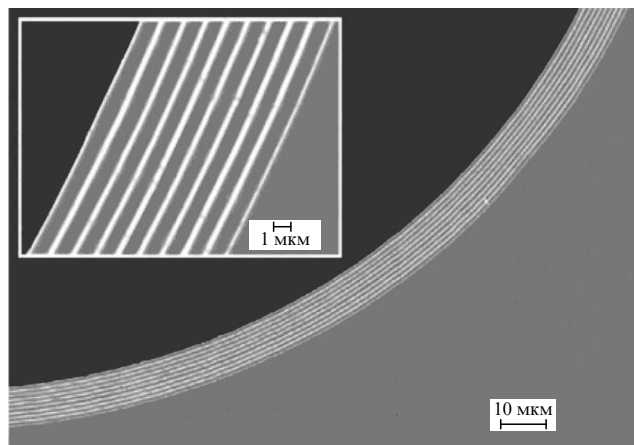


Рис. 3. Поперечное сечение оболочки брэгговского ПС для передачи излучения в среднем ИК-диапазоне спектра. (Рисунок взят из публикации [23].)

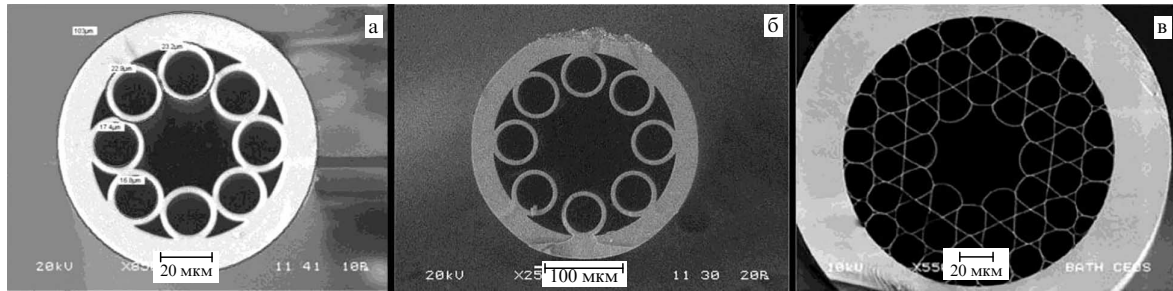


Рис. 4. (а) Поперечное сечение ПС из кварцевого стекла с криволинейной границей сердцевины. (Рисунок взят из публикации [2].) (б) Поперечное сечение ПС из кварцевого стекла с криволинейной границей сердцевины и разделёнными капиллярами оболочки. (Рисунок взят из публикации [4].) (в) Поперечное сечение ПС с кагоме-оболочкой из кварцевого стекла с криволинейной границей сердцевины. (Рисунок взят из публикации [3].)

телекоммуникационной области спектра ($\sim 1,55$ мкм), так и для передачи мощного излучения в ближнем и среднем ИК-диапазоне. Такие ПС с криволинейной формой границы сердцевины появились в 2011 г. в Научном центре волоконной оптики (НЦВО) им. Е.М. Дианова РАН [2] и получили название револьверных ПС. Кроме этого группа профессора Бенабиды (Benabid) получила аналогичный эффект для локализации излучения в воздушной сердцевине в ПС с кагоме-оболочкой и криволинейной границей сердцевины [3] (рис. 4в).

При этом в работе [2] было продемонстрировано, что, несмотря на большие материальные потери кварцевого стекла и относительно простую конструкцию оболочки ПС (рис. 4а), излучение с малыми потерями могло передаваться в среднем ИК-диапазоне вплоть до длин волн 4 мкм, в отличие от фотонно-кристаллических ПС, а также ПС с оболочкой типа Кагоме. В дальнейшем была предложена конструкция револьверного ПС, в которой капилляры оболочки не касались друг друга [4] (рис. 4б), что приводило к ослаблению связи между ними и давало возможность передавать излучение в более длинноволновой области среднего ИК-диапазона. В случае работы [3] спектр пропускания с относительно малыми потерями ограничивался ближним ИК-диапазоном. В дальнейшем были предложены новые [24] и модифицированные [25–27] конструкции ПС из кварцевого стекла с криволинейной границей сердцевины (рис. 5), эксперименты с которыми подтвердили, что такие ПС локализуют излучение с малыми потерями в воздушной сердцевине и, самое главное, моды воздушной сердце-

вины крайне слабо перекрываются с оболочкой ПС. Именно последний фактор является определяющим для передачи излучения с малыми потерями в ПС с криволинейной границей сердцевины из кварцевого стекла в среднем ИК-диапазоне.

Одним из главных вопросов, который встаёт при рассмотрении ПС с криволинейной границей сердцевины, является понимание и формулировка механизма локализации света в воздушной сердцевине, позволяющая получать описанные выше результаты. Понятно, что в данном случае не существует двумерного фотонного кристалла в оболочке ПС с соответствующей трансляционной симметрией. Поэтому нельзя объяснять локализацию излучения в таких ПС на основе существования ЗФЗ. С другой стороны, у некоторых авторов [28] есть подход к объяснению локализации излучения в ПС с криволинейной границей сердцевины на той же основе, что и объяснение локализации в ПС с кагоме-оболочкой [21]. Такой подход, как было указано выше, основан на минимизации значений интеграла перекрытия между модой воздушной сердцевины и модами оболочки ПС и носит название *inhibited coupling model*. Исторически это повелось от того, что первые ПС научной группы, обосновывающей локализацию света в ПС с криволинейной границей такой моделью, были с оболочкой типа Кагоме (рис. 4в). Поэтому авторы [28] автоматически перенесли упомянутую модель на новый тип ПС.

В то же время самой распространённой точкой зрения на механизм локализации излучения в ПС с криволинейной границей сердцевины является эффект антирезонанса, также описанный выше. Подход, рассмотренный в первых работах на эту тему [12], был обобщён на случай не только планарных волноводов, но и на все микроструктурированные световоды, включая ПС [29], и назван моделью ARROW (AntiResonant Optical Waveguide). Смысл указанной модели в общих чертах заключается в том, что любой элемент оболочки ПС, имеющий конечную толщину t , может рассматриваться как микрорезонатор типа Фабри–Перо на данной длине волны λ . Тогда длины волн, отвечающие минимумам потерь зон пропускания ПС, определяются формулой:

$$\frac{2\pi t}{\lambda} \sqrt{n^2 - 1} = \left(m + \frac{1}{2}\right)\pi, \quad (1)$$

где n — показатель преломления стекла, $m = 0, 1, 2, \dots$

Длины волн, соответствующие максимальным потерям в спектре пропускания ПС, будут определяться

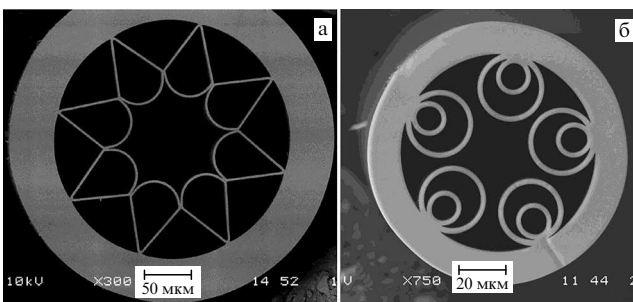


Рис. 5. (а) Поперечное сечение ПС из кварцевого стекла с криволинейной границей сердцевины. (Рисунок взят из публикации [24].) (б) Поперечное сечение ПС из кварцевого стекла с модифицированной оболочкой (nested hollow-core fiber), позволяющей значительно понизить потери. (Рисунок взят из публикации [26].)

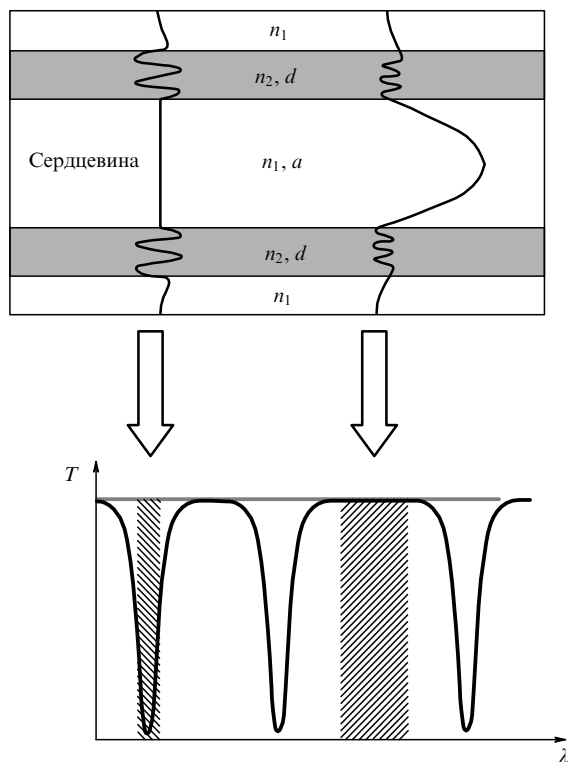


Рис. 6. Антирезонансная модель для планарного волновода с толщиной стенки d и размером сердцевина a , n_1 и n_2 — показатели преломления (вверху), зоны пропускания волновода показаны на нижнем рисунке (T — коэффициент пропускания волновода). (Рисунок взят из публикации [29].)

как

$$\frac{2\pi t}{\lambda} \sqrt{n^2 - 1} = m\pi. \tag{2}$$

Схематично модель ARROW показана на рис. 6.

Если положения краёв зон пропускания ПС с довольно хорошим приближением описываются формулой (2), то объяснение степени локализации излучения в воздушной сердцевине, позволяющей пропускать свет в

ПС с криволинейной границей сердцевина при гигантских материальных потерях в оболочке, не может быть просто описан приближением для планарных волноводов (1). Основным недостатком модели ARROW в применении к ПС с криволинейной границей сердцевина является пренебрежение формой этой границы.

Для того чтобы глубже понять механизм локализации света в ПС с криволинейной границей сердцевина, можно рассмотреть такую величину, как локальная скорость движения энергии моды воздушной сердцевина на её границе. Она является функцией только поперечных координат [30]:

$$\mathbf{V}(r, \varphi) = \frac{\mathbf{P}}{W}, \tag{3}$$

где $\mathbf{P} = (1/2) \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)$ — вектор Пойнтинга моды воздушной сердцевина ПС, $W = (1/4)(\epsilon|\mathbf{E}|^2 + \mu|\mathbf{H}|^2)$ — плотность энергии этой моды, а (r, φ) — координаты точки поперечного сечения ПС.

Рассмотрим два ПС с одинаковыми диаметрами воздушных сердцевина и одинаковыми толщинами элементов оболочки. Пусть это будет отдельный капилляр из кварцевого стекла с диаметром сердцевина 50 мкм и толщиной стенки 750 нм (рис. 7а), а также ПС из кварцевого стекла с оболочкой из восьми капилляров (рис. 7б) и такими же геометрическими параметрами. Рассчитаем на длине волны 1,06 мкм распределение радиальной проекции локальной скорости энергии основной моды воздушной сердцевина $V_r(r, \varphi)$ вдоль внутренней границы отдельного капилляра и вдоль внешней границы капилляра оболочки ПС (см. рис. 7). Это необходимо, чтобы понять, чем отличается вытекание энергии моды воздушной сердцевина вдоль внутренних границ отдельного капилляра как волновода, для которого верна модель ARROW, и вдоль криволинейной границы ПС.

Соответствующие распределения $V_r(r, \varphi)$ для основной моды полой сердцевина показаны на рис. 8.

Очевидно, что в отдельном капилляре радиальная проекция локальной скорости энергии основной моды воздушной сердцевина нигде не обращается в нуль и не

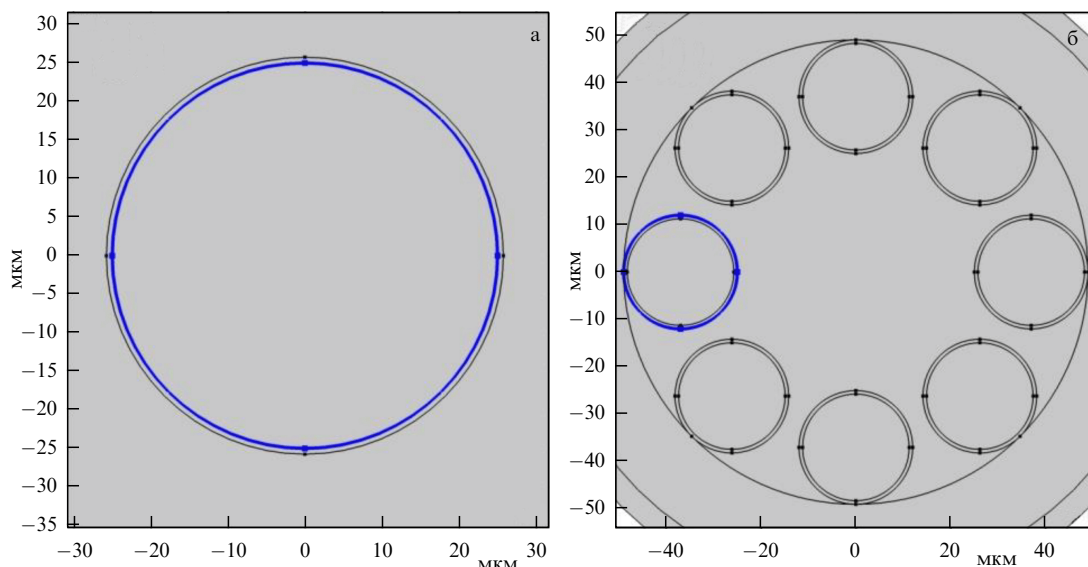


Рис. 7. (а) Внутренняя граница капилляра; (б) внешняя граница отдельного капилляра оболочки ПС. (Рисунок взят из публикации [30].)

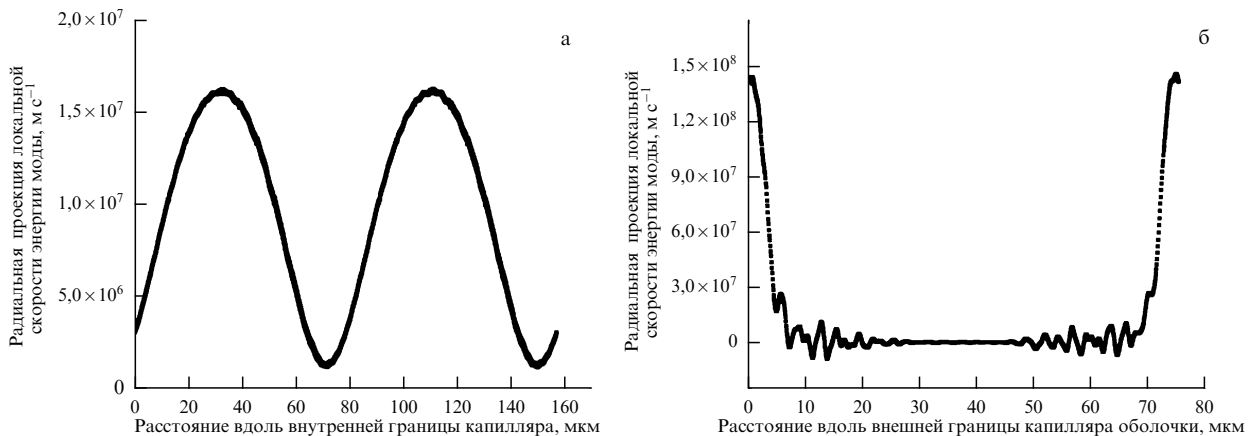


Рис. 8. (а) Распределение $V_r(r, \varphi)$ для основной моды сердцевины вдоль внутренней границы капилляра (рис. 7а); (б) распределение $V_r(r, \varphi)$ для основной моды сердцевины вдоль внешней границы отдельного капилляра оболочки ПС (рис. 7б). (Рисунок взят из публикации [30].)

принимает отрицательных значений (рис. 8а). В то же время радиальная проекция локальной скорости энергии основной моды воздушной сердцевины вдоль внешней границы отдельного капилляра оболочки ПС имеет осциллирующий характер, во многих местах имеет нулевые и отрицательные значения (рис. 8б). Максимальное положительное значение она принимает в точке крепления капилляра к опорной трубе. Это говорит о значительно более сложном характере взаимодействия излучения моды воздушной сердцевины с криволинейной границей сердцевины, сильно отличающейся от взаимодействия, описываемого моделью ARROW. Естественно, такое различие приводит к разнице в потерях для двух световодов, изображённых на рис. 8. Для капилляра (рис. 8а) потери составили 12 дБ м^{-1} , в то время как для ПС (рис. 8б) они составили $1,2 \text{ дБ км}^{-1}$. Такая разница во взаимодействии излучения для двух полых световодов объясняется образованием в стенках капилляров оболочки ПС (рис. 7б) сложных вихревых движений потока мощности основной моды полой сердцевины, возникающих из-за наличия сингулярностей в поперечной компоненте её вектора Пойнтинга [31].

1.2. Технология изготовления полых волоконных световодов

1.2.1. Изготовление полых волоконных световодов из кварцевого стекла.

Основным методом изготовления практически всех стеклянных волоконных световодов, включая микроструктурированные, является вытяжка волокна из макроскопической заготовки. Причём заготовка уже имеет структуру (одну или несколько сердцевин, отражающие оболочки, напрягающие стержни и т.п.), которая сохраняется и в вытянутом волокне. Заготовки могут изготавливаться различными методами, при этом наиболее распространённым методом получения заготовок микроструктурированных световодов, является технология сборки заготовки из составных элементов (stack and draw technique). На рисунке 9 показаны этапы изготовления микроструктурированного световода методом сборки из составных элементов на примере револьверного полого световода с вложенными капиллярами.

Изначально исходя из конструкции изготавливаемого ПС и принимая во внимание способ вытяжки световода, разрабатывается конструкция заготовки све-

товода и рассчитываются размеры всех элементов, составляющих заготовку (рис. 9а). Далее из кварцевых труб изготавливаются элементы оболочки ПС, для этого трубы вставляются друг в друга и сплавляются при помощи кислородно-водородной горелки. Полученная конструкция перетягивается на стандартной вытяжной установке, в результате получают составные элементы собираемой заготовки (рис. 9б). Таким же образом, на стандартной вытяжной установке, вытягиваются вспомогательные элементы (рис. 9в). Затем все подготовленные элементы сортируются с целью отобрать необходимое количество элементов с наименьшими отклонениями размеров от требуемых. На следующем этапе производится сборка заготовки. Вспомогательные элементы используются по краям заготовки для правильного позиционирования основных элементов (рис. 9г). После чего заготовка обрабатывается на кварцевом станке таким образом, чтобы составные элементы приплавились к трубе без существенной деформации. Далее

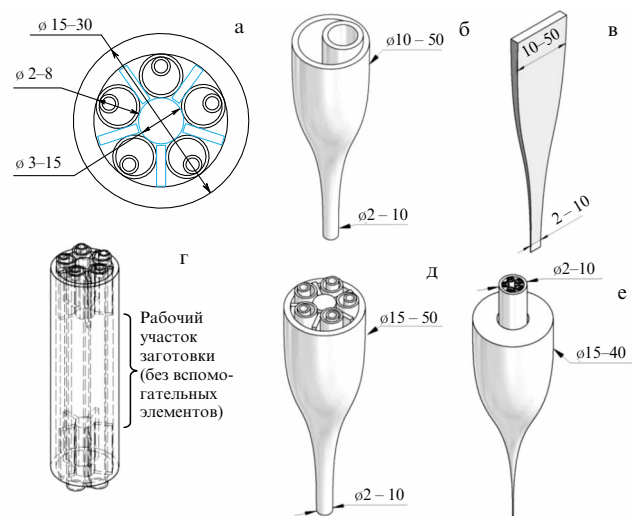


Рис. 9. Этапы изготовления полого револьверного световода с вложенными капиллярами (приведены типичные размеры элементов в миллиметрах): (а) чертёж заготовки (голубым цветом изображены вспомогательные элементы); (б) вытяжка составных элементов с вложенными капиллярами; (в) вытяжка вспомогательных элементов; (г) собранная заготовка; (д) вытяжка промежуточной заготовки (cane); (е) вытяжка световода.

производится вытяжка промежуточных заготовок (cane) (рис. 9д). На заключительном этапе производится вытяжка волокна с одновременным жакетированием толстостенной трубкой (рис. 9е). В процессе вытяжки в полости заготовки подаётся избыточное давление газа, что позволяет уменьшить деформацию структуры под действием сил поверхностного натяжения. Обычно для этого используются регуляторы давления газа, которые подсоединяются ко всем полостям заготовки и поддерживают необходимое избыточное давление. Также существует альтернативный подход к регулированию давления газа в заготовке, называемый "технология вытяжки с запаянным верхним торцом" [32]. Суть данной технологии заключается в том, что полости заготовки запаиваются с верхнего торца, а в процессе вытяжки давление в полостях поднимается вследствие разогрева заготовки. Преимущество такого метода заключается в том, что все полости увеличиваются в одинаковое количество раз, независимо от их начального размера. Таким образом, данная технология позволяет изготавливать световоды с большим количеством различных полостей без использования прецизионных регуляторов давления газа.

Помимо вышеописанной технологии изготовления микроструктурированных световодов, для легкоплавких стёкол успешно применяется метод экструзии [33], который заключается в продавливании размягчённого стекла через специальные фильеры сложной формы.

Также в последнее время активно развивается метод 3D-печати заготовок [34]. Главным преимуществом указанного метода является возможность получения заготовок любых сложных форм. Важно отметить, что усовершенствованный метод 3D-печати позволяет изготавливать не только пластиковые, но и стеклянные световоды [35, 36]. В этой технологии в полимер подмешивается мелкодисперсный порошок стекла (до 70 % вес). После печати заготовка подвергается отжигу, в процессе которого выгорают органические соединения и остаётся пористый каркас из стекла. Данный материал поддаётся спеканию, в результате получается стеклянное изделие оптического качества с сохранением структуры, заданной печатью.

1.2.2. Перспективы и мягкие стёкла. Несмотря на то что большая часть излучения в ПС локализована в сердцевине, ПС на основе кварцевого стекла демонстрируют высокие оптические потери в среднем инфракрасном диапазоне из-за высокого поглощения кварца в этой области (выше 1000 dB m^{-1} для длин волн более 4 мкм) [4]. Хотя и имеются сообщения о кварцевых ПС, работающих в среднем инфракрасном диапазоне [37–39], такие волокна неприменимы в диапазоне длин волн более 4,5 мкм [24]. Очевидно, что для продвижения в большие длины волн необходимо отказываться от кварцевого стекла, несмотря на все преимущества данного материала — высокую технологичность, высокую механическую прочность и низкие оптические потери.

В качестве перспективных материалов для изготовления ПС среднего ИК-диапазона следует рассмотреть, прежде всего, фторидные, теллуридные и халькогенидные стёкла.

Фторидные стёкла. Наиболее известным и наиболее технологичным фторидным стеклом является ZBLAN. Это группа стёкол состава $\text{ZrF}_4 - \text{BaF}_2 - \text{LaF}_3 - \text{AlF}_3 - \text{NaF}$, разработанных в 1974 г. [40]. Стёкла ZBLAN активно

внедряются в волоконную оптику среднего ИК-диапазона. Диапазон оптической прозрачности стёкол ZBLAN простирается до 7 мкм. Изготовление полых световодов из этого стекла позволило бы значительно расширить область применения полых световодов. Однако у данного класса стёкол есть существенные недостатки, главный из которых — сильная гигроскопичность поверхности, даже стандартные полностью стеклянные волокна из ZBLAN-стекла нуждаются в специальной защите торцов от атмосферного воздуха. Разработка же полых световодов из ZBLAN должна с самого начала учитывать данную особенность материала. То есть необходимо предусмотреть надёжную защиту всех поверхностей на всех этапах изготовления и эксплуатации ZBLAN полых волокон.

Второй значимый недостаток рассматриваемого класса стёкол — это сильная зависимость вязкости материала от температуры, что существенно усложняет производство микроструктурированных световодов. Но, тем не менее, из такого стекла удаётся изготавливать микроструктурированные световоды [41, 42]. Однако в научной литературе нам не удалось найти экспериментальных работ по успешному изготовлению полых световодов из фторидных стёкол. Можно только отметить теоретическую работу, в которой предлагается структура полового световода из ZBLAN-стекла [43]. Таким образом, разработка и создание полых волоконных световодов на основе фторидов тяжёлых металлов является сложной в научно-техническом плане, но вместе с тем весьма амбициозной задачей.

Халькогенидные стёкла. Под термином "халькогенидные материалы" понимают большой класс материалов, содержащих один или несколько халькогенов, кроме кислорода. Другими словами, халькогенидные материалы и халькогенидные стёкла противопоставляются оксидным стёклам и материалам. В зависимости от состава стекла диапазон оптической прозрачности может быть от 1 до 20 мкм. Многие халькогенидные химические соединения хорошо остекловываются, а поэтому их можно применять для изготовления волоконных световодов. Наиболее популярные халькогенидные стёкла, которые успешно применяются в волоконной оптике, это стёкла систем: As–S; As–Se, Ge–As–S, Ge–As–Se–Te и т.п. Первый полый волоконный световод из халькогенидного стекла был изготовлен в 2010 г. [44], использовалось стекло $\text{Te}_{20}\text{As}_{30}\text{Se}_{50}$, световод имел многослойную отражающую оболочку. Заготовка световода изготавливалась методом сборки из капилляров и состояла из шести рядов капилляров, собранных из 162 элементов. Из заготовки было вытянуто два образца полых световодов с диаметром сердцевины 32 и 58 мкм, причём первый слой стекла, ограничивающий сердцевину, был весьма толстым, а форма границы сердцевина–оболочка была близка к круглой. К сожалению, авторы не смогли наблюдать распространение света по полой сердцевине изготовленных образцов во всём диапазоне 2–20 мкм. Но уже в следующем году был продемонстрирован полый световод с револьверной структурой также из стекла состава $\text{Te}_{20}\text{As}_{30}\text{Se}_{50}$, оболочка световода состояла из восьми соприкасающихся капилляров, световод был сделан методом сборки из капилляров, диаметр сердцевины составил 380 мкм, а толщина стенки капилляров составила 13 мкм, через данный световод была впервые продемонстрирована пере-

дача излучения CO_2 -лазера по полой сердцевине. Оптические потери в данном световоде составили 11 дБ м^{-1} . Также халькогенидные стёкла поддаются формированию методом экструзии, например в [45] полое халькогенидное волокно револьверного типа использовалось для спектроскопии в среднем ИК-диапазоне. Данное волокно было получено методом экструзии и показало оптические потери $0,1 \text{ дБ м}^{-1}$ на длине волны $10,5 \text{ мкм}$.

К особенностям халькогенидных стёкол следует отнести сильную зависимость вязкости от температуры (это общая проблема всех легкоплавких стёкол). Существенной проблемой халькогенидных стёкол является неоднородность состава, поскольку все стёкла данного класса допускают широкий диапазон концентраций компонент, при формировании объёмных образцов стекла часто происходит распад стекла на области с отличающимися составами. Последнее, в свою очередь, приводит к неоднородностям вязкости, что очень сильно затрудняет производство микроструктурированных световодов. Также не следует забывать о таких проблемах халькогенидных стёкол, как токсичность компонентов и низкая прочность стекла по сравнению с силикатными стёклами.

Теллуридные стёкла. Теллуридные стёкла — это стёкла на основе оксида теллура. К сожалению, чистый оксид теллура очень склонен к кристаллизации и для стабилизации стекла применяют добавки других оксидов. Применительно к волоконной оптике наибольшее распространение получили две системы: цинк-теллуридные и вольфраматно-теллуридные стёкла [46]. Диапазон прозрачности стёкол обеих систем простирается до 5 мкм . По сравнению с халькогенидными стёклами теллуридное стекло менее токсично и более технологично. Главной проблемой теллуридных стёкол является примесь ОН-групп, от которой чрезвычайно трудно избавиться, даже небольшое содержание ОН-групп в стекле приводит к существенным потерям в диапазоне около 3 мкм . Тем не менее исследователям удаётся осушать теллуридные стёкла до очень высокой чистоты [47]. Теллуридные стёкла активно используются для создания микроструктурированных световодов, в том числе и полых. Например, Вентура и др. [48] продемонстрировали теллуридный ПС для передачи излучения одномодового лазера от $4,9 \text{ мкм}$ до 6 мкм , в [49] сообщалось о доставке среднего инфракрасного излучения до 10 мкм с низкими потерями $2,1 \text{ дБ м}^{-1}$.

2. Револьверный световод как основа перспективных волоконно-оптических линий связи

Полые световоды открывают новые перспективы в области волоконно-оптических линий связи, поскольку отказ от твердотельной сердцевины снимает и фундаментальные ограничения, накладываемые материалом сердцевины на оптические характеристики волоконных световодов. Для передачи информации на большие расстояния ключевой характеристикой световодов является величина оптических потерь.

В современных телекоммуникационных световодах оптические потери имеют минимум на длине волны $1,55 \text{ мкм}$, который составляет $\sim 0,15 \text{ дБ км}^{-1}$ и уже достигнут на практике. Спектральное положение и величина минимальных оптических потерь определяется

такими механизмами, как рэлеевское рассеяние и фононное поглощение в кварцевом стекле. Однако при переходе к полым световодам, в большинстве случаев заполненных воздухом, концентрация молекул в сердцевине падает более чем на три порядка, что кардинально снижает влияние процессов рассеяния и поглощения в сердцевине на оптические потери. Возможность откачки воздуха из сердцевины ещё более остро ставит вопрос о том, насколько сильно можно снизить оптические потери в полых световодах по сравнению с современными телекоммуникационными световодами. Кроме того, полая сердцевина может обеспечить широкую спектральную полосу пропускания и передачу информации со скоростью света в вакууме, что в $\sim 1,5$ раза быстрее, чем в световодах с кварцевой сердцевиной. Ещё одним преимуществом является сильное подавление в полой сердцевине нежелательных нелинейных эффектов, создающих помехи в линиях связи. В совокупности указанные преимущества полых световодов создают перспективы для значительного увеличения пропускной способности волоконно-оптических линий связи следующего поколения.

Стремление превзойти современные телекоммуникационные световоды и снизить минимум оптических потерь ниже фундаментального предела ($\sim 0,15 \text{ дБ км}^{-1}$) стимулировало активное исследование полых световодов с момента их создания [1]. Довольно быстро выяснилось [18], что появившиеся первыми полые световоды фотонно-кристаллического типа не позволяют решить данную задачу. Минимальный уровень оптических потерь, продемонстрированный в таких световодах, составляет $\sim 1,2 \text{ дБ км}^{-1}$ на длине волны 1620 нм . При этом ограничивающим фактором является рассеяние излучения на шероховатостях многочисленных границ раздела воздух – стекло в микроструктурированной оболочке.

Хотя амплитуда шероховатостей на поверхностях раздела воздух – стекло очень мала (менее 1 нм), тем не менее она не может быть устранена полностью [18]. Поэтому для снижения оптических потерь на рассеяние было необходимо снизить долю излучения, взаимодействующего с границей раздела между полой сердцевиной и микроструктурированной оболочкой световода. Этого удалось добиться с появлением антирезонансных полых световодов, обладающих отрицательной кривизной границы раздела сердцевина – оболочка [2, 4, 37, 50]. Такие световоды не только возродили надежду на преодоление фундаментального предела оптических потерь в телекоммуникационных световодах, но и показали возможность получения низких потерь в широкой спектральной полосе пропускания (рис. 10). При этом особенно важную роль сыграли разработанные в НЦВО РАН полые световоды револьверного типа [2, 4], которые значительно упростили конструкцию и технологию изготовления полых световодов и, таким образом, послужили отправной точкой для дальнейшей разработки новых типов полых световодов [25, 26, 51 – 53].

В полых световодах револьверного типа основной вклад в оптические потери вносит вытекание излучения из полой сердцевины в оболочку световода. Для подавления данного механизма оптических потерь наиболее продуктивным подходом оказалось применение в оболочке световода вложенных капилляров [25, 26]. В дальнейшем именно ПС со вложенными капиллярами стали основным типом полых световодов, рассматриваемых

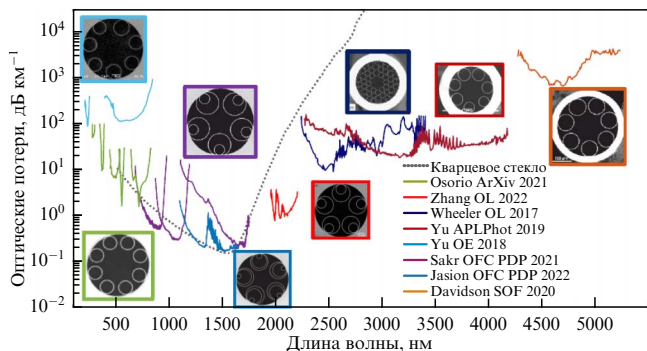


Рис. 10. Оптические потери, продемонстрированные в антирезонансных полых световодах. Слева направо: (голубой) Yu et al. [54]; (зеленый) Osório et al. [55]; (фиолетовый) Sakr et al. [63]; (синий) Jasion et al. [53]; (красный) Zhang et al. [56]; (темно-синий) Wheeler et al. [57]; (темно-красный) Yu et al. [58]; (оранжевый) Davidson et al. [59]. Для сравнения пунктирной линией показаны оптические потери в объеме кварцевого стекла.

для телекоммуникационных применений. Уже в 2014 г. методами численного моделирования было показано, что потери на вытекание основной моды в таких световодах могут составлять всего лишь $0,1 \text{ дБ км}^{-1}$ на длинах волн от $1,5$ до $2,5 \text{ мкм}$ [26]. Этот результат дал новый импульс активному исследованию оптических свойств и совершенствованию технологии изготовления таких световодов.

За последние пять лет оптические потери в полых световодах снижались впечатляющими темпами. Исследователи из университета г. Саутгемптон экспериментально продемонстрировали полые световоды с оптическими потерями $1,3 \text{ дБ км}^{-1}$ (2018 г.) [60] и $0,65 \text{ дБ км}^{-1}$ (2019 г.) [61]. Оптимизация технологии вытяжки длинных (более 1 км) отрезков полых световодов со вложенными капиллярами, а также совершенствование методики измерения, позволило этой же группе снизить оптические потери до $0,28 \text{ дБ км}^{-1}$ (2020 г.) [62]. А оптимизация геометрии поперечного сечения световодов привела к снижению потерь сначала до $0,22 \text{ дБ км}^{-1}$ (2021 г.) [63], а затем и до рекордно низкого значения $0,174 \text{ дБ км}^{-1}$ (2022 г.), достигнутого за счёт использования в оболочке световода двойных вложенных капилляров [53].

Таким образом, на сегодняшний день полые световоды уже достигли уровня оптических потерь, сравнимого с фундаментальным пределом современных телекоммуникационных световодов в спектральной области около $1,55 \text{ мкм}$. Более того, результаты численного моделирования указывают на то, что в полых световодах с двойными вложенными капиллярами могут быть достигнуты оптические потери на уровне $0,055 \text{ дБ км}^{-1}$ [5].

Практическая реализация столь низких оптических потерь откроет принципиально новую страницу в области волоконно-оптических линий связи. На сегодняшний день различные научные группы и телекоммуникационные компании экспериментируют с передачей данных по полым световодам [64–68].

Современный уровень развития технологии позволяет изготавливать полые световоды длиной в несколько километров, а также осуществлять их сварку, причём оптические потери, вносимые сварным соединением полых световодов, составляют довольно малую величину $\sim 0,2 \text{ дБ}$ [66, 68]. Таким образом, одним из первых

практических применений полых световодов может стать их использование для передачи информации на небольшие расстояния ($\leq 10 \text{ км}$) внутри дата-центров или финансовых организаций, для которых критично получать актуальную информацию с минимальными временными задержками. В лабораторных экспериментах [64, 65] была продемонстрирована возможность передачи данных по полному световоду длиной $\sim 1 \text{ км}$. При этом скорость передачи информации составила 100 Гб с^{-1} на один спектральный канал. Необходимо отметить, что суммарная скорость передачи данных может легко масштабироваться, учитывая исключительно широкую ($\sim 700 \text{ нм}$) полосу пропускания полого световода, использованного в экспериментах.

Увеличение расстояния передачи информации в полых световодах со вложенными капиллярами до сотен километров было продемонстрировано в работе [66]. Два световода длиной $3,4$ и $4,3 \text{ км}$ были сварены в один отрезок длиной $7,7 \text{ км}$, который был замкнут в петлю для многократной рециркуляции оптического сигнала. Используя скорость передачи символов 32 Гбд и применяя различные форматы модуляции, была достигнута дальность передачи данных $\sim 618 \text{ км}$.

Переход от лабораторных экспериментов к прокладке линий связи в реальных полевых условиях требует создания волоконно-оптического кабеля на основе полых световодов. Технология укладки световода в кабель является важным компонентом в реальных сетях связи, поскольку световод в кабеле может быть подвержен микро- и макроизгибам, приводящим к возрастанию оптических потерь в линии связи. В недавней работе [68] продемонстрирован волоконно-оптический кабель, созданный на основе полого световода с двойными вложенными капиллярами, который позволил достигнуть дальности передачи данных более 1000 км в линии связи со спектральным уплотнением 48 каналов со скоростью передачи 800 Гбит с^{-1} в каждом канале.

Таким образом, потенциальные возможности полых световодов планомерно претворяются в жизнь, а сами полые световоды всё более уверенно становятся реалистичной основой для следующего поколения высокоскоростных линий волоконно-оптической связи.

3. Транспортировка излучения с высокой, средней и/или пиковой мощностью

3.1. Свойства стандартных и полых волоконных световодов: сравнение

По мере увеличения мощности лазерного излучения, распространяющегося по волоконному световоду любого типа, начиная с некоторого порогового значения мощности могут возникать повреждения световода под действием излучения.

В самых очевидных случаях повреждение световода возникает как следствие теплового микровзрыва: в некотором малом объёме материала световода энерговыделение превышает количество тепла, которое отводится за счёт теплопроводности. Поток отводимого тепла за счёт теплопроводности возрастает примерно пропорционально температуре. Если тепловыделение возрастает быстрее с температурой, то реализуются условия для теплового взрыва. В таком случае разогрев вещества выше температуры равенства тепловыделения и тепло-

проводностных потерь приводит к дальнейшему нагреву, сопутствующему возрастанию коэффициента поглощения светового излучения, в результате скорость нагрева вещества увеличивается. Этот лавинообразный процесс и является упомянутым микровзрывом. Рассмотрим в качестве простейшего примера возможность разрушения кварцевого стандартного волоконного световода (не с поллой, а со сплошной стеклянной сердцевинной) вследствие нагрева лазерным излучением. Его оптические потери составляют около $0,2 \text{ дБ км}^{-1}$ (в минимуме по длине волны) при комнатной температуре и резко возрастают при температуре порядка $T_1 \sim 1100^\circ\text{C}$ [69]. Если для оценки предположить, что оптические потери в световоде обусловлены только поглощением излучения (что является заведомо завышенной оценкой энерговыделения), то можно получить оценку величины пороговой мощности лазерного излучения, при превышении которой развивается тепловой взрыв (из условия равенства энерговыделения в сердцевине и отвода тепла за счёт теплопроводности из сердцевины) в следующей форме:

$$P_{\text{th}} = \frac{2\pi T_1 \lambda_T}{\alpha},$$

где $\lambda_T = 1,46 \text{ Вт (см } ^\circ\text{C)}^{-1}$ — коэффициент теплопроводности кварцевого стекла, $\alpha = 0,02 \text{ дБ км}^{-1}$ — оптические потери световода. Пороговая мощность P_{th} при сделанных предположениях оказывается сравнительно большой величиной: $P_{\text{th}} \approx 200 \text{ МВт}$.

Но существуют и другие процессы, которые могут ограничивать мощность излучения, передаваемого по волоконному световоду, и которые характеризуются существенно меньшими значениями пороговой мощности. В частности, при распространении светового излучения достаточной интенсивности по сердцевине световода из кварцевого стекла (опять для простоты рассматриваем световод с твердотельной сердцевинной) развивается такой нелинейный процесс, как вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), из-за преобразования квантов излучения накачки в кванты меньшей энергии (из-за стокового сдвига частоты при ВКР) приводящее к существенно большему тепловому эффекту (по сравнению с рассмотренным выше примером). Как было показано Бирюковым с соавторами [70], при распространении одномодового излучения по световоду с диаметром сердцевины 8 мкм пороговой величиной мощности является $P_{\text{th}} \sim 10 \text{ кВт}$. Эта оценка находится в согласии с имеющимися экспериментальными данными: одномодовые непрерывные волоконные лазеры имеют мощность выходного излучения, не превышающую нескольких киловатт. В отсутствие же теплового равновесия при передаче коротких импульсов излучения пороговое значение пиковой мощности импульсов оказывается значительно выше величин, характеризующих непрерывное излучение. В настоящее время в специальных твердотельных кварцевых световодах продемонстрирована генерация импульсов лазерного излучения с пиковой мощностью, достигающей $\sim 1 \text{ МВт}$ [71]. Ещё одним процессом, ограничивающим максимальную мощность, передаваемую по световоду с кварцевой сердцевиной, является самофокусировка. Пороговая мощность для самофокусировки в кварцевом стекле составляет порядка 1 МВт [72] и, таким образом, сравнима с достигнутыми экспериментальными значениями.

В отличие от полностью твердотельных световодов на основе кварцевого стекла, волоконные световоды с поллой сердцевиной, изготовленные также из кварцевого стекла, более устойчивы к высоким значениям мощности передаваемого излучения, несмотря на то что теплоотвод от элементов, ограничивающих поле в поллой сердцевины, затруднён по сравнению с полностью твердотельными световодами. Эта устойчивость обусловлена в первую очередь таким распределением поля излучения в ПС, что практически вся мощность передаётся по поллой сердцевине, как правило, заполненной газом, а мощность, распространяющаяся по стеклянным элементам отражающей оболочки, составляет $\sim 10^{-5}$ от полной мощности. Кроме того, поллая сердцевина световода обычно заполняется воздухом, плотность которого на три порядка ниже, чем плотность твёрдого тела, в результате чего его коэффициенты нелинейности как оптической среды также примерно на три порядка ниже. Недавно была показана возможность транспортировки по ПС: а) с диаметром сердцевины 31 мкм излучения мощностью 1 кВт на расстояние 1 км [73] и б) с диаметром сердцевины 23 мкм непрерывного узкополосного (84 ГГц) излучения мощностью $2,2 \text{ кВт}$ на расстояние порядка 10 м [74]. Это является прямой демонстрацией уникальных возможностей ПС для транспортировки мощного лазерного излучения благодаря их исключительно низкой нелинейности и высоким порогам разрушения. Но сердцевина ПС обычно заполнена воздухом, а пороговая мощность самофокусировки в воздухе атмосферного давления также примерно на три порядка выше, чем в большинстве твердотельных оптических материалов, и составляет $\sim 3 \text{ ГВт}$ [75]. Данная цифра также ограничивает максимально возможную мощность, которую можно передавать по ПС (если сердцевину дополнительно не вакуумировать). И сравнительно недавно передача импульсов (длительностью порядка сотен фемтосекунд) с такой пиковой мощностью была экспериментально реализована по световоду револьверного типа [76], т.е. с пиковой мощностью, примерно на три порядка превышающей максимальные значения для полностью твердотельных световодов.

Следует отметить, что при распространении основной части излучения по узкой поллой сердцевине, заполненной воздухом, необходимо учитывать возможность реализации оптического пробоя воздуха под действием лазерного излучения. Оптический пробой газов широко исследовался, особенно в начале лазерной эры, и имеющиеся данные указывают, что пороговое значение интенсивности лазерного излучения для пробоя воздуха атмосферного давления составляет порядка $10^{11} \text{ Вт см}^{-2}$ для импульсов наносекундной длительности и возрастает до $\sim 10^{14} \text{ Вт см}^{-2}$ при переходе к более коротким импульсам с длительностью в пикосекундном диапазоне [77]. Причём пороговая мощность изменяется в зависимости от диаметра области фокусировки (в случае поллых световодов — от диаметра поллой сердцевины) примерно как $\sim d_c^{-3/2}$. По-видимому, этим объясняется тот факт, что в многочисленных экспериментах авторов по пропусканию лазерного излучения интенсивности $\sim 10^{12} \text{ Вт см}^{-2}$ по световоду с поллой сердцевиной самопроизвольный оптический пробой воздуха в сердцевине не наблюдался [78]. Таким образом, продемонстрированы возможности ПС транспортировать импульсное лазерное излучение, примерно на три порядка более мощное по сравнению с

полностью твердотельными световодами (с сердцевинной из кварцевого стекла).

Наблюдение собственно процесса разрушения волоконного световода под действием мощного лазерного излучения представляет большие экспериментальные трудности, поскольку точка возникновения разрушения обычно не локализована. Она определяется случайным распределением сравнительно слабых мест в конструкции исследуемого световода. Кроме того, подобные эксперименты требуют использования мощных лазеров, что повышает стоимость подобных экспериментов. Но возможен и другой подход к изучению указанной проблемы. Дело в том, что после формирования сильно поглощающей излучение области в световоде (плазмы) эта область под действием того же лазерного излучения начинает двигаться навстречу лазеру, разрушая световод — имеет место так называемый *fiber fuse effect* [79]. Поскольку явление формирования плазмы под действием электромагнитного поля обычно называется разрядом [80], то можно сказать, что в данном случае мы имеем дело с распространением оптического разряда по волоконному световоду. И скорость такого распространения может составлять от метров в секунду до километров в секунду, в зависимости от интенсивности лазерного излучения [81, 82].

Очевидно, что распространение оптического разряда по световодам имеет значительно более катастрофические последствия для волоконных систем по сравнению с разрушением в одной точке при реализации, например, "чистого" теплового взрыва. И, во-вторых, явление распространения оптического разряда имеет существенно более низкие пороговые условия по мощности излучения, чем тепловой взрыв. При превышении этих пороговых условий световод оказывается в своего рода неустойчивом состоянии, а именно: при случайном образовании каким-либо образом плазменного очага в канале транспортировки энергии поддерживаемая излучением плазма начинает двигаться навстречу лазерному излучению, разрушая световод.

В значительно большей безопасности находится волоконная линия, интенсивность лазерного излучения в которой ниже пороговой для распространения оптического разряда. В твердотельных световодах на основе кварцевого стекла для распространения оптического разряда при не малом диаметре поля моды (более 8 мкм) достаточно интенсивность лазерного излучения порядка 1 МВт см^{-2} , что соответствует полной передаваемой мощности излучения всего в несколько ватт. Изложение результатов исследования данного процесса можно найти в [82, 83]. Что касается возможности такого же эффекта в световодах с поллой сердцевиной, то только несколько лет тому назад подобный эффект впервые наблюдался в ПС [78, 84, 85]. Поскольку условия поддержания распространения оптического разряда по световоду фактически определяют возможность его применения в "нестерильных" реальных условиях эксплуатации, то мы остановимся на полученных в этой области результатах несколько подробнее.

3.2. Распространение оптического разряда по револьверному световоду

Обычно наиболее простая картина взаимодействия лазерного излучения с сердцевиной световода при движении волны разрушения по световоду наблюдается при

использовании непрерывного лазерного излучения [69, 70, 86]. Но до настоящего времени не удалось наблюдать распространение волны разрушения по ПС в таких условиях. По-видимому, данное обстоятельство объясняется необходимостью использовать в экспериментах непрерывные лазеры достаточно высокой мощности. Некоторое представление о физических процессах, которые могут иметь место при разрушении ПС под действием непрерывного лазерного излучения, можно получить, используя результаты работы [87]. В ней исследовались процессы распространения воздушной плазмы, поддерживаемой лазерным излучением (другими словами, оптического разряда (ОР)) также по стеклянным трубкам (как и в ПС), но гораздо большего диаметра, порядка 10 мм (для сравнения: диаметр поллой сердцевины в ПС обычно составляет десятки, до сотни микрометров). Эксперименты проводились в квазинепрерывном режиме, поскольку длительность лазерных ($\lambda = 1,06 \text{ мкм}$) импульсов составляла около 5 мс, что превышало все характерные времена исследуемого процесса. Из результатов работы [87] следует, что при возникновении очага поглощения лазерного излучения внутри трубки там развивается оптический разряд, движущийся вдоль оси трубки по направлению к лазеру при сравнительно низкой интенсивности квазинепрерывного лазерного излучения ($\sim 1 \text{ МВт см}^{-2}$, мощность лазера около 2 МВт). При повышении интенсивности лазерного излучения наблюдается смена режима распространения ОР от теплопроводностного к светодетонационному (см. [80]). При этом наблюдаемая скорость движения ОР увеличивается от примерно 1 м с^{-1} до 2 км с^{-1} . Похожие процессы должны происходить и в ПС с поправкой на существенно меньший диаметр сердцевины.

Величину необходимой мощности лазерного излучения для распространения непрерывного ОР по световоду с поллой сердцевиной можно оценить следующим образом. Известно, что пороговая интенсивность лазерного излучения для распространения ОР по трубе зависит от диаметра трубы как $I_{\text{th}} \sim 1/d_c$ [80]. Такая зависимость от диаметра трубы появляется вследствие учёта потерь энергии по радиусу на стенки трубы. Поэтому, основываясь на данных [87], получим, что для ПС с диаметром сердцевины 20 мкм пороговая мощность должна быть порядка 500 Вт (при интенсивности лазерного излучения в световоде $I_{\text{th}} \sim 5 \times 10^8 \text{ Вт см}^{-2}$).

При использовании же лазеров с меньшей средней мощностью наблюдение формирования и распространения плазмы по ПС также возможно, но при использовании импульсно-периодических режимов, обеспечивающих существенно более высокие интенсивности излучения в сердцевине световода, чем приведённая выше оценка для CW-режима. Так, при распространении 10 нс импульсов излучения Nd:YAG-лазера по фотоннокристаллическому световоду с поллой сердцевиной, заполненной атмосферным воздухом, наблюдалось ограничение энергии передаваемых импульсов по световоду длиной 8 мм из-за возникновения оптического пробоя при интенсивности лазерного излучения около $6,2 \times 10^{11} \text{ Вт см}^{-2}$ [88]. В другой работе [89] при транспортировке наносекундных импульсов (Nd:YAG, $\tau = 12 \text{ нс}$, частота 10 Гц) по ПС (световод типа Кагоме, диаметр сердцевины 50 мкм) в нескольких экспериментах наблюдалось самопроизвольное инициирование процесса разрушения световода

при интенсивностях излучения в сердцевине около 5×10^{10} Вт см⁻², после чего волна разрушения распространялась по световоду в сторону лазера со средней скоростью ~ 5 см с⁻¹. При этом отражающая микроструктурированная оболочка световода полностью разрушалась. При переходе к ультракоротким импульсам пороговые интенсивности разрушения ПС повышаются. Так, в [90] была показана возможность доставки фемтосекундных (длительностью ~ 100 фс) импульсов интенсивностью до 10^{11} Вт см⁻² по ПС (в качестве ПС использовался револьверный световод) на расстоянии 10 м без деградации параметров излучения. При этом порог разрушения световода не был достигнут.

В работе [84] была показана принципиальная возможность квазинепрерывного распространения ОР по револьверному волоконному световоду с полый сердцевинной (ВСПС) со средней скоростью около 1 м с⁻¹ на длинах ~ 1 м под действием импульсно-периодического излучения со средней мощностью около 2 Вт (длина волны 1064 нм). Использование наносекундных импульсов сравнительно сложной формы (каждый 130-нс импульс состоял из последовательности 100-пс отдельных импульсов) в принципе позволяет получить информацию о процессах, происходящих в ВСПС при распространении ОР, по картине повреждений его сердцевины, что, отметим, невозможно при полном её разрушении, как, например, в [89]. В экспериментах [78] интенсивность лазерного излучения на оси световода достигала 2×10^{12} Вт см⁻² в максимумах пикосекундных импульсов. Но оптический пробой при этом не наблюдался, и поэтому приходилось специально инициировать ОР для наблюдения процесса разрушения световода, как и в большинстве подобных экспериментов (см., например, [83]).

В работе [78] представлено первое подробное исследование явления катастрофического разрушения волоконных световодов с полый сердцевинной под действием импульсного лазерного излучения. Для построения физической картины распространения ОР по ПС использовался анализ повреждений световода, возникающих при движении ОР, как это ранее было применено в [91]. Вариация среды, окружающей кварцевую конструкцию револьверного световода (РС), позволила обнаружить резкую зависимость средней скорости распространения ОР по полному волоконному световоду от свойств окружающей среды. Отметим, что такое явление никогда не отмечалось при распространении ОР по обычным, полностью твердотельным световодам (см., например, обзор [79]).

3.2.1. Схема эксперимента для наблюдения эффекта.

Схема эксперимента представлена на рис. 11а. Она подобна использовавшейся в [84]. Лазерное излучение через линзу 1 вводилось в сердцевину РС длиной около 50 см или более с коэффициентом ввода до 80%. Эксперименты проводились с РС двух типов: РС1 и РС2. В обоих случаях световод представлял собой покрытую полимерной оболочкой конструкцию из кварцевого стекла, поперечное сечение которой для РС1 и РС2 представлено на рис. 12. В некоторых экспериментах полимерное покрытие на отдельных участках световода удалялось. В частности, в ряде экспериментов на участке 3 (рис. 11а) было удалено полимерное покрытие РС2 для помещения этого участка в иммерсионную жидкость и

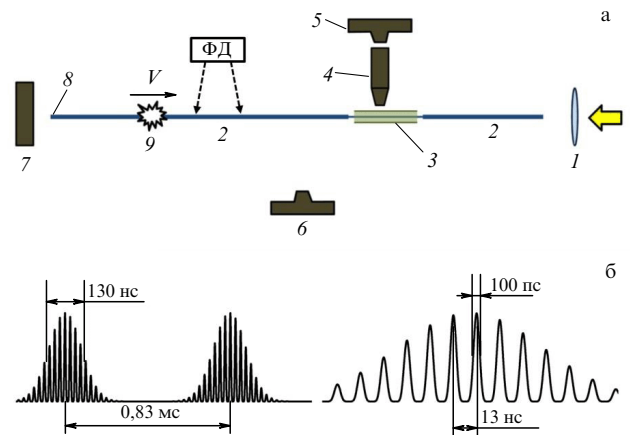


Рис. 11. (а) Схема эксперимента. (б) Параметры лазерного излучения. Слева — параметры наносекундных пакетов пикосекундных импульсов, справа — параметры пикосекундных импульсов (не в масштабе).

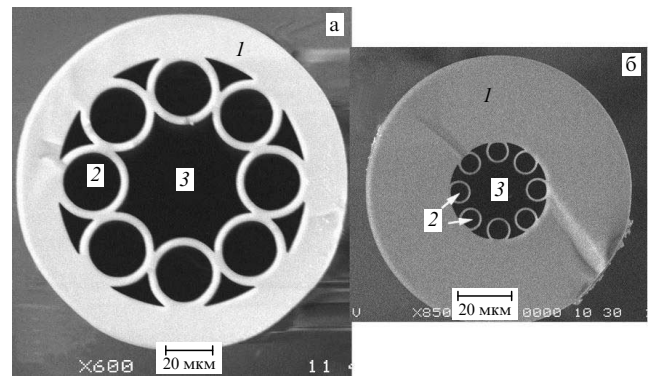


Рис. 12. Изображения поперечных сечений РС1 (а) и РС2 (б). 1 — опорная труба, 2 — капилляры отражающей оболочки, 3 — полая сердцевина. Основные геометрические размеры (РС1/РС2): внешний диаметр опорной трубы 125 мкм/100 мкм, диаметр полый сердцевины 42 мкм/20 мкм, внутренний диаметр опорной трубы 93 мкм/36 мкм, толщина стенки капилляров в отражающей оболочке 3,1 мкм/0,8 мкм, толщина стенки опорной трубы 16 мкм/32 мкм.

наблюдения процесса распространения ОР с помощью микроскопа 4. Изображение фиксировалось с помощью фотоаппарата 5, затвор которого был открыт в течение всего времени движения ОР в его поле зрения. Кроме того, общая картина распространения ОР записывалась на телекамеру 6 с частотой кадров до 240 в секунду. На выбранном участке РС длиной около 30 мм свечение плазмы ОР регистрировалось с помощью фотодиода ФД. После инициирования ОР около выходного торца световода 8 (путём касания выходного торца металлической пластинкой) начиналось движение ОР по сердцевине волоконного световода, заполненного воздухом, со средней скоростью V . Стрелкой обозначено направление распространения ОР. Отметим, что без инициирования ОР в условиях наших экспериментов не возникал, и излучение без видимых возмущений проходило через весь отрезок РС.

Источником одномодового излучения служил Nd:YAG-лазер. Он работал в совмещённом Q-switch и mode-lock режиме, генерируя наносекундные последовательности пикосекундных импульсов (НППИ) с параметрами, ука-

занными на рис. 11б. При этом достигались мощности излучения в максимуме пикосекундных импульсов (ПИ) до 1 МВт, что позволяло наблюдать ОР в револьверных световодах. Средняя мощность лазерного излучения P_{av} на выходе РС при инициировании ОР составляла около 4 Вт для РС1 и около 2 Вт для РС2. Средняя мощность в наносекундных импульсах составляла на выходе РС1 (РС2) 16 (8) кВт, а в максимумах ПИ достигала 2,0 (1,0) МВт, что соответствует интенсивностям лазерного излучения на оси сердцевины световодов РС1/РС2 средней по НППИ $2,4 \times 10^9$ ($5,2 \times 10^9$) Вт см⁻² и максимальной в ПИ $3,2 \times 10^{11}$ ($7,0 \times 10^{11}$) Вт см⁻² соответственно.

Длина волны Nd:YAG-лазера находилась в зоне прозрачности каждого из световодов РС1 и РС2. Оптические потери в световодах на этой длине волны составляли существенно меньше 1 дБ м⁻¹ и фактически не влияли на прохождение излучения через используемые короткие отрезки РС. ОР инициировался в обоих типах РС.

3.2.2. Описание процесса распространения оптического разряда. После введения в РС лазерного излучения (4 Вт в РС1 и 2 Вт в РС2) ОР инициировался и затем распространялся по световоду со скоростью ~ 1 м с⁻¹. ОР представлял собой ярко светящееся в видимом диапазоне длин волн пятно, движущееся по световоду навстречу лазерному излучению. Несмотря на тот факт, что лазер работал в импульсном режиме и длительность наносекундных импульсов (точнее, НППИ) составляет порядка 10^{-4} от времени между ними, в среднем ОР движется по световоду примерно с постоянной средней (с усреднением по нескольким периодам между НППИ) скоростью. Интересно, что по порядку величины она оказывается примерно такой же, с какой ОР движется по стандартным световодам из кварцевого стекла с твердой сердцевиной под действием непрерывного лазерного излучения такой же средней мощности P_{av} [81]. На рисунке 13 представлена фотография распространяющегося ОР по РС1, сделанная с выдержкой (1/120) с. Непосредственно движение ОР по РС1 представлено в видеозаписи, сделанной с помощью камеры б с замедлением примерно в 10 раз [92].

Существенно отличались последствия прохождения ОР по световодам РС1 и РС2. В случае РС1 кварцевая конструкция световода после прохождения ОР полностью разрушалась и осколки её удерживались вместе

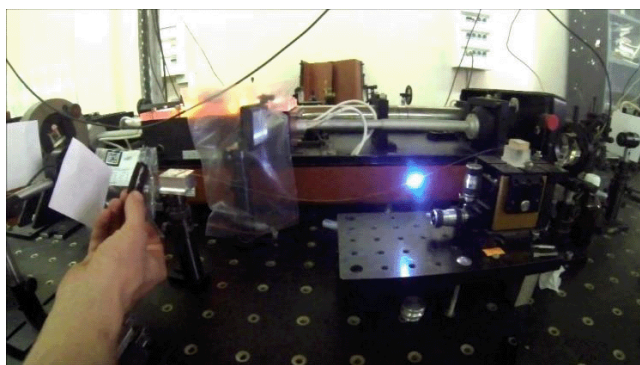


Рис. 13. Фотография распространения ОР по РС1, сделанная камерой б (рис. 11а) с выдержкой (1/120) с. Точка ввода лазерного излучения в РС1 — справа, точка инициирования ОР — слева.

только полимерной оболочкой. Это приводило к изменению условий равновесия световода РС1, который во время эксперимента закреплялся в подвешенном состоянии (см. рис. 13). Поэтому в процессе распространения ОР возбуждались механические колебания световода РС1 (что можно рассматривать как проявление некоторого "оптико-механического эффекта" (см. [92]). Отметим, что при распространении оптического разряда в непрерывном режиме по кварцевым волоконным световодам с такой же средней скоростью движение световода как целого (и его колебания) не наблюдается в полном соответствии с законами механики (видео движения разряда по коммуникационному световоду в непрерывном режиме можно посмотреть, например, в [93]). Если при распространении ОР по РС1 ОР попадал на участок РС1, предварительно зачищенный от полимерной оболочки, то световод разрушался и распространение ОР прекращалось (о чём свидетельствует обрыв световода РС1 в конце видеозаписи). По-видимому, при разрушении кварцевой конструкции РС1 падает давление нагретого воздуха в сердцевине световода, соответственно увеличивается длина поглощения лазерного излучения в полой сердцевине РС1 и нарушается движение газа в сердцевине, что в итоге и приводит к нарушению процесса инициирования ОР очередным НППИ и, соответственно, к остановке ОР. Следует отметить, что такое явление можно использовать для защиты волоконных линий на основе волоконных световодов с полой сердцевиной. Для этого достаточно, чтобы в линии был предусмотрен отрезок волоконного световода с достаточно тонкой опорной трубой, зачищенный от полимера. Тогда возникший по какой-либо причине ОР при достижении данного отрезка будет останавливаться, что будет предохранять оставшуюся часть волоконной схемы от разрушения.

В случае световода РС2, имеющего в два раза более толстую стенку опорной трубы (см. рис. 12), световод после прохождения ОР внешне сохранялся как целое. Сохранение основных элементов конструкции РС2 после прохождения ОР позволило исследовать повреждения конструкции световода, вызванные ОР, и по форме разрушений получить информацию об имеющихся местах процессов во время распространения ОР.

Сравнение осциллограмм лазерного излучения и свечения плазмы ОР в видимом спектральном диапазоне показывает, что в большинстве случаев свечение плазмы ОР коррелирует с лазерным излучением. Такие типичные осциллограммы представлены на рис. 14. Сравнение осциллограмм на рис. 14а и б показывает, что плазма ОР в промежутке между ПИ не гаснет, и количество лазерных ПИ, поддерживающих распространение ОР, существенно меньше, чем количество импульсов в НППИ. ОР поддерживают только ПИ достаточно высокой амплитуды. Наносекундные импульсы проявляются в виде пиков свечения плазмы ОР, но осциллограмма свечения ОР (б) имеет и "постоянную" (в наносекундном масштабе времени) составляющую. Следовательно, постоянная времени релаксации плазмы ОР превышает 13 нс — расстояние между пикосекундными импульсами. Но между НППИ свечение плазмы отсутствует. Каждый новый пакет пикосекундных импульсов инициирует образование плазмы в сердцевине световода. Из сравнения рис. 14а и б можно оценить, что ОР возникает при интенсивности лазерного излучения, состав-

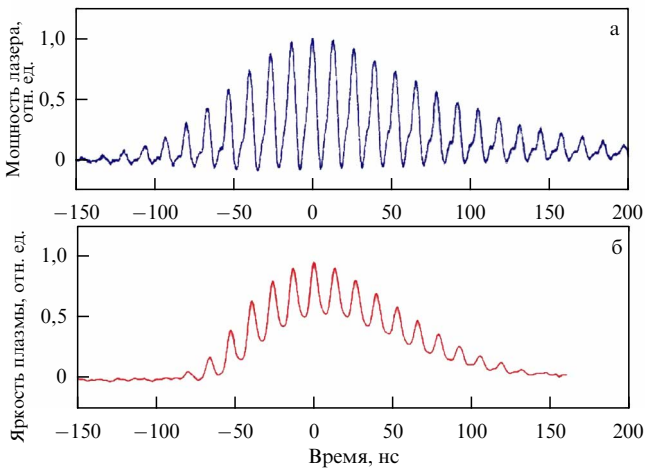


Рис. 14. (а) Осциллограмма НППИ излучения Nd:YAG-лазера. НППИ состоит из 100-пс импульсов, следующих с периодом 13 нс. Реальная длительность ПИ не отображается на данной осциллограмме из-за ограниченной полосы частот регистрации схемы. (б) Осциллограмма свечения плазмы ОР в РС2 под действием НППИ лазерного излучения.

вляющей $\approx 20\%$ от максимальной интенсивности пикосекундных импульсов.

Но в отдельных случаях число максимумов интенсивности свечения ОР в течение одного НППИ сокращается до нескольких единиц (на рис. 14б их 17). А в ряде случаев свечение плазмы ОР под действием очередного НППИ не наблюдается вообще: возникают своеобразные "пропуски" НППИ на осциллограммах свечения ОР. Такие вариации поведения плазмы ОР в настоящее время выглядят случайными с частотой $\sim 10\%$. Их причины требуют дополнительного изучения.

Было обнаружено, что при $P_{av} \leq 1,0$ Вт инициирование ОР и его распространение по РС2 не наблюдалось ни в одном случае. Но при $P_{av} \geq 1,5$ Вт распространение ОР наблюдалось во всех экспериментах. Соответствующие этим величинам P_{av} значения интенсивности в максимумах ПИ на оси РС2 составляют $3,5 \times 10^{11} \text{ Вт см}^{-2} \leq I_{th} \leq 4,7 \times 10^{11} \text{ Вт см}^{-2}$.

Скорость распространения ОР по световоду определялась по данным видеосъёмки камерой 6 (рис. 11а). Оказалось, что средняя скорость движения ОР V_{av} существенно зависит от того, покрыт РС полимером или нет. Если РС2 был полностью покрыт полимерной оболочкой, то зависимость пройденного ОР расстояния от времени соответствовала движению с примерно постоянной средней скоростью (рис. 15, линия 1) в данном случае $V_{av} = 0,91 \text{ м с}^{-1}$. Но если на части РС2 полимерное покрытие было удалено и кварцевая конструкция световода граничила непосредственно с воздухом, то, в отличие от РС1 с менее прочной кварцевой оболочкой, ОР распространялся и по этому отрезку РС2, не разрушая его, но с существенно большим значением V_{av} . Зависимость пройденного ОР пути от времени $L(t)$ в данном случае имела вид ломаной линии (рис. 15, линия 2), различные участки которой соответствовали движению со скоростью $V_{av} = 0,92 \text{ м с}^{-1}$ (на участках с полимерным покрытием) и $V_{av} = 2,84 \text{ м с}^{-1}$ (на участке без покрытия), т.е. в ≈ 3 раза быстрее. Такой результат неоднократно воспроизводился в экспериментах. Возможное его объяснение, связанное с различием коэффициента отражения

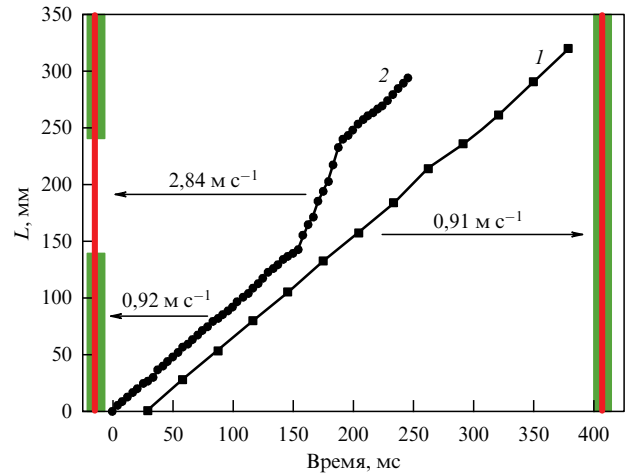


Рис. 15. Зависимость от времени пути L , пройденного ОР по сердцевине полностью покрытого полимером РС2 (1) и частично зачищенного от полимера РС2 (2). Справа и слева схематично показаны РС, полностью и частично покрытые полимером соответственно. Указаны измеренные средние скорости распространения ОР на различных участках световодов.

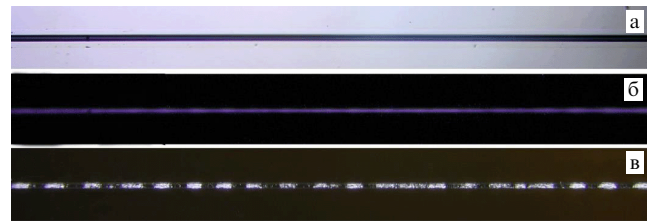


Рис. 16. Фотография одного и того же участка световода РС2 до (а), во время (б) и после (в) прохождения по нему ОР. Световод без полимерной оболочки во всех трёх случаях находился в иммерсионной жидкости. (а) Подсветка снизу; (б) собственное свечение ОР; (в) подсветка сбоку; полная ширина каждого кадра 3,5 мм.

ударных волн от границы кварцевое стекло – воздух и кварцевое стекло – полимер, представлено в [78].

На рисунке 16 приведены фотографии одного и того же участка световода РС2 до, во время и после прохождения по нему ОР, сделанные с помощью камеры 5 (см. рис. 11). До прохождения ОР световод однороден по длине (рис. 16а). Интегральная по времени фотография свечения плазмы ОР (рис. 16б) (затвор камеры был открыт всё время нахождения ОР в поле зрения камеры) свидетельствует о том, что ОР на представленном участке распространялся непрерывно по полой сердцевине РС2. На фотографии, сделанной после прохождения ОР (рис. 16в), зафиксированы разрушения отражающей оболочки РС2, представляющие собой близкую к периодической структуру с периодом около $\Delta = 180 \text{ мкм}$. В пределах каждого периода (там, где периодичность соблюдается) участки со значительными разрушениями капилляров отражающей оболочки (светлые на рис. 16в) чередуются с менее повреждёнными участками, на которых капилляры сохранились практически без дефектов (тёмные на рис. 16в).

3.2.3. Физические процессы, ответственные за распространение оптического разряда по полуму световоду. Полученные выше экспериментальные результаты можно объяс-

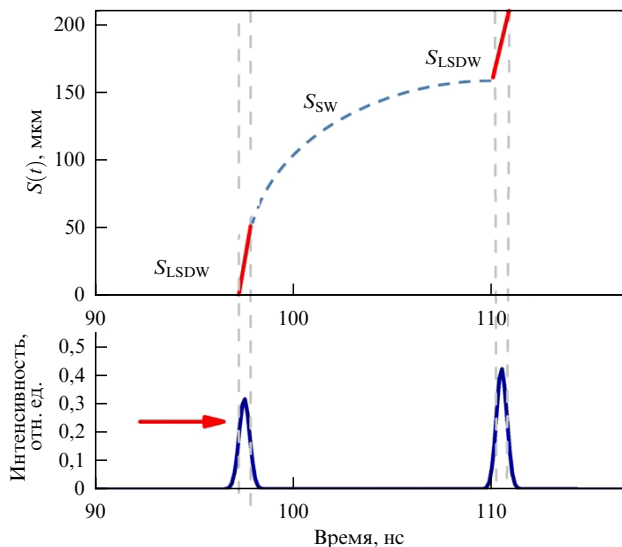


Рис. 17. Схема распространения ОР по ПС. Внизу — пикосекундные импульсы лазерного излучения (в зависимости от времени), сверху — путь S , пройденный ОР, в зависимости от времени.

нить следующим образом (рис. 17). Сразу после инициирования (формирования плазмы в полости сердцевины световода с помощью металлической мишени) под действием пикосекундного лазерного импульса (ПИ) распространяется светодетонационная волна (СДВ), которая движется со скоростью [94]

$$V_{\text{LSDW}} = \left[2(\gamma^2 - 1) \frac{I_p}{\rho_0} \right]^{1/3}, \quad (4)$$

и проходит путь $S_{\text{LSDW}} = V_{\text{LSDW}} t$. Здесь ρ_0 — плотность воздуха в сердцевине ПС, I_p — интенсивность излучения в пикосекундном импульсе, γ — показатель адиабаты, t — время. В условиях данных экспериментов $V_{\text{LSDW}} \sim 300 \text{ км с}^{-1}$ и $S_{\text{LSDW}}(\tau_p) = 30 \text{ мкм}$.

После окончания ПИ светодетонационная волна перестает поддерживаться лазерным излучением и продолжает своё движение уже как затухающая ударная волна (УВ). Её путь на рис. 17 обозначен как S_{SW} . Наилучшим образом пройденный путь соответствует пути, пройденному сферической ударной волной точечного взрыва с энергией E , равной энергии пикосекундного лазерного импульса [95]:

$$S_{\text{SW}} = \left(\frac{E}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5}. \quad (5)$$

Это даёт величину пути, пройденного ОР за период между двумя пикосекундными импульсами $L = S_{\text{LSDW}} + S_{\text{SW}} = 130 \text{ мкм}$, что, учитывая достаточно приближённый характер сделанных численных оценок, достаточно близко к наблюдавшейся в эксперименте величине $L = 180 \text{ мкм}$.

Следующий ПИ, который приходит через 13 нс, начинает поглощаться во фронте ещё мощной УВ, в результате чего процесс распространения СДВ и её релаксации повторяется. В тех отрезках ПС, где перепад давления в СДВ и УВ достаточно велик, наблюдается разрушение капилляров, образующих отражающую оболочку в ПС. В областях между ними разрушения капил-

ляров не наблюдается. После окончания НППИ плазма ОР в сердцевине полностью релаксирует, и распространение плазмы ОР под действием следующего НППИ начинается с инициирования ОР. ОР в этом случае может инициироваться в области, где присутствуют осколки разрушенных капилляров, за счёт увеличения напряжённости электрического поля на острых осколках кварцевого стекла.

Полученные экспериментальные данные показывают, что для поддержания режима распространения ОР по полному волоконному световоду требуются значительно более высокие пороговые значения интенсивности лазерного излучения: более $10^{11} \text{ Вт см}^{-2}$ (для сравнения напомним, что для распространения ОР по световоду из кварцевого стекла требуется интенсивность излучения существенно меньше: $\sim 10^6 \text{ Вт см}^{-2}$).

4. Нелинейная оптика

в газонаполненных полых световодах

4.1. Нелинейное сжатие и генерация ультракоротких лазерных импульсов в полых световодах

Генерация ультракоротких импульсов (УКИ) в полых световодах является динамично развивающейся проблемой уже на протяжении нескольких десятков лет [96, 97]. Спектральное уширение импульсов, необходимое для сокращения длительности импульса в ПС, достигается за счёт нелинейного взаимодействия между лазерными импульсами большой интенсивности и газовой средой, заполняющей сердцевину ПС, при эффекте фазовой самомодуляции (ФСМ). Известно, что изменение фазы волны во времени приводит к изменению её частоты, поэтому при распространении импульса в среде с керровской нелинейностью происходит уширение его спектра, сопровождаемое возникновением линейного чирпа (модуляцией несущей частоты) [98]. Первыми ПС, которые использовались для сжатия лазерных импульсов, были полые волноводы из кварцевого стекла небольшой длины (60–70 см) и с большими радиусами полости сердцевины (140–160 мкм) [96, 99]. С помощью систем, построенных на основе таких ПС, были получены импульсы лазерного излучения с энергией, более чем на три порядка превышающей ранее полученные импульсы с несколькими периодами колебаний электромагнитного поля. Генерация фемтосекундных импульсов такой длительности и с такими значениями энергии по сравнению с генерацией в световодах с твердотельной сердцевиной из кварцевого стекла была впервые достигнута за счёт двух основных факторов. Во-первых, нелинейный коэффициент n_2 благородных газов, заполнявших сердцевину ПС, был приблизительно на три порядка меньше по сравнению с коэффициентом нелинейности кварцевого стекла. Во-вторых, был значительно увеличен размер сердцевины световода в соответствии с законом масштабирования для пиковых мощностей вводимого лазерного импульса [97]. В работе [99] была предложена схема сжатия импульсов на основе эффекта ФСМ в ПС из кварцевого стекла с сердцевиной, заполненной криптоном и аргоном. Газы находились под давлением порядка 2 атм. На вход подавались импульсы титан-сапфирового лазера на длине волны 780 нм и длительностью 20 фс. Энергия импульсов была порядка 40 мкДж. В результате нелинейного взаимодействия с газовой средой получа-

лись спектрально-уширенные импульсы на выходе из полого волновода, которые подавались на систему из двух призм из кварцевого стекла и сжимались до 4,5 фс при энергии в импульсе 15 мкДж. Кроме того, в системе использовалось chirпированное зеркало для компенсации искажения фазы, возникающего при распространении импульса по полой сердцевине и последовательности призм компрессора. Несмотря на потери энергии, пиковая мощность в импульсе возрастала. При этом возникла проблема, связанная с многомодовостью такого полого волновода, решаемая подбором режима фокусировки вводимого лазерного пучка. Таким образом, компрессор на основе ПС вместе с chirпированным зеркалом для компенсации дисперсии стал одной из ключевых технологий для получения лазерных импульсов большой интенсивности с несколькими периодами колебаний электромагнитного поля [100]. В частности, на основе подобной схемы и ПС с поверхностью сердцевины, покрытой слоями из серебра и полимера, авторам [101] удалось сжать вводимые импульсы длительностью 100 фс с энергиями 1–2 мДж на длине волны 785 нм до длительности ~ 20 фс с энергиями вплоть до 300 мкДж. Сердцевина ПС была наполнена воздухом при атмосферном давлении, и основной проблемой из-за этого был сильный сдвиг спектра импульса в длинноволновую область вследствие внутримпульсного комбинационного рассеяния. Именно поэтому покрытия из серебра и полимера давали нужный вклад в дисперсионные свойства моды сердцевины ПС, приводящий к успешной компрессии импульса.

Из последних достижений в области использования ПС из кварцевого стекла с толстыми стенками и большими диаметрами полой сердцевины можно отметить генерацию импульсов с несколькими периодами колебаний в среднем ИК-диапазоне спектра [102]. Для этого был выбран прямой ПС, заполненный криптоном, с диаметром полой сердцевины 1 мм и длиной 2,8 м, снаружи которого располагался внешний компрессор, состоящий из двух решёток. На вход ПС подавались два импульса, получаемые с помощью параметрического усилителя, с энергией 2,8 мДж и длительностью 160 фс на длине волны 4 мкм. В результате уширения спектра приблизительно на октаву в результате ФСМ и дальнейшей компрессии, на выходе получались импульсы с длительностью 22,9 фс и энергией 2,7 мДж.

Компрессоры лазерных импульсов, описанные выше, позволили получить максимальные энергии в сжатых импульсах на уровне нескольких мДж, но в то же время их длительность не могла быть ниже десятков фемтосекунд [103]. Это связано с тем, что геометрические па-

раметры используемых ПС: внешний диаметр 1–2 мм и диаметр сердцевины порядка нескольких сотен микрометров, позволяли использовать их только в прямом виде. При этом они должны были лежать в специальных металлических канавках, длина которых обычно не превышала 1 м. Естественно, это сокращает возможность уширения спектра импульса за счёт ФСМ. Для того чтобы расширить возможности для передачи коротких фемтосекундных импульсов с большой энергией, авторами работы [104] было предложено использование ПС в виде капилляров, но со значительно более тонкой стенкой. Они получили название в англоязычной литературе stretched flexible hollow – core fibers. В эксперименте [104] использовались капилляры двухметровой длины из кварцевого стекла с диаметром полой сердцевины 320 мкм. Было продемонстрировано, что при вводе в такой ПС фемтосекундных лазерных импульсов гауссовой формы с длительностью 120 фс и энергией 120 мкДж за счёт эффекта ФСМ можно получить сжатие импульсов на выходе ПС вплоть до 10 фс. Также нужно отметить работу [105], в которой в двухметровом аналогичном ПС в виде капилляра из кварцевого стекла с диаметром воздушной сердцевины 450 мкм, заполненного гелием, были получены импульсы длительностью 4 фс с энергией 3 мкДж. На вход ПС подавалось циркулярно-поляризованное излучение в виде импульсов с длительностью 23 фс и энергией 8 мкДж. Для более эффективного процесса компрессии внутри полой сердцевины ПС устанавливался градиент давления в гелии. При наложении градиента давления в газе, заполняющем сердцевину ПС, нелинейные взаимодействия в газе растут постепенно, уменьшая тем самым вероятность возникновения самофокусировки и ионизации газа.

Подход, созданный для компрессии лазерных импульсов в ПС с внешними компрессорами в виде решёток и chirпированных зеркал, также получил распространение для микроструктурированных ПС. Первыми микроструктурированными ПС, использованными для компрессии лазерных импульсов, были ПС с оболочкой типа Кагоме и отрицательной кривизной границы сердцевины – оболочка [106]. ПС был заполнен ксеноном при давлении 8 атм. В этой работе авторы спектрально уширили пикосекундные импульсы от дискового mode-locked лазера на длине волны 1,03 мкм и провели их сжатие до длительностей ниже 250 фс и величины энергий порядка 1 мкДж (рис. 18). В другой работе [107] с помощью ПС с отрицательной кривизной границы сердцевины – оболочка и фотонно-кристаллической оболочкой типа Кагоме были сжаты импульсы длительностью 330 фс с энергиями 70 мкДж от Yb-лазера.

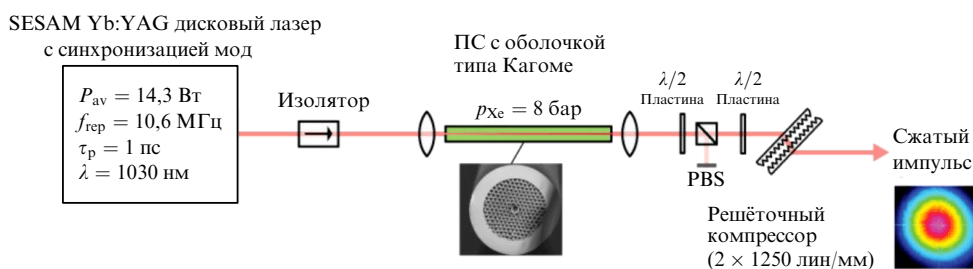


Рис. 18. Сжатие пикосекундных лазерных импульсов в ПС с оболочкой типа Кагоме. (Рисунок взят из работы [106].)

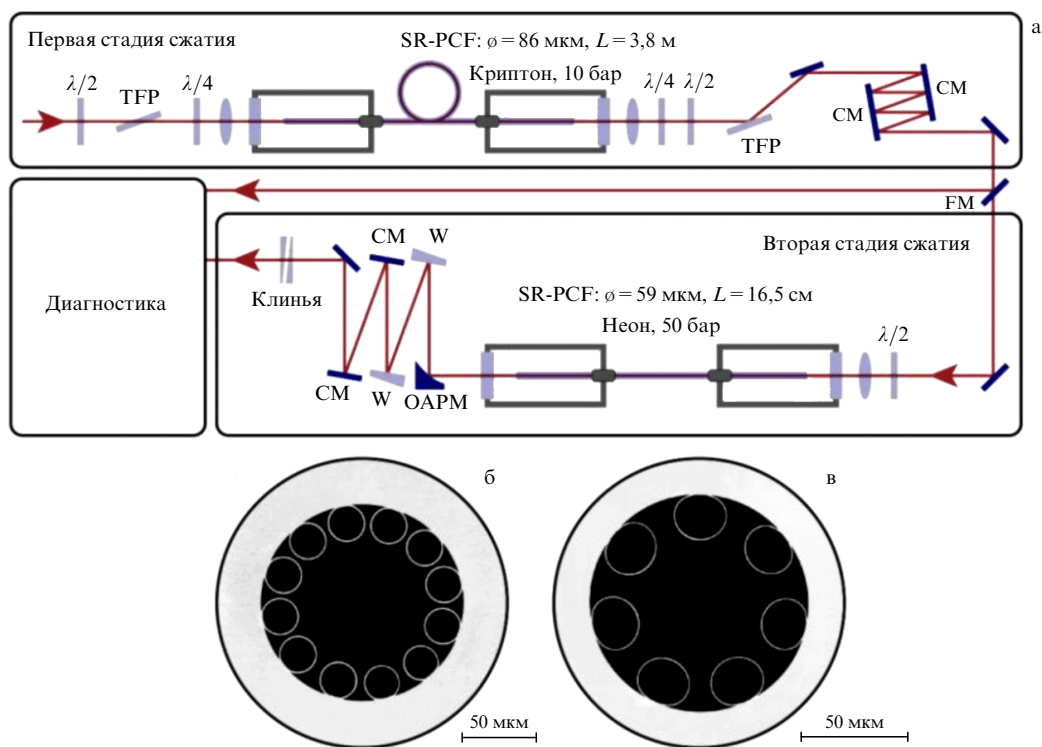


Рис. 19. Схема двухступенчатого сжатия фемтосекундных лазерных импульсов в ПС с оболочкой, состоящей из капилляров. ПС с девятью капиллярами в оболочке использовался в первой ступени, а ПС с семью капиллярами в оболочке использовался во второй ступени установки. (Рисунок взят из работы [109].)

Импульсы были сжаты до длительностей 34 фс и с энергиями 50 мкДж в ПС с диаметром воздушной сердцевины 40 мкм, заполненной воздухом при атмосферном давлении. ПС из кварцевого стекла с отрицательной кривизной границы сердцевины – оболочка и с оболочкой, состоящей из капилляров, также широко используются для сжатия лазерных импульсов. В работе [108] сжатие фемтосекундных лазерных импульсов происходило в двухступенчатой схеме и использовалось для генерации ультракоротких импульсов в глубоком ультрафиолете с энергиями порядка 1 мкДж. Такие импульсы генерировались за счёт возникновения дисперсионных волн при распространении солитонов, образующихся в результате самокомпрессии, в ПС, заполненных смесью гелия и неона. При этом сами солитоны генерировались за счёт накачки ПС сверхкороткими лазерными импульсами < 25 фс, которые возникали в результате компрессии 300 фс импульсов от иттербиевого волоконного лазера, вводимых в другой ПС, заполненный аргоном. Давление газов в обоих ПС регулировалось для достижения наиболее оптимального режима генерации сверхкоротких импульсов. На выходе из первого ПС использовалась система из чирпированных зеркал для компенсации дисперсии и положительного чирпа, возникавшего в первом ПС при ФСМ. Аналогичная двухступенчатая схема для компрессии импульсов была использована в работе [109]. Причём в разных ступенях использовались ПС с разными диаметрами полый сердцевины и разным количеством капилляров в оболочке (рис. 19). В данном случае в первой ступени, состоявшей из ПС и чирпированных зеркал для компенсации положительного фазового набег, происходила компрессия лазерного импульса от иттербиевого лазера с длительностью 340 фс

до 25 фс. Первый ПС был заполнен криптоном и диаметр его сердцевины был равен 86 мкм. На выходе второго ПС с диаметром сердцевины 59 мкм, заполненного неоном, в результате солитонной самокомпрессии получался импульс длительностью 3,8 фс, что составило 1,25 части периода световых колебаний. Энергия импульса составила 5 мкДж.

Стоит также отметить недавнюю работу [110], в которой авторы сжали 250 фс импульс на длине волны 1,03 мкм до 13,3 фс в ПС, заполненном ксеноном. Энергия входного импульса была 3,8 мкДж, энергия выходного импульса была 2,7 мкДж. В установке, как и в предыдущих примерах, присутствовали внешние чирпированные зеркала.

В работе [111] субпикосекундные импульсы гольмиевого лазера (Ho:YLF) с мощностью порядка мДж сжимались до импульсов длительностью порядка 300 фс на длине волны 2050 нм в ПС с отрицательной кривизной границы сердцевины – оболочка и с оболочкой типа Кагоме. Сердцевина ПС была заполнена аргоном. Основным нелинейным процессом, приводящим к уширению импульса, был ФСМ. На выходе ПС находился внешний компрессор, состоящий из двух призм, позволявший сжать импульсы до 285 фс с энергией 125 мкДж. Двухступенчатые схемы для сжатия лазерных импульсов с успехом применялись и в области среднего ИК-спектра. Авторы работы [112] использовали тот же подход для сжатия пикосекундных импульсов от Ho:YLF-лазера на длине волны 2050 нм, что и в [111]. При этом они использовали второй ПС в схеме для самокомпрессии лазерного импульса. В результате прохождения 3,3 пс импульсов с энергией 140 мкДж в первом ПС с оболочкой типа Кагоме и с отрицательной кривизной границы

сердцевина – оболочка и дополнительной компрессионной системы из призм получался импульс с длительностью 285 фс и энергией 90 мкДж. В результате самокомпрессии импульса при прохождении второго ПС с заполненной воздухом сердцевиной его длительность становилась равной 48 фс.

Кроме подхода, описанного выше, широкое применение нашёл подход для сжатия лазерных импульсов в ПС за счёт наличия в них аномальной дисперсии в нужном спектральном диапазоне. В этом случае самокомпрессия лазерных импульсов происходит в солитонном режиме. Отчасти данный вопрос уже обсуждался выше в случае двухступенчатых схем генерации ультракоротких лазерных импульсов. Считается, что именно такая методика позволит получать наиболее короткие импульсы с длительностью, меньшей периода световых колебаний с многооктавной шириной спектра [97]. С другой стороны, указывается, что в данном случае происходят сложные нелинейные процессы, которые очень чувствительны к параметрам вводимого в систему лазерного импульса. Основная трудность состоит в подборе нужных значений энергий вводимого в систему импульса и соответствующих пиковых мощностей. Впервые механизм самокомпрессии лазерных импульсов в ПС без внешних элементов для компенсации дисперсии в экспериментальной установке был продемонстрирован в работе [113]. В этом случае 30 фс импульс с энергией 2,2 мкДж был сфокусирован в ПС всего 2,5 см длиной и диаметром полой сердцевины 150 мкм. ПС был заполнен аргоном при малом давлении. Расчётом было продемонстрировано, что интенсивность излучения в ПС была на уровне 10^{15} Вт см⁻², вполне достаточном для ионизации газа на переднем крае импульса. При таком уровне интенсивности излучения быстрая ионизация газа на переднем крае импульса приводит к быстрому уменьшению показателя преломления плазмы, что, в свою очередь, приводит к сильному сдвигу спектра импульса в коротковолновую область с соответствующим уширением спектра. Также важную роль в процессе распространения импульса в ПС играет процесс самоукручивания импульса. Таким образом, длительность импульса на выходе ПС сокращалась до 13 фс без применения каких-либо внешних компенсаторов дисперсии.

Как было указано выше, основной механизм самокомпрессии лазерных импульсов с энергиями порядка нескольких мкДж можно достичь за счёт формирования солитонов высоких порядков в ПС с аномальной дисперсией. В работе [114] была теоретически предсказана возможность поддержания солитонного режима распространения импульсов в микроструктурированных ПС с оболочкой типа Кагоме. Экспериментально теоретические расчёты были подтверждены в работе [115], в которой авторы продемонстрировали спектральное уширение 30 фс импульса с энергией 1 мкДж, вводимого в ПС с оболочкой типа Кагоме. В этом случае также наблюдалось возбуждение дисперсионных волн, которые приводили к уширению спектра импульса в ПС вплоть до длин волн в глубоком ультрафиолете. Дальнейшая работа в данном направлении привела к получению импульсов длительностью 1,7 периода оптических колебаний на длине волны 800 нм [116]. В эксперименте использовался также ПС с оболочкой типа Кагоме длиной 10 см. Сердцевина ПС диаметром 30 мкм была заполнена аргоном или криптоном. В результате солитонной самоком-

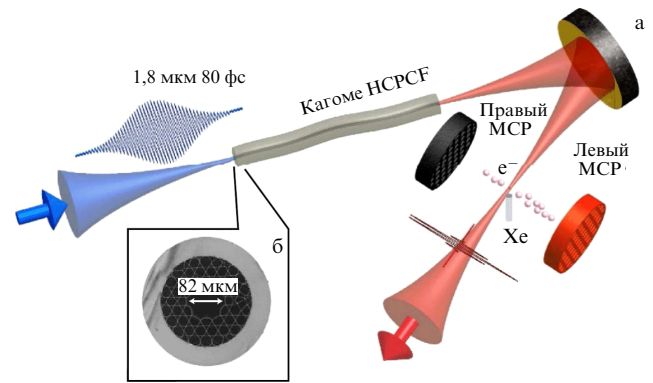


Рис. 20. Схема для солитонной самокомпрессии лазерных импульсов в ПС с оболочкой типа Кагоме и отрицательной кривизной границы сердцевины – оболочка. На выходе луча изображён электронный спектрометр с двумя детекторами. (Рисунок взят из работы [117].)

прессии в ПС генерировались импульсы меньше двух периодов колебаний световой волны с энергией 1 мкДж в расчёте на один импульс. Процесс образования солитонов сопровождался излучением дисперсионных волн. Эффективный режим солитонной самокомпрессии импульсов был получен и в ПС с оболочкой типа Кагоме и отрицательной кривизной границы сердцевины – оболочка. Длина ПС была 20 см, а диаметр основной моды ~ 64 мкм [117]. Здесь была использована очень простая схема, изображённая на рис. 20.

Накачкой служил параметрический усилитель с пере-страиваемой длиной волны 1,4 – 1,9 мкм, который давал 80 фс импульсы с энергиями до 120 мкДж. Сердцевина ПС была заполнена ксеноном при давлении 4 атм. В результате сжатия были получены импульсы длительностью в один период световой волны и мощностями вплоть до 100 мкДж. Стоит отметить, что эффективная солитонная самокомпрессия лазерных импульсов возможна и в коротковолновой области спектра. В работе [118] импульсы накачки с энергией 2,6 мкДж и длительностью 54 фс на длине волны 400 нм были сжаты до длительностей 11 фс. При этом сердцевина ПС с оболочкой типа Кагоме была заполнена окружающим воздухом и имела размеры, позволяющие получать достаточный уровень аномальной дисперсии.

В заключение обзора по генерации сверхкоротких лазерных импульсов стоит упомянуть о работе [119], в которой роль ПС выполняли обычные стеклянные капилляры. Авторы [119] экспериментально продемонстрировали, что при вводе 10 фс импульсов с энергией 337 мкДж от титан-сапфирового лазера в капилляр, заполненный гелием при давлении 0,4 атм, в результате солитонной самокомпрессии возможно получение импульсов длительностью 1,2 фс с возможностью перехода в аттосекундную область длительностей импульсов. Капилляр из кварцевого стекла был 3 м в длину и с диаметром сердцевины 250 мкм.

Логичным продолжением описания различных режимов генерации сверхкоротких лазерных импульсов в ПС разных типов является генерация суперконтинуума в таких ПС. Прежде всего стоит отметить работы, где генерация суперконтинуума сопровождалась излучением дисперсионных волн, которые в свою очередь приводили к генерации импульсов в области глубокого

ультрафиолета. В работе [120] авторы получили генерацию суперконтинуума от глубокого ультрафиолета до ближнего инфракрасного диапазона в области длин волн от 113 до 1000 нм. ПС с оболочкой типа Кагоме с диаметром сердцевинки порядка 30 мкм был заполнен гелием или неоном. Накачкой служили 35 фс импульсы на длине волны 800 нм от титан-сапфирового усилителя. Энергия входных импульсов варьировалась от сотен наноджоулей до десятков микроджоулей. Давление в сердцевине ПС могло варьироваться вплоть до 30 атм. Было установлено, что существует несколько основных механизмов, приводящих к генерации высокочастотных компонент в импульсе накачки на длине волны 800 нм. В рассматриваемом эксперименте можно было выделить два из них: возникновение когерентного излучения в виде дисперсионных волн в видимом диапазоне спектра и вплоть до глубокого ультрафиолета (180–550 нм), а также сдвиг частоты в генерируемом солитоне в коротковолновую область, возникающий в результате фотоионизации в газе. Известно, что генерация дисперсионных волн на высоких частотах от компрессированного солитона, возникающего из импульса накачки, может быть интерпретирована как каскадный процесс четырёхволнового смешения. Пренебрегая дисперсионными членами выше третьего порядка, частота дисперсионной волны может быть записана как

$$\omega_{dw} = \omega_{sol} + \frac{3|\beta_2|}{\beta_3}, \quad (6)$$

где ω_{sol} — центральная частота солитона, β_2 — дисперсия групповых скоростей и β_3 — дисперсия третьего порядка, оба этих члена берутся на частоте накачки. При приближении частот к частотам электронных переходов в газе необходимо добавлять более высокие дисперсионные члены в формулу (6), что изменяет условия синхронизма. Для того чтобы генерировать дисперсионные волны на длинах волн < 200 нм при накачке на длине волны 800 нм, необходимо иметь длину волны нулевой дисперсии на длинах волн < 400 нм. В эксперименте это достигалось за счёт изменения давления газа в сердцевине ПС и подбора оптимального значения диаметра сердцевинки. Таким образом, кроме генерации суперконтинуума в широкой области спектра, были получены ультракороткие дисперсионные волны в ПС с оболочкой типа Кагоме, заполненном гелием и неоном. Излучение дисперсионных волн наблюдалось в области от 120 до 200 нм в импульсах с энергией порядка 50 нДж и с эффективностью порядка 1 %.

В работе [121] авторы усложнили структуру оболочки ПС из кварцевого стекла с оболочкой типа Кагоме, введя дополнительные утолщения перемычек вблизи границы поллой сердцевинки. Это позволило получить дополнительные особенности для волноводной дисперсии ПС, так как перемычки дали новые резонансы в спектре пропускания ПС, кроме собственных резонансов, определяемых толщиной стенки кагоме-решётки. Как следствие, удалось получить четыре длины волны нулевой дисперсии в нужных спектральных интервалах и добиться управления спектральными характеристиками суперконтинуума. ПС с диаметром сердцевинки 50 мкм был заполнен криптоном при давлении 6 атм. Суперконтинуум возбуждался 80 фс импульсами на длине волны 800 нм и имел ширину от 200 нм до 1700 нм.

Кроме ПС с оболочкой типа Кагоме, для генерации суперконтинуума использовались и ПС из кварцевого стекла с оболочкой, состоящей из капилляров. В работе [122] авторы получили генерацию суперконтинуума сразу в нескольких зонах пропускания ПС с оболочкой из восьми капилляров. Диаметр поллой сердцевинки был равен 61,5 мкм, его сердцевина была заполнена воздухом при атмосферном давлении. В неё вводились 205 фс импульсы с энергией 110 мкДж на длине волны 1028 нм. В результате генерация суперконтинуума наблюдалась в 11 зонах пропускания ПС и его спектральная ширина была от 415 нм до 1593 нм. Теоретически было предсказано, что его ширина может быть увеличена вплоть до длины волны 4200 нм. Интересный результат по генерации суперконтинуума в нескольких зонах пропускания ПС [123] был получен с помощью световода из кварцевого стекла с оболочкой из семи капилляров и диаметром поллой сердцевинки 44 мкм. Сердцевина такого ПС заполнялась аргоном с давлением вплоть до 30 атм. Импульсы накачки длительностью 100 фс с энергией 8 мкДж вводились в центре самой длинноволновой зоны пропускания ПС на длине волны 2460 нм. В результате спектральная ширина суперконтинуума была от 200 нм до 4000 нм с выходной энергией на уровне 8 мкДж. К такой спектральной ширине суперконтинуума приводили, как было описано выше, процессы эффективного самосжатия солитонов за счёт нелинейных солитон-плазменных взаимодействий и соответствующая генерация дисперсионных волн в ультрафиолетовой области спектра.

В заключение нужно отметить работу [124], в которой в ПС из кварцевого стекла с диаметром поллой сердцевинки 26 мкм и шестью капиллярами в оболочке был получен суперконтинуум от 400 нм до 1200 нм. Сердцевина была заполнена азотом при давлении 40 атм, длина ПС была 10 м. Накачкой служил лазер на длине волны 532 нм с длительностью импульсов 20 пс. Дополнительный континуум наблюдался в спектральном диапазоне от 250 нм до 360 нм. Суперконтинуум возникал в данном случае за счёт возбуждения широкой гребёнки рамановских частот, соответствующих колебательным переходам в молекулах азота. Этот процесс дополнялся сильным вкладом керровской нелинейности среды.

4.2. Газовые волоконные лазеры и освоение среднего инфракрасного диапазона

Создание световодов с поллой сердцевинкой открыло путь к разработке лазеров нового типа — газовых волоконных лазеров (ГВЛ). Используя в качестве активной среды газ, заполняющий полую сердцевину световода, такие источники излучения могут объединить в себе преимущества как волоконных лазеров (компактность, низкий порог генерации, одномодовое излучение), так и газовых лазеров (высокая выходная мощность, малая ширина линии генерации).

За последние ~ 10 лет наиболее активно шло развитие ГВЛ, генерирующих в среднем ИК-диапазоне на длинах волн более 2 мкм, что обусловлено сочетанием нескольких факторов. Во-первых, средний ИК-диапазон представляет большой интерес для практических применений благодаря наличию в нём линий поглощения многих химических соединений. Во-вторых, современные технологии полых световодов уже позволяет изготавливать световоды с достаточно низкими оптическими

потерями в спектральном диапазоне 2–5 мкм. При этом важно, что изготовление микроструктурированной оболочки ПС основывается на хорошо освоенной технологии кварцевого стекла. И, в-третьих, газовые смеси как активная среда ГВЛ предоставляют широкий выбор лазерных переходов в среднем ИК-диапазоне.

Накачка газовых активных сред может в принципе осуществляться различными методами, включающими накачку оптическим (лазерным) излучением, газовый разряд или химические реакции. Однако почти все ГВЛ, реализованные на практике, используют оптическую накачку, что рассмотрено более подробно в разделе 4.2.1. Первый в мире газоразрядный ГВЛ был продемонстрирован лишь в 2023 г. в результате совместной работы двух лабораторий Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН — лаборатории полых волоконных световодов и лаборатории газоразрядных лазеров. Более подробно газоразрядные ГВЛ рассмотрены в разделах 4.3 и 4.4.

4.2.1. Газовые волоконные лазеры с оптической накачкой.

Наиболее распространённым подходом при создании газовых волоконных лазеров с оптической накачкой является применение безрезонаторной однопроходной схемы (рис. 21). Источником накачки может служить твердотельный волоконный лазер, что даёт возможность реализовать полностью волоконную конструкцию ГВЛ за счёт сварки волоконного выхода лазера накачки с входным торцом полого световода. Тем не менее в большинстве случаев излучение накачки вводится в полый световод с помощью объёмных оптических элементов, что позволяет исследовать потенциальные возможности ГВЛ, несмотря на не до конца решённые технологические задачи, связанные со сваркой полых световодов. Торцы ПС герметично фиксируются в миниатюрных газовых кюветках, которые имеют окошки для ввода/вывода излучения и позволяют закачивать в полую сердцевину различные газы, служащие активной средой лазера. При этом полый световод обеспечивает малый диаметр поля моды (~ 20–70 мкм) и большую длину взаимодействия (~ 1–30 м) излучения с активной средой, что позволяет реализовать оптическое усиление, достаточно большое для возникновения генерации из квантовых шумов за один проход излучения по световоду.

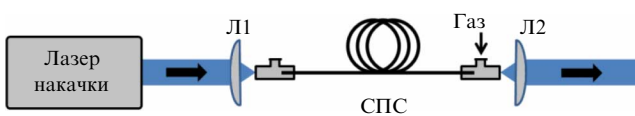


Рис. 21. Однопроходная безрезонаторная схема, обычно используемая для создания газовых волоконных лазеров с оптической накачкой. Л1 и Л2 — линзы для ввода и вывода излучения из полых сердцевин световода, заполненной активным газом.

Рамановские газовые волоконные лазеры. Вынужденное комбинационное (рамановское) рассеяние (ВКР) света в молекулярных газах, заключённых в полую сердцевину световода, представляет собой ещё один метод генерации лазерного излучения, особенно в среднем ИК-диапазоне. ВКР не только расширяет диапазон длин волн генерации, доступный для газовых волоконных лазеров, но и упрощает требования к источникам накачки,

поскольку пропадает необходимость точного спектрального соответствия излучения накачки фиксированным узким линиям поглощения активного газа. Фактически хорошо известные лазеры ближнего ИК-диапазона могут использоваться для накачки рамановских ГВЛ, в которых фотоны накачки теряют часть своей энергии на возбуждение молекулярных колебаний, а оставшаяся энергия излучается в виде стоксовой волны, смещённой в длинноволновую часть спектра. Благодаря большим стоксовым сдвигам на колебаниях самых лёгких молекулярных газов ($\Omega_R = 4155, 2987$ и 2917 см^{-1} для H_2 , D_2 и CH_4 соответственно) рамановские ГВЛ дают возможность получать излучение среднего ИК-диапазона всего за один-два каскада рамановского преобразования. Кроме того, ВКР на вращательных переходах молекулярных газов предоставляет дополнительную степень свободы для обогащения выходного спектра рамановских ГВЛ.

Первый рамановский лазер на фотонно-кристаллическом световоде с полый сердцевинной, заполненной водородом, был создан в 2002 г. [125]. В этой работе было реализовано преобразование зелёного излучения (532 нм) в красное (683 нм) за счёт ВКР с большим частотным сдвигом (4155 см^{-1}) на колебательном переходе молекулы водорода. Но интерес к ГВЛ быстро сместился в ближний и средний ИК-диапазон, поскольку процесс ВКР на лёгких газах позволял значительно смещаться в красную сторону по спектру, а световоды с полый сердцевинной обладали достаточно низкими оптическими потерями в указанных диапазонах и позволяли работать с импульсами лазерного излучения высокой мощности. Следует также отметить, что возможность управления спектром пропускания ПС позволяет контролировать процесс ВКР в молекулярных газах, позволяя выделять, например, ВКР на вращательных переходах молекулы водорода и подавлять обычно развивающееся в первую очередь рамановское преобразование на колебательных переходах. Такой подход был продемонстрирован в [126], где положение по шкале длин волн области непрозрачности ПС использовалось для подавления ВКР на колебательном переходе в водороде при накачке на длине волны 1,064 мкм и стоксовой компоненте при ВКР на вращательном переходе на длине волны 1,135 мкм.

Первый рамановский ГВЛ, генерирующий в среднем ИК-диапазоне, был продемонстрирован в 2017 г. [127, 128]. В качестве активного элемента использовался револьверный полый световод длиной 11 м, сердцевина которого была заполнена газовой смесью H_2/D_2 при общем давлении 30 бар. Источником накачки служил эрбиевый волоконный лазер на длине волны 1,56 мкм, генерирующий импульсы длительностью 3,4 нс с частотой повторения 25 кГц и средней мощностью 2,4 Вт. ВКР накачки на колебаниях молекул D_2 позволило получить генерацию на длине волны 2,9 мкм за один проход активной среды. Квантовая эффективность рамановского ГВЛ составила ~ 10 %. Кроме того, стоксова волна ($\lambda = 2,9 \text{ мкм}$) обладала достаточной интенсивностью, чтобы служить накачкой для ВКР на вращательных переходах молекул D_2 и H_2 . В результате в выходном спектре рамановского ГВЛ наблюдались линии генерации на длинах волн 3,3 и 3,5 мкм.

Дальнейшее продвижение длины волны генерации рамановских ГВЛ в средний ИК-диапазон стало возможным благодаря снижению оптических потерь в револь-

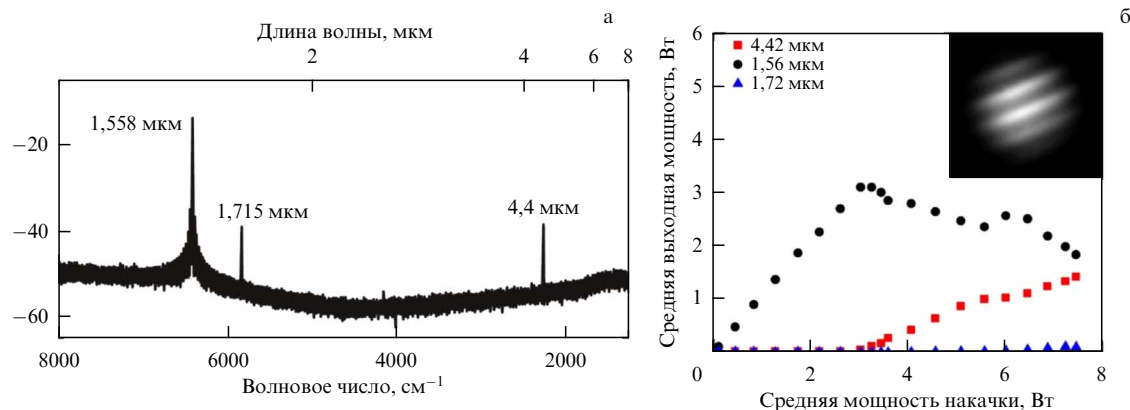


Рис. 22. (а) Спектр выходного излучения рамановского ГВЛ, реализующего однокаскадное преобразование 1,56 → 4,4 мкм [129]. (б) Средняя мощность различных спектральных компонент на выходе рамановского ГВЛ в зависимости от введённой мощности накачки. На вставке показано поперечное распределение интенсивности выходного излучения на длине волны 4,42 мкм, соответствующее основной моде полого световода [131]. Модуляция интенсивности обусловлена интерференцией на входном окошке регистрирующей камеры.

верном световоде до значения порядка 1 дБ м⁻¹ на длине волны 4,4 мкм. Используя такой световод, заполненный чистым водородом при давлении 30 атм, авторы работы [129] продемонстрировали первый газовый волоконный лазер, реализующий однокаскадное рамановское преобразование 1,56 → 4,4 мкм (рис. 22а).

Квантовая эффективность рамановского ГВЛ, генерирующего на длине волны 4,4 мкм, в первых работах составляла ~ 15 % [129]. В последующих работах тех же авторов была проведена оптимизация характеристик эрбиевого источника накачки, длины полого световода и давления активного газа [130, 131]. В результате был реализован наносекундный рамановский ГВЛ, генерирующий одномодовое излучение со средней мощностью 1,4 Вт на длине волны 4,42 мкм [131] (рис. 22б). Это достижение убедительно продемонстрировало способность рамановских ГВЛ генерировать высокую среднюю мощность (> 1 Вт), несмотря на большой квантовый дефект преобразования 1,56 → 4,42 мкм, который преобразует 65 % энергии накачки в тепло. Квантовая эффективность рамановского ГВЛ, рассчитанная по средней мощности, составила 53 %, что соответствует теоретическому пределу, обусловленному оптическими потерями (1,1 дБ м⁻¹, λ = 4,42 мкм) в полом световоде.

Полностью волоконная схема водородного рамановского ГВЛ на длине волны 4,42 мкм была реализована в [132]. Используя стандартный аппарат для сварки световодов из кварцевого стекла, волоконный выход эрбиевого лазера накачки подваривали ко входному торцу полого световода. Точка сварки обеспечивала герметичность, механическую прочность и вносила оптические потери порядка 3 дБ вследствие разницы в диаметрах поля моды свариваемых световодов. В результате была продемонстрирована полностью волоконная генерация наносекундных импульсов со средней мощностью 360 мВт на длине волны 4,42 мкм. Квантовая эффективность ГВЛ составила 46 %.

Изменение длины волны генерации рамановских ГВЛ легко достигается путём перестройки длины волны источника накачки. В работах [133, 134] был реализован водородный рамановский ГВЛ для мониторинга полосы поглощения молекул СО₂ в спектральной области 4,2 мкм. Для этого была выбрана необходимая длина волны генерации эрбиевого волоконного лазера накачки

в области около 1,53 мкм. Кроме того, увеличив длительность импульсов накачки до ~ 7 нс, авторам работы [133] удалось снизить влияние нестационарных эффектов рамановского преобразования 1,53 → 4,2 мкм в водороде и достигнуть квантовой эффективности на уровне 74 %. Энергия выходных импульсов достигала 17,6 мкДж. Кроме того, были проведены исследования шумов и долговременной стабильности рамановского ГВЛ [134], которые показали, что долговременный дрейф энергии и пиковой мощности выходных импульсов напрямую связан с большим количеством тепла, выделяющегося при рамановском преобразовании 1,53 → 4,2 мкм. Для практического применения рамановских ГВЛ с высокой средней мощностью необходимо дальнейшее изучение долгосрочной стабильности их выходных параметров.

Одним из преимуществ рамановских ГВЛ является возможность легко варьировать рабочий спектральный диапазон путём простого изменения состава газа, заполняющего полую сердцевину. Например, полностью сохраняя конструкцию ГВЛ, включающую полый световод и эрбиевый волоконный лазер накачки, но используя в качестве активного газа метан вместо водорода, можно реализовать однокаскадный рамановский ГВЛ, генерирующий в спектральной области около 2,84 мкм [135, 136]. Кроме того, путём перестраивания длины волны эрбиевого лазера накачки в спектральном диапазоне 1,54–1,56 мкм была продемонстрирована непрерывная перестройка длины волны генерации рамановского ГВЛ в диапазоне от 2,796 до 2,863 мкм [137].

Для достижения порога генерации в рамановских ГВЛ требуются источники накачки, обладающие достаточно высокой интенсивностью излучения. Такие лазеры накачки широко доступны в спектральной области около 1 мкм и позволяют осуществлять несколько каскадов рамановского преобразования в полых световодах. Используя два отрезка различающихся полых световодов, заполненных метаном, авторы работы [138] продемонстрировали двухкаскадное рамановское преобразование 1,06 → 1,54 → 2,81 мкм. Импульсы накачки длительностью 0,4 нс и пиковой мощностью до 400 кВт были преобразованы с квантовой эффективностью 87 % и 75 % в первом и втором каскадах соответственно, в результате чего общая квантовая эффективность составила 65 %.

Двухкаскадные рамановские ГВЛ могут быть реализованы и в одном отрезке полого световода, что было показано на примере преобразования $1,06 \rightarrow 1,54 \rightarrow 2,81$ мкм в метане [139, 140], где около 40 % квантов накачки были преобразованы на длину волны 2,81 мкм. Было показано [139], что энергия выходных импульсов на длине волны 2,81 мкм может достигать 113 мкДж, а оценка пиковой мощности превысила значение ~ 10 МВт. Важно отметить, что длительность импульсов накачки в работе [139] составляла всего 12 пс, что сравнимо с временем фазовой релаксации возбуждённого колебательного состояния молекул метана и, следовательно, может приводить к снижению эффективности ГВЛ из-за нестационарного режима рамановского преобразования. Несмотря на то что длительность импульсов на длине волны 2,81 мкм не исследовалась в [139], результаты этой работы поднимают вопрос о возможности создания фемтосекундных ГВЛ среднего ИК-диапазона.

Рамановское преобразование фемтосекундных импульсов в полых световодах, заполненных молекулярными газами, сталкивается со следующей проблемой. Длительность фемтосекундных импульсов накачки оказывается существенно меньше, чем время фазовой релаксации T_2 возбуждённых колебательных уровней молекулярных газов. Например, при давлении 30 атм время фазовой релаксации в молекулярном водороде составляет $T_2 = 200$ пс, а в молекулярном дейтерии $T_2 = 150$ пс [141]. Таким образом, для импульсов накачки длительностью менее ~ 10 пс рамановское преобразование в этих газах происходит в сильно нестационарном режиме ($\tau_p \ll T_2$). В результате для достижения порога вынужденного рамановского рассеяния требуется повышать интенсивность накачки, что приводит к проявлению конкурирующих нелинейных эффектов на основе керровской нелинейности, которые могут существенно снижать эффективность рамановского преобразования вплоть до его полного подавления.

Для решения указанной проблемы используется метод, основанный на внесении линейной частотной модуляции (чирпа) в импульсы накачки [142]. Этот метод был продемонстрирован в объёмных газовых ячейках и использовался для генерации ультракоротких импульсов в видимом и ближнем ИК-диапазоне спектра [143–148]. В последние годы данный метод был реализован в световодах с полой сердцевинкой, заполненной различными газами [149–153]. При накачке на длине волны 1,03 мкм была продемонстрирована генерация импульсов длительностью 560 фс на длине волны 1,46 мкм в метане [149], 39 фс на длине волны 1,8 мкм в водороде [151]. С использованием двухкаскадного преобразования в дейтерии [152] и в смеси дейтерия с водородом [153] была реализована генерация ультракоротких импульсов в среднем ИК-диапазоне, измеренная длительность выходных импульсов составила 920 фс на длине волны 2,68 мкм [152] и 4,6 пс на длине волны 3,9 мкм [153].

Следует отметить, что генерация ультракоротких импульсов в рамановских ГВЛ не только представляет самостоятельный интерес, но и может рассматриваться как шаг на пути к генерации в полых световодах суперконтинуума среднего ИК-диапазона. При этом эффективность преобразования энергии накачки в длинноволновую область повышается благодаря рамановскому преобразованию. Принципиальная возможность перехода в рамановском ГВЛ от генерации фиксированных

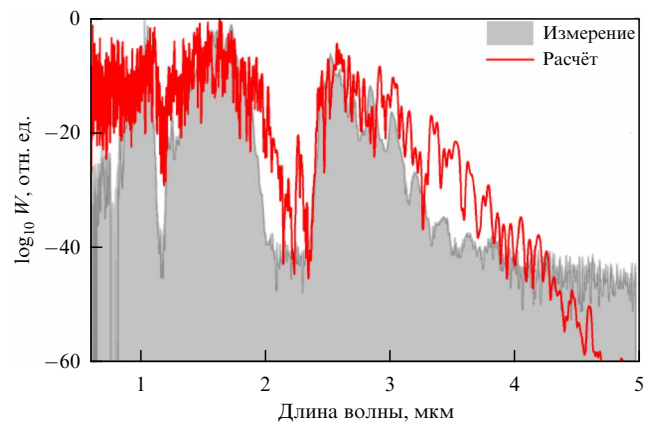


Рис. 23. Спектр выходного излучения при генерации суперконтинуума в полом световоде, заполненном молекулярным дейтерием. Показаны как результаты численного моделирования (красная кривая), так и экспериментальные данные (серая закрашенная кривая). (Данные взяты из работы [155].)

спектральных компонент к генерации суперконтинуума среднего ИК-диапазона была показана в наших недавних работах как с помощью численного моделирования (до 4 мкм) [154], так и экспериментально (до 3,3 мкм) [15] (рис. 23).

Волоконные газовые лазеры на инверсии населённости. Первый газовый волоконный лазер с оптической накачкой, работающий на основе инверсии населённости, был продемонстрирован в 2010 г. [156, 157]. Лазерная генерация наблюдалась на двух длинах волн около 3,1 мкм в полом световоде, сердцевина которого была заполнена ацетиленом при давлении 9,3 мбар. Источником накачки служил оптический параметрический генератор. Его импульсное (5 нс) излучение прецизионно перестраивалось по длине волны в спектральной области около 1,52 мкм для точного попадания в узкие (< 1 ГГц) линии поглощения активного газа.

Ацетилен использовался в качестве активной среды во многих ключевых экспериментах по разработке ГВЛ на инверсии населённости, поэтому имеет смысл рассмотреть схему уровней энергии ацетилена более подробно. В области длин волн около 1,53 мкм молекула ацетилена имеет полосу поглощения (рис. 24а), соответствующую переходам между вращательными подуровнями основного (ground) и возбуждённого ($\nu_1 + \nu_3$) колебательных состояний (рис. 24б). Лазерная генерация возникает в спектральной области около 3,1 мкм на переходах между колебательными состояниями $\nu_1 + \nu_3$ (верхний лазерный уровень) и ν_1 (нижний лазерный уровень). При этом дипольно-разрешёнными являются переходы с изменением вращательного квантового числа $\Delta j = \pm 1$, что приводит к одновременной генерации на двух близких длинах волн и является характерной чертой большинства ГВЛ, основанных на инверсии населённости между колебательно-вращательными уровнями молекулярных газов.

Излучательные переходы с уровня ν_1 в основное колебательное состояние запрещены в дипольном приближении, поэтому для релаксации населённости нижнего лазерного уровня и восстановления населённости основного состояния необходимо обеспечить достаточную частоту молекулярных столкновений, которая определяется давлением активного газа. Однако столкнове-

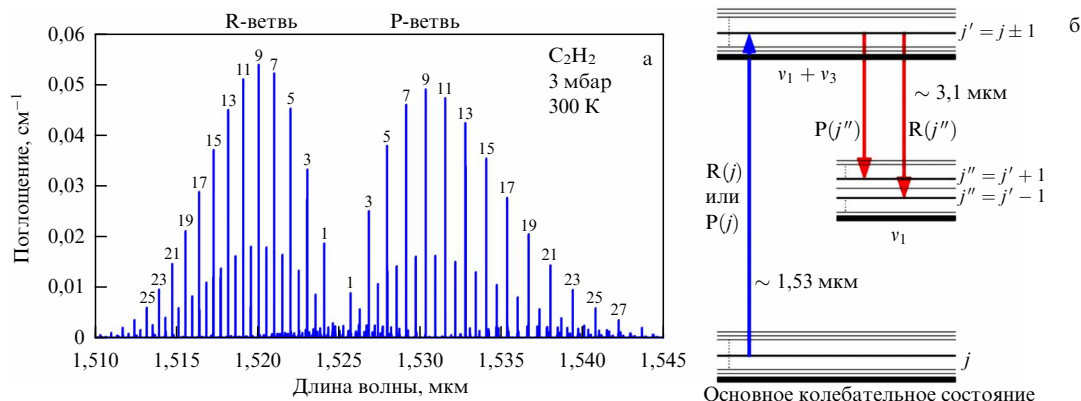


Рис. 24. (а) Спектр поглощения молекул ацетилена в области длин волн около 1,53 мкм при температуре 300 К и давлении 3 мбар. Спектр построен по базе данных HITRAN. (б) Диаграмма уровней энергии, соответствующих колебательно-вращательным состояниям молекулы ацетилена и участвующих в создании инверсии населённостей в газовом волоконном лазере.

ния молекул приводят к релаксации населённости не только нижнего (v_1), но и верхнего ($v_1 + v_3$) лазерного уровня, что может привести к снижению эффективности или срыву генерации. Таким образом, подбор оптимального давления активного газа является критически важным параметром для получения устойчивой генерации, особенно если речь идёт о генерации в непрерывном режиме.

Эффективность лазерной генерации в первом ГВЛ на ацетилене составляла всего около 1 % [157]. В то время как энергия импульсов накачки достигала 1 мкДж, выходные импульсы на длине волны 3,1 мкм имели энергию 6 нДж и длительность ~ 4 нс. Низкая эффективность была обусловлена высоким уровнем оптических потерь (~ 20 дБ m^{-1}) на длине волны генерации в полом световоде, длина которого составляла 1,65 м.

Снижение оптических потерь в полом световоде до 5 дБ m^{-1} на длине волны 3,1 мкм позволило увеличить эффективность генерации наносекундных ацетиленовых ГВЛ до 27 %, что близко к теоретическому пределу эффективности для таких лазеров [158].

Дальнейшее развитие ГВЛ связано с оптимизацией схемы оптической накачки. Тот факт, что полоса поглощения ацетилена в спектральной области около 1,53 мкм перекрывается с рабочим спектральным диапазоном эрбиевых волоконных лазеров и усилителей, позволил использовать полностью волоконные источники накачки вместо объёмных параметрических генераторов. Авторы работы [159] впервые применили для накачки ГВЛ перестраиваемый полупроводниковый лазер с волоконным выходом, излучение которого модулировалось внешним модулятором и затем усиливалось эрбиевым волоконным усилителем. Полученный источник накачки генерировал импульсы длительностью 20 нс с частотой повторения 10 кГц и максимальной энергией в импульсе 5 мкДж. Длина волны источника накачки составляла 1,53037 мкм, совпадая с одной из наиболее интенсивных линий поглощения $P(9)$ молекул ацетилена (см. рис. 24). Важно отметить, что ширина линии волоконного источника накачки не превышала 100 МГц, что меньше спектральной ширины линии поглощения $P(9)$ (~ 500 МГц) и намного меньше ширины линии параметрического генератора ($\sim 3,5$ ГГц), использованного в предыдущих работах [157, 158]. В результате более эффективного поглощения фотонов накачки отношение выходной мощ-

ности ГВЛ к *падающей* мощности накачки достигло 20 %, что как минимум в два раза выше по сравнению с предыдущими работами.

Кроме того, для повышения эффективности ГВЛ давление активного газа в работе [159] было снижено до 0,7 мбар, что привело к снижению частоты межмолекулярных столкновений и существенно снизило безызлучательную релаксацию верхнего лазерного уровня. В результате максимальная эффективность ГВЛ, рассчитанная по отношению к *поглощённой* мощности накачки, составила 30 %, а энергия выходных импульсов на длине волны $\sim 3,1$ мкм достигала 0,76 мкДж [159]. Следует отметить, что пониженная концентрация молекул активного газа может приводить к неполному поглощению накачки и насыщению усиления. Однако эта проблема была решена за счёт использования полого световода большей длины (10,5 м), что стало возможным благодаря низким оптическим потерям ($\sim 0,1$ дБ m^{-1}) световода как на длине волны накачки (1,53 мкм), так и на длине волны генерации ($\sim 3,1$ мкм) [159].

Стремление снизить порог генерации стимулировало исследование резонаторных схем ГВЛ. Авторы работы [160] применили дополнительный пассивный отрезок полого световода для рециркуляции излучения, генерируемого на длине волны 3,1 мкм, в кольцевом резонаторе (рис. 25). В результате снижение порога генерации позволило авторам впервые продемонстрировать газовый волоконный лазер среднего ИК-диапазона, работающий в непрерывном режиме [160]. Более того, при использовании выходного зеркала с низким коэффициентом пропускания (7 %) порог генерации снизился всего лишь до

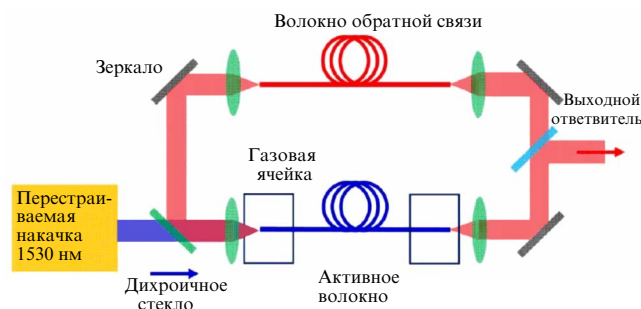


Рис. 25. Схема ГВЛ, использующего кольцевой резонатор [160].

16 мВт, что позволило получить непрерывную генерацию даже при накачке ГВЛ диодным лазером мощностью 20 мВт без использования эрбиевых волоконных усилителей.

Дальнейшие исследования показали, что непрерывный режим генерации ацетиленового ГВЛ может быть получен и в безрезонаторной однопроходной схеме [161]. При использовании в качестве источника накачки эрбиевого волоконного лазера с выходной мощностью 10 Вт в непрерывном режиме была продемонстрирована стабильная непрерывная генерация ацетиленового ГВЛ на длине волны 3,1 мкм с выходной мощностью 1,1 Вт и дифференциальной эффективностью 33 % [161], достигающей теоретического предела.

Возможности масштабирования выходной мощности непрерывных газовых волоконных лазеров среднего ИК-диапазона были рассмотрены в недавних работах [162, 163]. Основная идея данных работ заключалась в увеличении длины волны накачки так, чтобы она располагалась ближе к максимуму контура усиления эрбиевых усилителей, но всё ещё перекрывалась с краем полосы поглощения молекул ацетилена (рис. 24а). Это позволяет наращивать выходную мощность эрбиевого волоконного лазера накачки, в то же время снижая долю мощности, содержащуюся в широкополосном усиленном спонтанном излучении, не участвующем в возбуждении активных молекул, но создающем дополнительную тепловую нагрузку на входной торец полого световода. Оптимизация эрбиевого волоконного источника накачки, генерирующего на длине волны 1,535 мкм, привела к увеличению его выходной мощности до 50 Вт. Излучение накачки вводилось в заполненный ацетиленом полый световод, входной торец которого был помещён в газовую ячейку низкого давления с водяным охлаждением. При непрерывном режиме работы источника накачки выходная мощность ГВЛ достигала 6,5 Вт на длине волны 3,1 мкм, а переключение источника накачки в импульсный режим (20 нс, 10 МГц) при той же средней мощности (50 Вт) позволило продемонстрировать рекордно высокую среднюю мощность на длине волны 3,1 мкм, достигавшую значения 7,9 Вт [163].

Ацетиленовые ГВЛ допускают перестройку длины волны генерации, так как излучение эрбиевого лазера накачки можно перестраивать по спектру, сканируя различные линии поглощения ацетилена. С использованием данного подхода была продемонстрирована ступенчатая перестройка длины волны генерации в диапазоне 3,09–3,21 мкм с шагом ~ 4 нм [164]. При этом средняя выходная мощность ГВЛ достигала $\sim 0,3$ Вт в импульсном и $\sim 0,8$ Вт в непрерывном режиме.

Являясь очень удобной активной средой, ацетилен способствовал быстрому развитию газовых волоконных лазеров. Тем не менее исследования других молекулярных газов как потенциальных активных сред проводились с самых первых работ по ГВЛ на основе инверсии населённостей. В спектральной области около 3,1 мкм была продемонстрирована лазерная генерация на молекулах HCN [158], имеющих схожую с ацетиленом схему энергетических уровней.

Наибольшая длина волны генерации, достигнутая в ГВЛ на инверсии населённостей, составила 4,6 мкм при накачке на 1,517 мкм и была получена при заполнении полой сердцевины световода молекулами N₂O [165]. Дифференциальная эффективность генерации составля-

ла лишь 3 % и ограничивалась оптическими потерями ~ 30 дБ м⁻¹ на длине волны 4,6 мкм в полом световоде. Этот результат может быть значительно улучшен, поскольку на сегодняшний день в среднем ИК-диапазоне доступны полые световоды с гораздо меньшими оптическими потерями.

С использованием в качестве активной среды молекулы CO₂ в 2019 г. был реализован газовый волоконный лазер, генерирующий в непрерывном режиме на длине волны 4,3 мкм [166]. Источником накачки служил перестраиваемый лазерный диод, излучение которого усиливалось тулиевым волоконным усилителем. Длина волны накачки настраивалась на линию поглощения R(30), соответствующую переходам молекул диоксида углерода из основного колебательного состояния в возбуждённое колебательное состояние $2\nu_1 + \nu_3$ (2,0006 мкм). Генерация на длине волны $\lambda = 4,3$ мкм происходила на переходе между верхним ($2\nu_1 + \nu_3$) и нижним ($2\nu_1$) лазерными уровнями. Оптимальное давление активного газа в полой сердцевине составляло 5 мбар, а используемый полый световод длиной 5 м имел низкие оптические потери как на длине волны накачки (0,7 дБ м⁻¹, $\lambda = 2$ мкм), так и на длине волны генерации (1,2 дБ м⁻¹, $\lambda = 4,3$ мкм). В результате была получена дифференциальная эффективность 19,3 % по отношению к поглощённой мощности накачки, а выходная мощность генерации на $\lambda = 4,3$ мкм составляла 82 мВт, что на тот момент являлось самой высокой выходной мощностью, генерируемой любым волоконным лазером на длинах волн выше 4 мкм. В последующих работах авторы не только увеличили выходную мощность ГВЛ до ~ 560 мВт, но и продемонстрировали ступенчатую перестройку длины волны генерации в спектральном диапазоне 4,27–4,43 мкм [167].

НВг является ещё одним молекулярным газом, который был успешно использован в качестве активной среды ГВЛ. В полый световод длиной 5 м, заполненный молекулами НВг под давлением 5 мбар, вводилось излучение накачки от тулиевого волоконного лазера мощностью 8 Вт, перестраиваемого в спектральном диапазоне около 1,96 мкм. В результате была реализована непрерывная лазерная генерация со ступенчатой перестройкой длины волны в диапазоне 3,81–4,496 мкм [168]. Выходная мощность ГВЛ достигала 500 мВт при коэффициенте полезного действия около 18 %. В последующих работах выходная мощность ГВЛ на основе НВг была увеличена до 3,1 Вт на длине волны $\lambda = 4,16$ мкм [169].

4.3. Исследования в области газоразрядных волоконных лазеров

Но характеристики ГВЛ с оптической накачкой ограничиваются предельными характеристиками лазера накачки. Для того чтобы в полной мере реализовать возможности полых световодов (устойчивость к высокоинтенсивному излучению, широкий спектральный диапазон пропускания и т.д.) в полностью волоконных оптических схемах, необходимо решить задачу генерации лазерного излучения непосредственно в СПС, не используя в качестве источника накачки другие волоконные лазеры на световодах с твердотельной сердцевиной с присущими им ограничениями. Одним из возможных подходов к решению данной задачи является создание газоразрядных волоконных лазеров (ГРВЛ) на волокон-

ных световодах с поллой сердцевинной, которые (правда, на световодах в виде капилляров) рассматривались теоретически ещё в 1964 г. [10].

Газоразрядные лазеры в настоящее время хорошо известны и широко применяются в научной и технической деятельности (например, гелий-неоновый лазер и лазер на углекислом газе). Конструкция волноводного газоразрядного лазера (но ещё не в волоконном исполнении) была впервые реализована в 1971 г. в виде гелий-неонового лазера на 633 нм [170], в 1972 г. в виде CO_2 -лазера [171]. Отметим также демонстрацию волноводного гелий-неонового лазера на 3,39 мкм в 1975 г. [172]. Во всех перечисленных случаях в качестве волновода для генерируемого излучения использовался стеклянный капилляр с внутренним диаметром 3,3 мм [171], 430 мкм [170] и 510 мкм [172]. Уменьшение диаметра волновода способствует снижению изгибных оптических потерь в нём. Кроме того, уменьшение диаметра разрядной трубки обычно приводит к росту оптического усиления в плазме газового разряда. Но уже при внутреннем диаметре капилляров около 0,5 мм исследователи столкнулись с неустойчивостью электрического разряда в них, а при дальнейшем уменьшении диаметра капилляра поддержание разряда становится крайне проблематичным из-за больших потерь электронов из разряда вследствие ухода на стенки капилляра. В ряде работ данный эффект преодолевался применением комбинированной электрической накачки. Так, накачка в виде сочетания постоянного напряжения и напряжения радиочастотного диапазона использовалась в [170] и в виде сочетания постоянного и сверхвысокочастотного (СВЧ) напряжения в [172]. В итоге волноводные газовые лазеры на капиллярных жёстких волноводах применяются и в настоящее время, но использование в них капилляров в качестве волноводов и связанное с этим требование прямолинейности волновода (для обеспечения низкого уровня оптических потерь [10]) ограничивает их длину обычно несколькими десятками сантиметров.

Изучение возможностей создания волоконных газоразрядных лазеров началось около 15 лет тому назад, вскоре после создания волоконных световодов с поллой сердцевинной. Основной проблемой здесь является сложность поддержания плазмы в тонкой (диаметром порядка 100 мкм) сердцевине. Такой порядок величины диаметра сердцевины используется практически во всех исследованиях СПС и определяется требованием приемлемого уровня изгибных оптических потерь СПС. Первые исследования на пути к ГРВЛ были выполнены в Политехническом университете Гонконга в 2007–2008 гг. [173–175]. В указанных работах разряд в СПС возбуждался постоянным напряжением величиной ~ 10 кВ как в капиллярах из стекла, так и в СПС с различными значениями внутреннего диаметра (для капилляров) и диаметра поллой сердцевины (для СПС). С точки зрения возбуждения электрического разряда различия между обычным капилляром и СПС с одинаковыми отверстиями в таком случае не существенны. Следует также отметить, что обычный стеклянный капилляр фактически также является световодом с поллой сердцевинной (как было показано в [10]). В этих работах удалось продемонстрировать зажигание и поддержание разряда в стеклянных капиллярах и СПС с внутренним диаметром $d_c = 344, 250, 150, 50$ и 20 мкм в Ar, He и CO_2 при давлениях порядка 20 Торр. Длины отрезков свето-

водов между электродами были очень малы и составляли от 13 до 2,9 см. При использовании более высоких напряжений (~ 30 кВ) разряд удалось возбудить в отрезке волоконного световода с внутренним диаметром 250 мкм и длиной 26 см [175].

Следующая серия работ по ГРВЛ с возбуждением электрического разряда постоянным напряжением была выполнена в университете г. Бат (Великобритания) [176–179]. Уже в 2014 г. сообщалось о получении оптического усиления в газовом лазере с электрической накачкой в полой волоконном световоде [176]. Для накачки использовался электрический разряд постоянного тока с напряжением до 40 кВ. Использовалась He–Xe-смесь в соотношении 5:1 при полном давлении ~ 10 Торр. Диаметр поллой сердцевины СПС револьверного типа составлял $d_c = 120$ мкм. При добавлении 100% отражающего зеркала с одной стороны световода, на выходе с другой стороны световода уровень люминесценции возрастал более чем в два раза, что интерпретировалось авторами как усиление излучения на переходе в атоме Xe. Усиление было зарегистрировано таким образом на переходах нейтральных атомов ксенона на длинах волн 3,11, 3,37 и 3,51 мкм. Но ГРВЛ созданы не были, и данный результат до настоящего времени не получил дальнейшего развития.

Наконец, в ряде работ, выполненных группой профессора Бенабида (Benabid) в университете г. Лимож (Франция) исследовались возможности возбуждения электрического разряда в полых волоконных световодах с помощью электромагнитных волн СВЧ-диапазона (см. обзор [6]). Действительно, по ряду параметров схемы газовых лазеров с возбуждением СВЧ-разрядом могут иметь существенное преимущество по сравнению с возбуждением постоянным напряжением или полями высокой частоты (ВЧ) [180]. В работах группы Бенабида была показана возможность зажигания и поддержания электрического разряда в полой световоде с сердцевинной $d_c = 125$ мкм, заполненной аргоном [181], под действием источника СВЧ-поля с частотой 2,45 ГГц и мощностью около 200 Вт. Разряд поддерживался в сердцевине световода за счёт возбуждения поверхностной электромагнитной волны, распространяющейся вдоль плазменного столба, заполняющего сердцевину ПС. Поверхностная электромагнитная волна формировалась с помощью специального устройства — surfatron-a [6], содержащего резонатор для СВЧ-излучения. Как было продемонстрировано ранее [182], подобное устройство способно эффективно возбуждать СВЧ-разряд в трубках большого диаметра (~ 1 см). Протяжённость области в ПС, занятой плазмой разряда в световоде, была ограничена величиной ~ 4 см. Давление аргона составляло порядка 1 Торр. Получить оптическое усиление в таком устройстве до настоящего времени не удалось, но предлагалось использовать его в качестве источника УФ-излучения.

Анализ вышеупомянутых работ позволяет сделать следующие выводы. Применение постоянного напряжения для возбуждения электрического разряда в ПС с диаметрами поллой сердцевины порядка 100 мкм требует высоких значений напряжения (порядка десятков кВ), что существенно ограничивает возможности применения подобных устройств. Кроме того, использование постоянного напряжения сопровождается необходимостью расположения электродов внутри газового объёма ГРВЛ, что повышает вероятность нарушения световодных

свойств полой сердцевины световода частицами, формирующимися при деградации электродов в процессе работы.

Применение полей ВЧ-диапазона позволяет обойтись без электродов, но в остальном мало отличается от использования постоянного тока [77]. Кроме того, генерация необходимых значений напряжённости поля в ВЧ-диапазоне представляет существенно большие трудности, чем при постоянном напряжении или в диапазоне СВЧ.

Применение же для поддержания разряда электромагнитных волн в диапазоне СВЧ, в частности на частоте порядка 3 ГГц, приводит к тому, что амплитуда колебаний электронов в поле становится порядка или меньше диаметра полой сердцевины, а это снижает вероятность гибели электронов на стенках световода по сравнению с полями более низких частот. Кроме того, широкое использование магнетронов, работающих на частоте 2,45 ГГц, в бытовой технике (в широко распространённых микроволновых печах) сделало источники такого излучения сравнительно дешёвыми и широко доступными.

Экспериментально возможность поддержания разряда в инертных газах в ПС с диаметром сердцевины 100 мкм и более с помощью СВЧ-излучения была показана в [183], напряжённости электрического поля, необходимые для поддержания СВЧ-разряда в полых сердцевинах различного диаметра, заполненных различными инертными газами при различных давлениях, были измерены в [184]. Полученные результаты явились основой для создания первого газоразрядного волоконного лазера.

4.4. Первый газоразрядный волоконный лазер

Для доставки СВЧ-излучения в сердцевину световода была выбрана схема ввода СВЧ-излучения в СПС через его боковую поверхность (при направлении вектора электрического поля перпендикулярно оси СПС). Очевидным преимуществом такой схемы является отсутствие необходимости использования высоких напряжений (порядка десятка киловольт) для поддержания разряда.

4.4.1. Постановка эксперимента. В качестве источника СВЧ-поля в экспериментах для поддержания газового разряда нами использовался магнетрон, работающий на частоте $\nu = 2,45$ ГГц в импульсном режиме. Частота следования импульсов составляла ~ 400 Гц, длительность импульса ~ 20 мкс. Максимальная пиковая мощность достигала 8 кВт.

Излучение магнетрона вводилось в волновод, который являлся одномодовым для излучения магнетрона, и по нему распространялась только волна типа H_{10} . Поперечные размеры волновода слишком велики по сравнению с диаметром сердцевины СПС, чтобы плазма в сердцевине световода могла эффективно поглощать энергию СВЧ-поля.

Поэтому для своеобразной фокусировки СВЧ-излучения на СПС использовалась структура типа щелевой антенны (рис. 26). Более подробно описание схемы возбуждения СВЧ-разряда в СПС можно найти в [183].

Эксперименты проводились с заполненными инертными газами (аргоном, неоном, гелием под давлением от единиц до сотен Торр) ПС из чистого кварцевого стекла (марки F300 фирмы Heraeus), диаметр сердцевины которых уменьшался последовательно до 100 мкм.

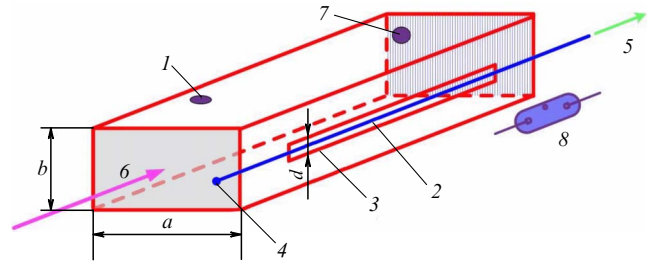


Рис. 26. Схема эксперимента: 1 — участок прямогоугольного СВЧ-волновода, $a = 9$ см, $b = 4,5$ см, 2 — волоконный световод с полым сердцевинным каналом, 3 — продольная щель в боковой стенке волновода, 4 — запаянный конец волоконного световода, 5 — подсоединение волоконного световода к вакуумной системе и к системе заполнения газом, 6 — направление распространения электромагнитного излучения по волноводу от магнетрона, 7 — поршень, отражающий СВЧ-излучение назад и формирующий таким образом стоячую волну; 8 — ртутная лампа для инициации СВЧ-разряда.

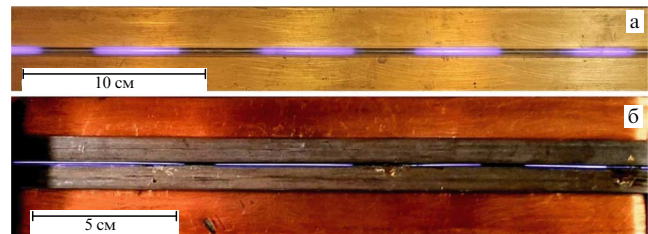


Рис. 27. СВЧ-разряд в простом капилляре (а) и в револьверном световоде (б), заполненных аргоном под давлением 20 Торр, на фоне боковой поверхности волновода с щелью посередине. Капилляр с внутренним диаметром 3 мм помещён непосредственно в щель на боковой поверхности волновода; ПС с диаметром полой сердцевины 230 мкм размещён между специальными накладками, уменьшающими эффективную ширину щели. В СВЧ-волноводе формировалась стоячая волна за счёт интерференции падающей и отражённой от короткозамыкающего поршня волн. Качество интерференционной картины зависело от параметров установки поршня.

Известно, что для поджигания (или иницирования) разрядов всех типов (в том числе и под действием СВЧ-поля) требуются значительно более высокие значения электрического поля, чем для его поддержания после иницирования. Поэтому в [183] для иницирования электрического разряда в ПС под действием СВЧ использовалась предварительная ионизация газа в сердцевине ПС, создаваемая с помощью УФ-излучения. В результате электрический разряд зажёгся и поддерживался СВЧ-полем во всём отрезке ПС, расположенном в щели на боковой поверхности СВЧ-волновода, т.е. на длине около 300 мм.

Типичная фотография волоконного световода с горящим в нём разрядом представлена на рис. 27.

4.4.2. Газоразрядный ксеноновый лазер на основе волоконного световода с полым сердцевинным каналом. Рассмотренная в предыдущем разделе схема возбуждения газового разряда в ПС под действием СВЧ-излучения позволила впервые продемонстрировать ГРВЛ на револьверном волоконном световоде с полым сердцевинным каналом [185].

Схема созданного ГРВЛ представлена на рис. 28. Револьверный световод заполнялся смесью газов $Ne:Ar:He$ в соотношении 100:10:1 при суммарном давлении

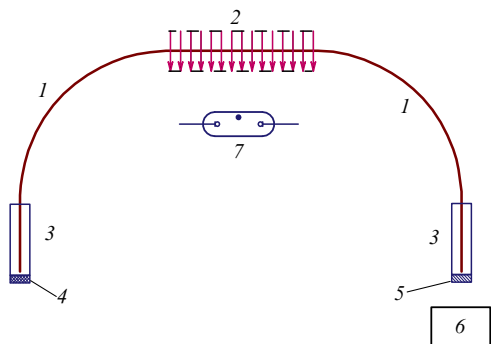


Рис. 28. Схема эксперимента: 1 — СПС револьверного типа, длина 120 см; 2 — область СВЧ-поля, длина 32 см; 3 — миниатюрные вакуумные камеры, подключённые к системе заполнения газом; 4 — глухое лазерное зеркало; 5 — выходное лазерное зеркало; 6 — регистрирующая аппаратура (фотоприёмник, спектроанализатор); 7 — ртутная лампа для инициирования СВЧ-разряда.

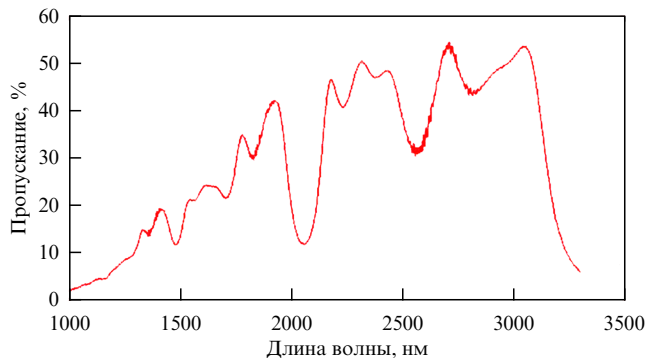


Рис. 29. Спектр пропускания выходного лазерного зеркала (5 на рис. 28).

нии 130 Торр. Концы световода герметично вводились в миниатюрные вакуумные камеры, подключённые к вакуумной системе и к системе заполнения газами. Конструкции вакуумных камер также включали зеркала лазерного резонатора и допускали их юстировку. Глухое зеркало 4 (см. рис. 28) резонатора представляло собой полированную алюминиевую пластину. Выходное зеркало 5 имело высокий коэффициент отражения на возможных длинах волн генерации ксенонового лазера за счёт использования многослойного интерференционного покрытия. Спектр пропускания выходного зеркала представлен на рис. 29. Часть лазерного револьверного световода длиной 32 см помещалась в область импульсного СВЧ-поля с частотой 2,45 ГГц, длительностью импульсов 20 мкс, частотой следования импульсов 400 Гц. Максимальная напряжённость электрического СВЧ-поля, направленного перпендикулярно оси све-

товода, достигала в экспериментах величины $\sim 1 \text{ кВ см}^{-1}$. Вид поперечного сечения револьверного ПС показан на рис. 30б. Диаметр полый сердцевинки составлял 130 мкм.

СВЧ-разряд инициировался в ПС с помощью кратковременного ($\sim 1 \text{ с}$) облучения УФ-излучением ртутной лампы 7 (см. рис. 28). После юстировки зеркал резонатора возникла лазерная генерация на длине волны 2,027 мкм. Спектр лазерного излучения регистрировался с помощью спектроанализатора Yokogawa AQ6375B (рис. 31). Предварительно положение линии генерации определялось с помощью полосовых фильтров. Осциллограммы лазерного излучения регистрировались с помощью фотодетектора, чувствительного в спектральном диапазоне от 1 до 5 мкм (рис. 30а). Максимальная мощность генерации в пике составляла $\sim 1 \text{ мВт}$.

Представленные результаты показывают принципиальную возможность создания нового типа лазеров — газоразрядных волоконных лазеров. Тем самым открыты возможности совершенствования конструкции таких лазеров в ходе дальнейших исследований. В перспективе

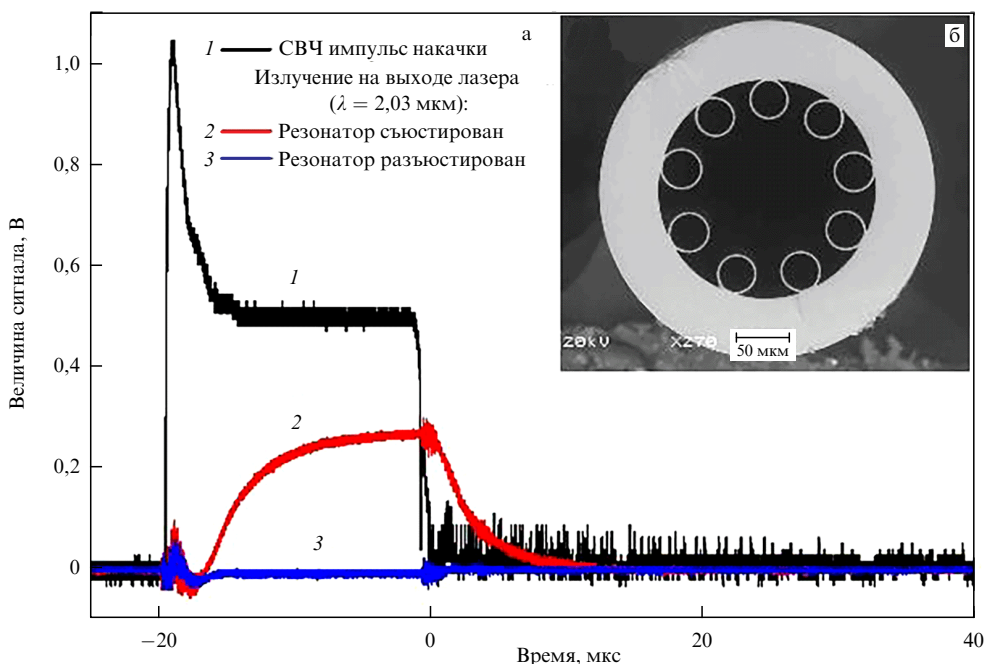


Рис. 30. (а) Осциллограммы СВЧ-импульса накачки и излучения ксенонового ГРВЛ в различных условиях. (б) Поперечное сечение револьверного СПС, на котором получена генерация ГРВЛ.

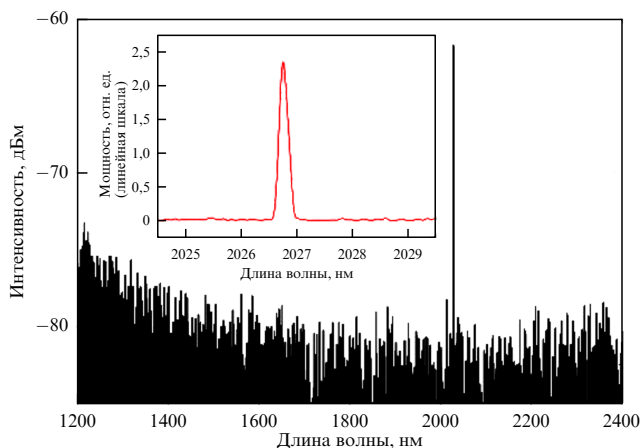


Рис. 31. Спектр излучения ксенонового газоразрядного волоконного лазера.

ГРВЛ, используя сочетание преимуществ волоконных и газоразрядных лазеров, найдут многочисленные применения в различных областях науки и техники.

5. Заключение

Полые световоды открыли принципиально новые возможности для передачи, генерации и нелинейного преобразования оптического излучения в таких режимах, которые недоступны для световодов с твердотельной сердцевиной. Важной вехой на пути развития ПС явилось изобретение полых световодов револьверного типа. Среди других типов ПС револьверные световоды выделяются простотой конструкции, предсказуемостью и воспроизводимостью оптических свойств. Эти качества не только открыли доступ многим научным группам к исследованию таких световодов, но и превратили револьверные световоды в отправную точку для разработки новых конструкций полых световодов со всё более совершенными характеристиками.

Практически все полые волоконные световоды, которые в настоящее время находят применение в научных исследованиях и в конструкторских разработках, являются световодами с полый сердцевиной и отражающей оболочкой, состоящей из одного слоя капилляров, не касающихся между собой, т.е. полыми волоконными световодами револьверного типа. Наилучшими по своим характеристикам являются световоды с полый сердцевиной и оболочкой из одного слоя вложенных капилляров, обозначаемые часто как NANF (Nested Anti-Resonant Nodeless Fiber) и DNANF (Double NANF). Именно они в настоящее время демонстрируют наименьшую величину оптических потерь. Но антирезонансный механизм обеспечения низких потерь в ПС недостаточен для обеспечения достигнутого уровня потерь в таких световодах. Проведённые расчёты электромагнитного поля в револьверных световодах показывают, что отрицательная кривизна границы сердцевина–оболочка вносит существенный вклад в снижение потерь на вытекание.

Световоды с полый сердцевиной на сегодняшний день уже проявили свои уникальные свойства для реализации новых коммуникационных линий связи, нелинейных устройств и генераторов излучения, транспортировки мощного излучения в различных частотных диапазонах,

для создания новых типов волоконных лазеров, включая газоразрядные.

Дальнейшее развитие полых световодов и устройств на их основе, несомненно, внесёт огромный вклад в решение многих проблем, от создания нового поколения высокоскоростных систем оптической связи до разработки нового типа датчиков, источников и преобразователей оптического излучения с уникальными свойствами, необходимыми для многочисленных практических приложений.

Работа выполнена за счёт гранта Российского научного фонда № 22-22-00575, <https://rscf.ru/project/22-22-00575/> (теоретические исследования и численный эксперимент) и гранта Российского научного фонда № 19-12-00361, <https://rscf.ru/project/19-12-00361/> (технология изготовления, экспериментальное исследование и применения полых световодов).

Список литературы

1. Gregan R F et al. *Science* **285** 1537 (1999)
2. Pryamikov A D et al. *Opt. Express* **19** 1441 (2011)
3. Wang Y Y et al. *Opt. Lett.* **36** 669 (2011)
4. Kolyadin A N et al. *Opt. Express* **21** 9514 (2013)
5. Fokoua E N et al. *Adv. Opt. Photon.* **15** 1 (2023)
6. Debord B et al. *Fibers* **7** (2) 16 (2019)
7. Bufetov I A et al. *Fibers* **6** (2) 39 (2018)
8. Markos C et al. *Rev. Mod. Phys.* **89** 045003 (2017)
9. Wei C et al. *Adv. Opt. Photon.* **9** 504 (2017)
10. Marcatili E A J, Schmeltzer R A *Bell Syst. Tech. J.* **43** 1783 (1964)
11. Miyagi M, Nishida S *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **28** 536 (1980)
12. Duguay M A et al. *Appl. Phys. Lett.* **49** 13 (1986)
13. Croitoru N et al. *Fiber Integr. Opt.* **6** 347 (1987)
14. Wilson S, Jenkins R, Devereux R *IEEE J. Quantum Electron.* **23** 52 (1987)
15. Harrington J A *Fiber Integr. Opt.* **19** 211 (2000)
16. Birks T A et al. *Electron. Lett.* **31** 1941 (1995)
17. Benabid F, Roberts P J J. *Mod. Opt.* **58** 87 (2011)
18. Roberts P J et al. *Opt. Express* **13** 236 (2005)
19. Shephard J D et al. *Opt. Express* **13** 7139 (2005)
20. Wheeler N V et al. *Opt. Lett.* **39** 295 (2014)
21. Couny F et al. *Science* **318** 1118 (2007)
22. Ghenuche P et al. *Opt. Lett.* **37** 4371 (2012)
23. Temelkuran B et al. *Nature* **420** 650 (2002)
24. Yu F, Knight J C *Opt. Express* **21** 21466 (2013)
25. Belardi W, Knight J C *Opt. Lett.* **39** 1853 (2014)
26. Poletti F *Opt. Express* **22** 23807 (2014)
27. Косолапов А Ф и др. *Квантовая электроника* **46** 267 (2016); Косолапов А Ф et al. *Quantum Electron.* **46** 267 (2016)
28. Debord B et al. *Optica* **4** 209 (2017)
29. Litchinitser N M et al. *Opt. Lett.* **27** 1592 (2002)
30. Pryamikov A *Photonics* **10** 1035 (2023)
31. Pryamikov A D et al. *Sci. Rep.* **10** 2507 (2020)
32. Денисов А Н и др. *Квантовая электроника* **46** 1031 (2016); Denisov A N et al. *Quantum Electron.* **46** 1031 (2016)
33. Ebendorff-Heidepriem H, Monro T M *Opt. Express* **15** 15086 (2007)
34. Cook K et al. *Opt. Lett.* **40** 3966 (2015)
35. Chu Y et al. *Opt. Lett.* **44** 5358 (2019)
36. Luo Y et al. *Opt. Fiber Technol.* **58** 102299 (2020)
37. Yu F, Wadsworth W J, Knight J C *Opt. Express* **20** 11153 (2012)
38. Gao S, Wang Y, Wang P, in *2017 Conf. on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim* (Washington, DC: Optica Publ. Group, 2017) paper s2024
39. Klimczak M et al., in *Conf. on Lasers and Electro-Optics* (OSA Technical Digest) (Washington, DC: Optica Publ. Group, 2019) paper STh1L.5, https://doi.org/10.1364/CLEO_SI.2019.STh1L.5
40. Poulain M, Poulain M, Lucas J *Mater. Res. Bull.* **10** (4) 243 (1975)
41. Li Y et al. *Opt. Mater.* **96** 109281 (2019)
42. Jiang X et al., in *Conf. on Lasers and Electro-Optics* (OSA Technical Digest) (Washington, DC: Optica Publ. Group, 2016) paper AM3J.4, online, https://doi.org/10.1364/CLEO_AT.2016.AM3J.4

43. Gong Z et al. *J. Opt.* **23** 115005 (2021)
44. Désévéday F et al. *Opt. Mater.* **32** 1532 (2010)
45. Hu M et al. *Opt. Laser Technol.* **158** (Pt. B) 108932 (2023)
46. Dorofeev V V et al. *J. Non-Cryst. Solids* **357** 2366 (2011)
47. Dorofeev V V et al. *Opt. Mater.* **33** 1911 (2011)
48. Ventura A et al. *Opt. Express* **28** 16542 (2020)
49. Gattass R R et al. *Opt. Express* **24** 25697 (2016)
50. Wang Y Y et al., in *Conf. on Lasers and Electro-Optics 2010* (OSA Technical Digest) (Washington, DC: Optica Publ. Group, 2010) paper CPDB4, CD, <https://doi.org/10.1364/CLEO.2010.CPDB4>
51. Gao S et al. *Nat. Commun.* **9** 2828 (2018)
52. Amrani F et al. *Light Sci. Appl.* **10** 7 (2021)
53. Jason G T et al., in *Optical Fiber Communication Conf., OFC 2022* (Technical Digest Series, Eds S Matsuo et al.) (Washington, DC: Optica Publ. Group, 2022) paper Th4C.7, <https://doi.org/10.1364/OFC.2022.Th4C.7>
54. Yu F et al. *Opt. Express* **26** 10879 (2018)
55. Osório J H et al., in *Conf. on Lasers and Electro-Optics* (Technical Digest Series) (Washington, DC: Optica Publ. Group, 2022) paper SW4K.6, https://doi.org/10.1364/CLEO_SI.2022.SW4K.6
56. Zhang X et al. *Opt. Lett.* **47** 589 (2022)
57. Wheeler N V et al. *Opt. Lett.* **42** 2571 (2017)
58. Yu F et al. *APL Photonics* **4** 080803 (2019)
59. Davidson I A et al., in *OSA Advanced Photonics Congress, AP, 2020, IPR, NP, NOMA, Networks, PVLED, PSC, SPPCom, SOF, AP, 2020* (OSA Technical Digest, Eds L Caspani et al.) (Washington, DC: Optica Publ. Group, 2020) paper SoW1H.7
60. Bradley T D et al., in *2018 European Conference on Optical Communication, ECOC, Rome, Italy, 23–27 September 2018* (Piscataway, NJ: IEEE, 2018) paper Th3F.2, <https://doi.org/10.1109/ECOC.2018.8535324>
61. Bradley T D et al., in *45th European Conf. on Optical Communication, ECOC 2019, Dublin, Ireland, 22–26 September 2019* (Piscataway, NJ: IEEE, 2019) paper Th3F.1, <https://doi.org/10.1049/cp.2019.1028>
62. Jason G T et al. *Optical Fiber Communication Conf. Postdeadline Papers 2020* (Washington, DC: Optica Publ. Group, 2020) paper Th4B.4, <https://doi.org/10.1364/OFC.2020.Th4B.4>
63. Sakr H et al., in *Optical Fiber Communication Conf., OFC, 2021* (OSA Technical Digest, Eds P Dong et al.) (Washington, DC: Optica Publ. Group, 2021) paper F3A.4, <https://doi.org/10.1364/OFC.2021.F3A.4>
64. Hong Y et al. *J. Lightwave Technol.* **38** 2849 (2020)
65. Sakr H et al. *J. Lightwave Technol.* **38** 159 (2020)
66. Nespola A et al. *J. Lightwave Technol.* **39** 813 (2021)
67. Poggiolini P, Poletti F *J. Lightwave Technol.* **40** 1605 (2022)
68. Saljoghei A et al., arXiv:2106.05343
69. Dianov E M et al. *Electron. Lett.* **38** 783 (2002)
70. Biriukov A S, Dianov E M *Proc. SPIE* **4083** 81 (2000)
71. Bobkov K et al. *Opt. Express* **29** 1722 (2021)
72. Smith A V et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **15** 153 (2009)
73. Mulvad H C H et al. *Nat. Photon.* **16** 448 (2022)
74. Cooper M A et al. *Optica* **10** 1253 (2023); <https://preprints.opticaopen.org/ndownloader/files/40858583>
75. Couairon A, Mysyrowicz A *Phys. Rep.* **441** 47 (2007)
76. Eilzer S, Wedel B *Fibers* **6** (4) 80 (2018)
77. Райзер Ю П *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1987); Пер. на англ. яз.: Raizer Yu P *Gas Discharge Physics* (Berlin: Springer-Verlag, 1991)
78. Bufetov I A et al. *Opt. Express* **27** 18296 (2019)
79. Kашыар R *Opt. Express* **21** 6422 (2013)
80. Райзер Ю П *Лазерная искра и распространение разрядов* (М.: Наука, 1974); Пер. на англ. яз.: Raizer Yu P *Laser-Induced Discharge Phenomena* (New York: Consultants Bureau, 1977)
81. Буфетов И А, Дианов Е М *УФН* **175** 100 (2005); Bufetov I A, Dianov E M *Phys. Usp.* **48** 91 (2005)
82. Дианов Е М и др. *Письма в ЖЭТФ* **83** 84 (2006); Dianov E M et al. *JETP Lett.* **83** 75 (2006)
83. Dianov E M, Bufetov E M, Frolov A A *J. Opt.* **33** 171 (2004)
84. Колядин А Н, Косолапов А Ф, Буфетов И А *Квантовая электроника* **48** 1138 (2018); Kolyadin A N, Kosolapov A F, Bufetov I A *Quantum Electron.* **48** 1138 (2018)
85. Колядин А Н и др. *Прикладная фотоника* **6** (3–4) 171 (2019)
86. Буфетов И А и др. *Квантовая электроника* **38** 441 (2008); Bufetov I A et al. *Quantum Electron.* **38** 441 (2008)
87. Буфетов И А, Федоров В Б, Фомин В К *Физика горения и взрыва* (3) 18 (1986); Bufetov I A, Fedorov V B, Fomin V K *Combust. Explos. Shock Waves* **22** 274 (1986)
88. Tauer J et al. *Laser Phys. Lett.* **4** 444 (2007)
89. Dumitrache C, Rath J, Yalin A P *Materials* **7** 5700 (2014)
90. Крылов А А и др. *Квантовая электроника* **48** 589 (2018); Krylov A A et al. *Quantum Electron.* **48** 589 (2018)
91. Frolov A A et al. *Proc. SPIE* **6193** 61930W (2006)
92. Bufetov I "Optical discharge propagation along hollow-core fiber", media posted on 2019-06-14, https://opticapublishing.figshare.com/articles/media/Visualization1_mp4/8057399
93. "Christmas with Fiber Fuse", Materials Revealed! National Institute for Materials Science (NIMS), <https://www.youtube.com/watch?v=0yq0GoH0TH8>
94. Ramsden S A, Savic P *Nature* **203** 1217 (1964)
95. Седов Л И *Методы подобия и размерности в механике* 9-е изд. перераб. (М.: Наука, 1981); Пер. на англ. яз. с 9-го русск. изд.: Sedov L I *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics* (Moscow: Mir Publ., 1982); Пер. на англ. яз. с 10-го доп. русск. изд.: Sedov L I *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics* (Boca Raton, FL: CRC Press, 1993)
96. Nisoli M, De Silvestri S, Svelto O *Appl. Phys. Lett.* **68** 2793 (1996)
97. Nagy T, Simon P, Veisz L *Adv. Phys. X* **6** 1845795 (2021)
98. Agrawal G P *Nonlinear Fiber Optics* 5th ed. (Amsterdam: Elsevier Academic Press, 2013)
99. Nisoli M et al. *Opt. Lett.* **22** 522 (1997)
100. Gerullo G et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **6** 948 (2000)
101. Li C et al. *Opt. Express* **22** 1143 (2014)
102. Qian J et al. *Photonics Res.* **9** 477 (2021)
103. Andriukaitis G et al. *Opt. Lett.* **36** 1914 (2011)
104. Nagy T, Forster M, Simon P *Appl. Opt.* **47** 3264 (2008)
105. Böhle F et al. *Laser Phys. Lett.* **11** 095401 (2014)
106. Heckl O H et al. *Opt. Express* **19** 19142 (2011)
107. Guichard F et al. *Opt. Express* **23** 7416 (2015)
108. Köttig F et al. *Optica* **4** 1272 (2017)
109. Köttig F et al. *Opt. Express* **28** 9099 (2020)
110. Losev L et al. *Fibers* **11** (2) 22 (2023)
111. Murari K et al. *Optica* **3** 816 (2016)
112. Murari K et al. *Photonics Res.* **10** 637 (2022)
113. Wagner N L et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 173902 (2004)
114. Im S-J, Husakou A, Herrmann J *Opt. Express* **17** 13050 (2009)
115. Joly N Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 203901 (2011)
116. Ermolov A et al. *Opt. Lett.* **44** 5005 (2019)
117. Balciunas T et al. *Nat. Commun.* **6** 6117 (2015)
118. Luan J, Russell P St J, Novoa D *Opt. Express* **29** 13787 (2021)
119. Travers J C et al. *Nat. Photon.* **13** 547 (2019)
120. Ermolov A et al. *Phys. Rev. A* **92** 033821 (2015)
121. Sollapur R et al. *Light Sci. Appl.* **6** e17124 (2017)
122. Яценко Ю П и др. *Квантовая электроника* **47** 553 (2017); Yatsenko Yu P et al. *Quantum Electron.* **47** 553 (2017)
123. Adamu A I et al. *Sci. Rep.* **9** 4446 (2019)
124. Gao S-F et al. *Laser Photon. Rev.* **16** 2100426 (2022)
125. Benabid F et al. *Science* **298** 399 (2002)
126. Benabid F et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 123903 (2004)
127. Gladyshev A V et al., in *Conf. on Lasers and Electro-Optics* (OSA Technical Digest) (Washington, DC: Optica Publ. Group, 2017) paper STu1K.2, https://doi.org/10.1364/CLEO_SI.2017.STu1K.2, online
128. Gladyshev A V et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **24** 0903008 (2018)
129. Гладышев А В и др. *Квантовая электроника* **47** 491 (2017); Gladyshev A V et al. *Quantum Electron.* **47** 491 (2017)
130. Гладышев А В и др. *Квантовая электроника* **47** 1078 (2017); Gladyshev A V et al. *Quantum Electron.* **47** 1078 (2017)
131. Astapovich M S et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **31** 78 (2019)
132. Gladyshev A V et al., in *2019 Conf. on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conf.* (OSA Technical Digest) (Washington, DC: Optica Publ. Group, 2019) paper cj_3_3
133. Wang Y et al. *Opt. Lett.* **45** 1938 (2020)
134. Wang Y et al. *J. Lightwave Technol.* **39** 3560 (2021)
135. Крылов А А и др. *Квантовая электроника* **52** 274 (2022); Krylov A A et al. *Quantum Electron.* **52** 274 (2022)

136. Крылов А А и др. *Квантовая электроника* **52** 685 (2022); Krylov A A et al. *Quantum Electron.* **52** 685 (2022)
137. Huang W et al. *Laser Phys. Lett.* **16** 085107 (2019)
138. Li Z et al. *Opt. Lett.* **43** 4671 (2018)
139. Cao L et al. *Opt. Express* **26** 5609 (2018)
140. Zhang X et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **34** 1007 (2022)
141. Hanna D, Pointer D, Pratt D *IEEE J. Quantum Electron.* **22** 332 (1986)
142. Jordan C et al. *Appl. Phys. B* **59** 471 (1994)
143. Konyashchenko A V, Losev L L, Tenyakov S Yu *Opt. Express* **15** 11855 (2007)
144. Диденко Н В и др. *Квантовая электроника* **45** 1101 (2015); Didenko N V et al. *Quantum Electron.* **45** 1101 (2015)
145. Vicario C et al. *Opt. Lett.* **41** 4719 (2016)
146. Конященко А В и др. *Квантовая электроника* **47** 593 (2017); Konyashchenko A V et al. *Quantum Electron.* **47** 593 (2017)
147. Konyashchenko A V, Losev L L, Pazyuk V S *Opt. Lett.* **44** 1646 (2019)
148. Диденко Н В, Конященко А В, Лосев Л Л *Квантовая электроника* **50** 834 (2020); Didenko N V, Konyashchenko A V, Losev L L *Quantum Electron.* **50** 834 (2020)
149. Гладышев А В и др. *Квантовая электроника* **49** 1089 (2019); Gladyshev A V et al. *Quantum Electron.* **49** 1089 (2019)
150. Kergoustin D et al., in *2019 Conf. on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conf.* (OSA Technical Digest) (Washington, DC: Optica Publ. Group, 2019) paper cd_3_5
151. Loranger S, Russell P St J, Novoa D *J. Opt. Soc. Am. B* **37** 3550 (2020)
152. Gladyshev A V et al. *Opt. Mater. Express* **10** 3081 (2020)
153. Гладышев А В и др. *Автометрия* **59** (1) 15 (2023)
154. Яценко Ю П, Гладышев А В, Буфетов И А *Квантовая электроника* **51** 1068 (2021); Yatsenko Yu P, Gladyshev A V, Bufetov I A *Quantum Electron.* **51** 1068 (2021)
155. Gladyshev A et al. *Photonics* **9** 997 (2022)
156. Vasudevan Nampoothiri A V et al. *Proc. SPIE* **7580** 758001 (2010)
157. Jones A M et al. *Opt. Express* **19** 2309 (2011)
158. Vasudevan Nampoothiri A V et al. *Opt. Mater. Express* **2** 948 (2012)
159. Wang Z et al. *Opt. Express* **22** 21872 (2014)
160. Abu Hassan M R et al. *Optica* **3** 218 (2016)
161. Xu M, Yu F, Knight J *Opt. Lett.* **42** 4055 (2017)
162. Huang W et al. *Opt. Laser Technol.* **151** 108090 (2022)
163. Huang W et al. *Opt. Lett.* **47** 2354 (2022)
164. Zhou Z et al. *Opt. Express* **26** 19144 (2018)
165. Aghbolagh F B A et al. *Opt. Lett.* **44** 383 (2019)
166. Cui Y et al. *Optica* **6** 951 (2019)
167. Cui Y et al. *J. Lightwave Technol.* **40** 2503 (2022)
168. Zhou Z et al. *Light Sci. Appl.* **11** 15 (2022)
169. Zhou Z et al. *Opt. Lett.* **47** 5785 (2022)
170. Smith P W *Appl. Phys. Lett.* **19** 132 (1971)
171. Jensen R E, Tobin M S *Appl. Phys. Lett.* **20** 508 (1972)
172. Гончуков С А и др. *Квантовая электроника* **2** 406 (1975); Gonchukov S A et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **5** 232 (1975)
173. Shi X et al. *Proc. SPIE* **6767** 67670H (2007)
174. Shi X et al. *Appl. Phys. B* **91** 377 (2008)
175. Shi X et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **20** 650 (2008)
176. Bateman S A et al., in *CLEO: Science and Innovations, 2014, Postdeadline Paper Digest* (OSA Technical Digest) (Washington, DC: Optica Publ. Group, 2014) paper STh5C.10, https://doi.org/10.1364/CLEO_SI.2014.STh5C.10, online
177. Bateman S A et al., in *Advanced Photonics: Specialty Optical Fibers 2014* (OSA Technical Digest) (Washington, DC: Optica Publ. Group, 2014) paper SoM4B.3, online, <https://doi.org/10.1364/SOF.2014.SoM4B.3>
178. Love A L et al., in *CLEO: 2015* (OSA Technical Digest) (Washington, DC: Optica Publ. Group, 2015) paper SF2F.4, online, https://doi.org/10.1364/CLEO_SI.2015.SF2F.4
179. Wadsworth W J, Love A L, Knight J C, in *Workshop on Specialty Optical Fibers and Their Applications* (OSA Technical Digest) (Washington, DC: Optica Publ. Group, 2015) paper WT1A.1, <https://doi.org/10.1364/WOFS.2015.WT1A.1>, online
180. Endo M, Walter R F (Eds) *Gas Lasers* (Optical Science and Engineering, Vol. 121) (Boca Raton, FL: CRC Press. Taylor and Francis, 2007)
181. Debord B et al., in *CLEO:2011 — Laser Applications to Photonic Applications* (OSA Technical Digest) (Washington, DC: Optica Publ. Group, 2011) paper CThD5, CD, https://doi.org/10.1364/CLEO_SI.2011.CThD5
182. Moisan M et al. *Rev. Phys. Appl.* **17** 707 (1982)
183. Gladyshev A et al. *Photonics* **9** 752 (2022)
184. Буфетов И А и др. *Докл. РАН. Физика, технические науки* **509** 3 (2023); Bufetov I A et al. *Dokl. Phys.* **68** 107 (2023)
185. Гладышев А В и др. *Краткие сообщения по физике ФИАН* (9) 62 (2023); Gladyshev A V et al. *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **50** 403 (2023)

Hollow-core optical fibers: current state and development prospects

A.D. Pryamikov, A.V. Gladyshev, A.F. Kosolapov, I.A. Bufetov^(*)
 Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences,
 Dianov Fiber Optics Research Center,
 ul. Vavilova 38, 119333 Moscow, Russian Federation
 E-mail: ^(*) iabuf@fo.gpi.ru

The history of the development and current state of hollow-core optical fibers are reviewed. The basic properties which determine the competitive advantages of hollow-core fibers and promising areas for their practical application are discussed. Recent advances in reducing optical losses and the prospects for telecommunication applications of hollow-core fibers, issues of transporting high-intensity optical radiation, and results on nonlinear compression and the generation of ultrashort pulses in gas-filled hollow-core fibers are reviewed. A separate section is devoted to the latest achievements in the development of gas fiber lasers using both optical radiation and gas discharge for pumping.

Keywords: fiber optics, hollow-core optical fibers, nonlinear fiber optics

PACS numbers: 42.55.Wd, **42.65.–k**, **42.81.–i**

Bibliography — 185 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **194** (2) 138–168 (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.12.039616>

Received 11 August 2023, revised 12 December 2023

Physics – Uspekhi **67** (2) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2023.12.039616>