

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Дырчатые волноводы

А.М. Желтиков

Дается краткий обзор достижений и перспектив, открывающихся в связи с созданием и активным внедрением в различные области физики дырчатых волноводов — волноводов нового типа, оболочка которых состоит из набора вытянутых при высокой температуре полых стеклянных волокон. Рассматриваются основные свойства дырчатых волноводов, обсуждаются физические задачи, которые могут быть решены с их использованием.

PACS numbers: 42.65.Re, 42.70.Qs, 42.81.Cn

Содержание

1. Введение (1203).
  2. История дырчатых волноводов (1205).
    - 2.1. Первые эксперименты.
    - 2.2. Дырчатые волноводы с поллой сердцевиной.
    - 2.3. Дырчатые волноводы с периодом структуры менее 500 нм.
  3. Одномодовый режим в широком спектральном диапазоне (1206).
  4. Роль фотонной запрещенной зоны (1206).
  5. Дисперсия дырчатых волноводов (1210).
  6. Приложения дырчатых волноводов: достижения и перспективы (1210).
    - 6.1. Нелинейная оптика.
    - 6.2. Управление спектром коротких импульсов.
  7. Заключение (1213).
- Список литературы (1214).

1. Введение

Создание дырчатых волноводов (ДВ), т.е. волноводов с оболочкой, представляющей собой двумерный (часто периодический) набор плотно упакованных и вытянутых при высокой температуре полых стеклянных волокон, является одним из наиболее значительных достижений оптических технологий за последние пять лет. Начиная с момента появления первого сообщения о дырчатых волноводах в 1996 г. [1] замечательные свойства этих волноводов детально изучаются, область их практических приложений неуклонно расширяется, стремительно растет число научных групп, использующих дырчатые волноводы в своих исследованиях.

Одно из основных преимуществ дырчатых волноводов связано с возможностью реализации в них одномодового режима распространения излучения в очень широкой спектральной области. В обычных оптических волноводах (рис. 1а) спектральная область существования одномодового режима распространения излучения, как правило, относительно невелика [2, 3]. При повышении частоты оптического излучения обычный волновод переходит в многомодовый режим, понижение же частоты излучения приводит к росту оптических потерь.

Ситуация радикально улучшается в случае дырчатых волноводов (рис. 1в), позволяющих существенно расширить спектральную область существования одномодового

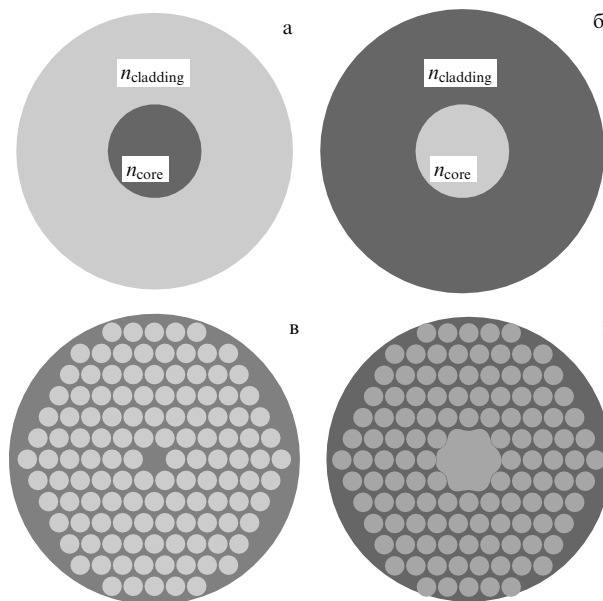


Рис. 1. Типы оптических волноводов: (а) обычный волновод со сплошной оболочкой ( $n_{\text{core}} > n_{\text{cladding}}$ ); (б) полый волновод со сплошной оболочкой ( $n_{\text{core}} < n_{\text{cladding}}$ ); (в) дырчатый волновод; (г) дырчатый волновод с поллой сердцевиной. Темные области соответствуют материалам с большим показателем преломления.

А.М. Желтиков. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет  
 119899 Москва, Воробьевы горы, Российская Федерация  
 Тел. (095) 939-39-59. Факс (095) 939-31-13  
 E-mail: zheltikov@top.phys.msu.ru

Статья поступила 14 августа 2000 г.,  
 после доработки 1 сентября 2000 г.

вого режима распространения излучения [4] за счет изменения эффективного показателя преломления оболочки при варьировании частоты излучения (см. раздел 3). Волноводы этого типа представляют значительный интерес как в связи с проблемами волоконной оптики [5–16], так и для решения многих актуальных задач нелинейной оптики [17–22], атомной оптики [17, 23, 24], физики фотонных кристаллов и квантовой электродинамики [23–27], высокоточных оптических измерений частоты [28], медицинской оптики [29] и передачи информации [21] (рис. 2).

В случае периодического расположения отверстий оболочка дырчатых волноводов имеет структуру двумерного фотонного кристалла (ФК), т.е. представляет собой двумерный периодический набор плотно упакованных полых стеклянных волокон (рис. 1в, г). Благодаря периодическому расположению воздушных отверстий в стекле спектр пропускания подобной структуры для определенных направлений характеризуется наличием фотонных запрещенных зон (ФЗ) — областей частот, в которых излучение не может проникать в оболочку волновода. Так как сердцевина волновода изготавливается из волокна без отверстия, она может рассматриваться (по отношению к оболочке) как дефект решетки двумерного фотонного кристалла. Подобные волноводы представляются перспективными для практической реализации в оптическом диапазоне идей, высказанных в последнее время в области физики фотонных кристаллов [30–38].

Несмотря на то что пока лишь несколько групп в мире обладают технологией изготовления дырчатых волноводов (см. рис. 2), сложившаяся и эффективно действующая система международного научного сотрудничества способствует стремительному внедрению дырчатых волноводов в практику научного эксперимента в самых различных областях современной физики. В качестве яркого примера подобной кооперации можно привести использование дырчатых волноводов, изготовленных группой исследователей Университета Бас (University of

Bath, UK), для высокоточных оптических измерений, выполняемых группой Т. Хэнша в Институте квантовой оптики Макса Планка (Max Planck Institute, Garching, Germany) [28]. Пример этого сотрудничества показателен также в том отношении, что интервал времени между демонстрацией возможности использования дырчатых волноводов для генерации суперконтинуума и применением их свойств для целей оптической метрологии частоты составил лишь несколько месяцев.

Прогресс, достигнутый в последние годы в технологии изготовления и методах характеристики дырчатых волноводов, и активное внедрение волноводов этого типа в различных областях науки находят свое отражение в стремительном росте числа научных публикаций на данную тему [1–28] и получают широкое освещение в периодической печати (см., например, [39–44]).

С учетом всех этих обстоятельств и в связи с упомянутым выше развивающимся международным сотрудничеством, направленным на использование дырчатых волноводов для решения актуальных задач современной физики, представляется целесообразным обобщить полученные в данной области результаты, кратко остановиться на основных свойствах волноводов данного типа и определить круг задач, которые могут быть решены с использованием ФК-волноводов. Этими целями мы и руководствовались при написании настоящего обзора.

Структура обзора такова. В разделе 2 кратко излагается история создания дырчатых волноводов и развития технологии их изготовления. В разделе 3 анализируются физические факторы, обуславливающие существование одномодового режима распространения излучения в дырчатых волноводах в широком спектральном диапазоне. Раздел 4 посвящен роли фотонной запрещенной зоны в распространении излучения в дырчатых волноводах. Вопросы, связанные с дисперсией дырчатых волноводов, рассматриваются в разделе 5. В разделе 6 обсуждаются основные области приложения

|                 |   |   |  |   |
|-----------------|---|---|--|---|
|                 |   |   |  | Исследование солитонного режима распространения [21]  |
|                 |   |   |  | Использование ДВ в медицинской оптике [29]  |
|                 |   |   |  | Использование ДВ для высокоточных оптических измерений [28]   |
|                 |   |   | Возможность использования ДВ для транспортировки холодных атомов [17, 23, 24]                |   |
|                 |   | Моделирование распределения поля в собственных модах ДВ [13–15]   |  | Демонстрация существования и частотной перестройки фотонной запрещенной зоны для оболочки ДВ с периодом менее 500 нм [25, 26] |
|                 |   | Создание ДВ с поллой сердцевиной [17]                             |  | Исследование свойств ДВ со случайным расположением отверстий в оболочке [16]  |
| Создание ДВ [1] | Демонстрация одномодового режима в широком спектральном диапазоне [4] | Характеризация оптических свойств и волноводных режимов ДВ [5–12] | Генерация суперконтинуума и демонстрация управления спектром коротких импульсов в ДВ [18–21] |   |
| 1996 г.         | 1997 г.   | 1998 г.   | 1999 г.  | 2000 г.   |

Рис. 2. Диаграмма, иллюстрирующая развитие концепции и расширение области приложений дырчатых волноводов с момента создания (1996 г.) до настоящего времени (2000 г.). Темные ячейки соответствуют экспериментально реализованным идеям, светлые — теоретическим разработкам.

дырчатых волноводов. В заключении подводятся итоги нашего анализа.

## 2. История дырчатых волноводов

### 2.1. Первые эксперименты

История дырчатых волноводов пока достаточно коротка. Однако представляется чрезвычайно полезным остановиться на ее основных этапах, так как дырчатые волноводы представляют собой яркий пример того, как новые подходы, развиваемые в области оптических технологий, позволяют найти пути решения многих актуальных задач, приводящие к значительному идейному прогрессу в различных областях физики.

Впервые об изготовлении волноводов, оболочка которых представляет собой двумерную периодическую структуру, образованную воздушными отверстиями в стекле (рис. 1в), сообщалось в 1996 г. [1]. Позже было показано [4], что волноводы с такой оболочкой поддерживают одномодовый режим распространения излучения в широком диапазоне длин волн и позволяют свести к минимуму потери энергии излучения в одномодовом режиме.

Авторы [1] назвали созданные ими волноводы фотонно-кристаллическими (ФК-волноводами). Однако в связи с тем, что периодичность структуры в оболочке волновода не является необходимым условием наличия широкой спектральной области существования одномодового режима распространения, наряду с термином "фотонно-кристаллические волноводы" был введен термин "дырчатые волноводы" [18], который относится к более широкому классу волноводов со сложной структурой оболочки. Роль периодичности структуры в оболочке волновода и фотонной запрещенной зоны в спектре пропускания оболочки подробнее обсуждается в разделе 4.

Результаты первых экспериментов [1], посвященных созданию и изучению дырчатых волноводов, стимулировали интенсивные исследования волноводных свойств подобных структур, позволили выяснить модовую структуру [12], найти границы существования одномодового режима [4], а также определить частотную зависимость расходимости лазерного излучения [45] и выполнить измерения дисперсии дырчатых волноводов [46]. Дырчатые волноводы оказались чрезвычайно перспективными структурами для нелинейно-оптических приложений. В частности, высокая локализация светового поля в малой области сердцевин ФК-волноводов позволяет существенно увеличить эффективность нелинейно-оптических взаимодействий [18]. Как показали недавние эксперименты [19–21], эти свойства ФК-волноводов могут быть использованы для управления спектром сверхкоротких лазерных импульсов и генерации суперконтинуума.

### 2.2. Дырчатые волноводы с поллой сердцевиной

Важным этапом в развитии концепции дырчатых волноводов стало создание дырчатых волноводов с поллой сердцевиной [17]. В волноводах этого типа сердцевина представляет собой полость, образующуюся в результате удаления нескольких волокон в исходной заготовке волновода (рис. 1г). Важная отличительная черта таких волноводов связана с тем обстоятельством, что физиче-

ский механизм, обеспечивающий волноводное распространение излучения, в данном случае связан не с явлением полного внутреннего отражения (как в обычных волноводах и рассмотренных выше дырчатых волноводах), а с наличием фотонной запрещенной зоны в спектре пропускания оболочки волновода. Волноводы этого типа представляются чрезвычайно перспективными для создания газовых сенсоров и газового анализа, разработки новых спектральных элементов, а также лазерного управления охлажденными атомами.

Благодаря тому, что порог пробоя газов существенно выше порога пробоя твердого тела, дырчатые волноводы с поллой сердцевиной (аналогично полым волноводам со сплошной диэлектрической оболочкой; см. рис. 1б) могут использоваться в экспериментах с мощными короткими световыми импульсами [47–56]. Данное обстоятельство открывает новые перспективы в области физики интенсивных световых полей и дает возможность реализовывать режимы волноводного распространения и нелинейного взаимодействия в этих режимах для интенсивных световых импульсов. В частности, дырчатые волноводы перспективны для увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий, получения сверхкоротких световых импульсов и генерации оптических гармоник высокого порядка.

В настоящее время обсуждается также идея использования волноводов данного типа для транспортировки холодных атомов. В работах [23, 24] найдена конфигурация ФК-решетки и дефекта такой решетки, при которой в дефектной моде фотонного кристалла формируется распределение потенциала, позволяющее осуществить каналирование охлажденных атомов вдоль дефекта решетки за счет дипольной силы, действующей на атомы в поле лазерного излучения с высокочастотной отстройкой. На основе приведенных в [23, 24] оценок показано, что ФК-волноводы с дефектом кристаллической решетки позволяют реализовать управление атомами с существенно более высокими поперечными температурами и достичь гораздо более высокой степени локализации атомов в поперечном направлении, чем полые волноводы.

### 2.3. Дырчатые волноводы с периодом структуры менее 500 нм

До недавнего времени исследования оптических свойств дырчатых волноводов были ограничены режимами распространения оптического излучения с длиной волны, существенно меньшей периода ФК-решетки и диаметра сердцевин. При этом наличие фотонной запрещенной зоны, по сути, не оказывало влияния на распространение света в волокне. В работах [25, 26] были продемонстрированы физические принципы реализации ФК-волноводов с фотонной запрещенной зоной оболочки, перестраиваемой в видимой и ближней ИК областях спектра.

Для анализа оптических свойств таких структур был использован подход, основанный на прямом численном интегрировании уравнений Максвелла с помощью техники конечных разностей [26]. Выполненный анализ показал, что формирование фотонной запрещенной зоны в спектре пропускания ФК-оболочки дырчатых волноводов в области частот, характерных для существующих экономичных фемтосекундных лазеров, возможно при условии использования в качестве ФК-оболочки волновода двумерной периодической струк-

туры с периодом менее 500 нм. ФК-волноводы с такими параметрами были изготовлены и изучены в работах [25, 26].

Исследование спектров пропускания подобных дырчатых волноводов в направлении, перпендикулярном направлению волноводного распространения света в волокне, выявило существование фотонной запрещенной зоны в области 930–1030 нм. Была также продемонстрирована возможность перестройки фотонной запрещенной зоны ФК-оболочки дырчатых волноводов путем заполнения воздушных отверстий оболочки спиртом.

Экспериментально продемонстрированная возможность перестройки фотонной запрещенной зоны ФК-оболочки дырчатых волноводов путем использования различных материалов для заполнения воздушных отверстий оболочки открывает уникальные возможности как для управления дисперсией дырчатых волокон, так и для проведения экспериментов по управлению люминесценцией молекул в широком спектральном диапазоне.

### 3. Одномодовый режим в широком спектральном диапазоне

Одним из наиболее важных свойств дырчатых волноводов, представляющих значительный интерес для широкого класса задач и обуславливающих ценность волноводов этого типа для практических приложений, является их способность поддерживать одномодовый режим распространения излучения в гораздо более широком спектральном диапазоне, чем в случае обычных волноводов.

С физической точки зрения данное свойство дырчатых волноводов связано с тем обстоятельством, что воздушные отверстия в ФК-оболочке дырчатых волноводов по-разному заполняются излучением для различных длин волн. Вследствие этого разность показателей преломления сердцевины волновода и его оболочки оказывается зависящей от длины волны, причем таким образом, что условие одномодового режима выполняется для достаточно широкого диапазона длин волн.

Математически критерий одномодового режима распространения излучения в обычном волноводе можно записать в виде [2, 4]

$$V = \frac{2\pi\rho}{\lambda} (n_{\text{core}}^2 - n_{\text{cladding}}^2)^{1/2} < 2,405, \quad (1)$$

где  $\rho$  — радиус сердцевины волновода,  $\lambda$  — длина волны излучения в вакууме,  $n_{\text{core}}$  — показатель преломления сердцевины волновода,  $n_{\text{cladding}}$  — показатель преломления оболочки волновода.

В предельном случае, когда длина волны оптического излучения  $\lambda$  гораздо больше периода структуры  $\Lambda$ , эффективный показатель преломления оболочки  $n_{\text{cladding}}$  с хорошей точностью можно представить как средневзвешенное значение от показателей преломления стекла и воздуха в структуре. При уменьшении длины волны  $\lambda$  излучение вытесняется в области с большим показателем преломления.

Из данного качественного рассуждения становится ясным, что излучение с более короткой длиной волны "видит" больше стекла и меньше воздуха. Таким образом, при уменьшении длины волны разность между показателями преломления сердцевины и оболочки вол-

новода уменьшается, что позволяет удовлетворить критерию (1) в достаточно широком диапазоне длин волн.

Как показано в работах [4, 34], в случае дырчатого волновода параметр  $V$  можно заменить эффективным параметром

$$V_{\text{eff}}^2 = \left( \frac{2\pi\Lambda}{\lambda} \right)^2 \left\{ f(n_1^2 - 1) + \frac{\int |\nabla\psi|^2 dx dy}{k \int |\psi|^2 dx dy} \right\}, \quad (2)$$

где  $\Lambda$  — период структуры в оболочке волновода,  $n_1$  — показатель преломления стекла, используемого для изготовления волокна, функция  $\psi$  описывает профиль амплитуды поля,  $\nabla$  — поперечная составляющая лапласиана,  $f$  — коэффициент заполнения структуры воздушными отверстиями,  $x$  и  $y$  — координаты в поперечной плоскости волновода.

На рисунке 3 представлены зависимости параметра  $V_{\text{eff}}$  от отношения  $\Lambda/\lambda$ , рассчитанные в работе [4] для стекла с показателем преломления, равным 1,45, при различных значениях отношения диаметра отверстий  $d$  к периоду структуры  $\Lambda$ . Из приведенных на этом рисунке результатов видно, что для достаточно малых значений  $d/\Lambda$  волокно остается одномодовым в широком диапазоне длин волн.

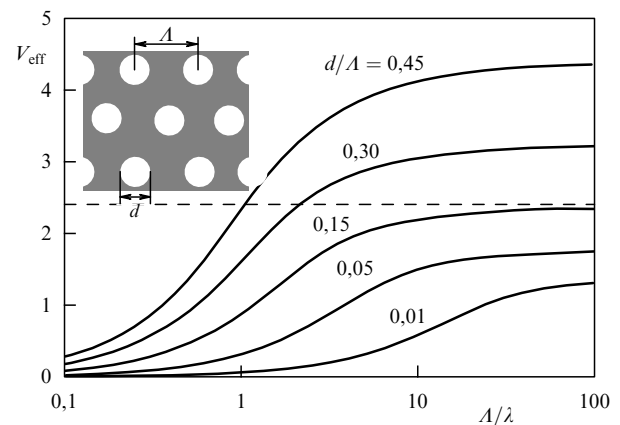


Рис. 3. Зависимости параметра  $V_{\text{eff}}$  от отношения  $\Lambda/\lambda$ , рассчитанные для стекла с показателем преломления, равным 1,45, при различных значениях отношения диаметра отверстий  $d$  к периоду структуры  $\Lambda$  [4]. Штриховая линия соответствует значению отсечки параметра  $V_{\text{eff}}$ . На вставке показана треугольная решетка воздушных отверстий в диэлектрике.

### 4. Роль фотонной запрещенной зоны

В случае периодического расположения воздушных отверстий в оболочке дырчатого волновода спектр пропускания подобной структуры, измеренный в направлении, перпендикулярном направлению волноводного распространения, характеризуется наличием фотонных запрещенных зон — областей частот, в которых излучение не может проникать в оболочку волновода. При этом сердцевину дырчатого волновода можно рассматривать (по отношению к оболочке) как дефект решетки двумерного фотонного кристалла. Подобные структуры, по сути, являются одним из путей решения технологической проблемы изготовления фотонных кристаллов (см., например, [22, 57–59] и ссылки в этих работах) и могут быть использованы в экспериментах по управлению

свойствами излучения атомов и молекул и локализации излучения в области фотонных запрещенных зон, которые активно обсуждаются в настоящее время [30–38, 60, 61].

С физической точки зрения фотонные кристаллы (или структуры с фотонными запрещенными зонами) [30–38] представляют собой новый тип искусственных структурно-организованных сред с пространственной периодичностью оптических характеристик, в которых элементарные кристаллические ячейки имеют размеры порядка оптической длины волны. Вследствие периодической модуляции их оптических свойств фотонные кристаллы характеризуются особыми режимами распространения световых волн в определенных интервалах длин волн и волновых векторов.

В частности, интерференция электромагнитных волн, распространяющихся вдоль определенных направлений в ФК структурах, приводит к возникновению фотонных запрещенных энергетических зон. Если удастся реализовать ФК-структуры с замкнутыми (полными) фотонными запрещенными зонами, электромагнитное излучение определенного частотного диапазона не может распространяться в такой структуре независимо от направлений волнового вектора и вектора поляризации. Подобные зоны аналогичны электронным запрещенным энергетическим зонам, возникающим в полупроводниках.

Использование ФК-волноводов открывает широкие перспективы для различных областей физики. Можно назвать несколько причин, обуславливающих устойчиво высокий интерес к ФЗЗ-структурам. Первоначальная мотивация создания фотонных кристаллов была связана с тем обстоятельством, что подобные структуры позволяют управлять элементарными оптическими явлениями, включая спонтанное излучение, флуоресценцию молекул, излучение диполя и т.д. (см. [31]). Если подойти к этой проблеме с более общих позиций, то управление фотонами в фотонных кристаллах, по сути, открывает новые возможности для разработки разнообразных устройств фотоники (аналогично тому, как управление электронами в решетке атомов позволяет создать многочисленные электронные устройства).

Несмотря на то что создание трехмерных фотонных кристаллов по-прежнему остается серьезной технологической проблемой, в настоящее время обсуждаются возможности создания фотонных кристаллов с различными типами решетки и управляемой ФЗЗ-структурой [32, 33, 57, 59, 62–64]. Таким образом, возможности управления фотонами в фотонных кристаллах потенциально гораздо шире возможностей управления электронами в атомной решетке.

Еще один важный фактор, стимулирующий исследования в области фотонных кристаллов, связан с элегантной новой физикой подобных структур, которая во многом отличается, например, от динамической теории рентгеновской дифракции благодаря тому, что в оптическом диапазоне может быть достигнут высокий контраст показателей преломления материалов, образующих фотонный кристалл.

Наконец, фотонные кристаллы — это новый способ решить традиционные проблемы нелинейной оптики, включая преобразование частоты [65–67], сжатие импульсов [35], оптическое переключение [68–73], создание бистабильных элементов [74].

Как следует из проведенного в разделе 3 анализа, периодичность расположения отверстий в оболочке ФК-волновода не существенна для обеспечения однододового режима распространения излучения в широком спектральном диапазоне. Этот вывод подтверждается результатами экспериментов [16], выполненных с использованием дырчатых волноводов, в которых воздушные отверстия в оболочке располагались не периодически, а случайным образом.

Следовательно, сам факт существования фотонной запрещенной зоны не является необходимым для наличия широкой области однододового режима распространения излучения в дырчатых волноводах. Именно поэтому наряду с термином "фотонно-кристаллические волноводы", подразумевающим наличие ФЗЗ-структуры в спектре пропускания ФК-оболочки волновода, представляется оправданным использование термина "дырчатые волноводы", который не обязательно подразумевает периодичность расположения воздушных отверстий в оболочке.

Однако важно отметить, что частота фотонной запрещенной зоны (как следует, например, из выражений (1) и (2)) задает характерный масштаб длин волн для рассматриваемой структуры. Таким образом, пере-

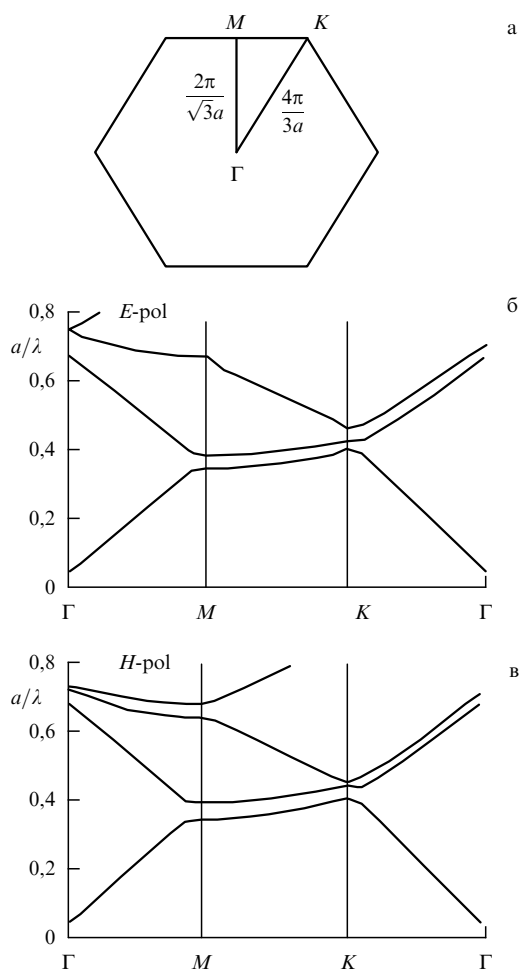
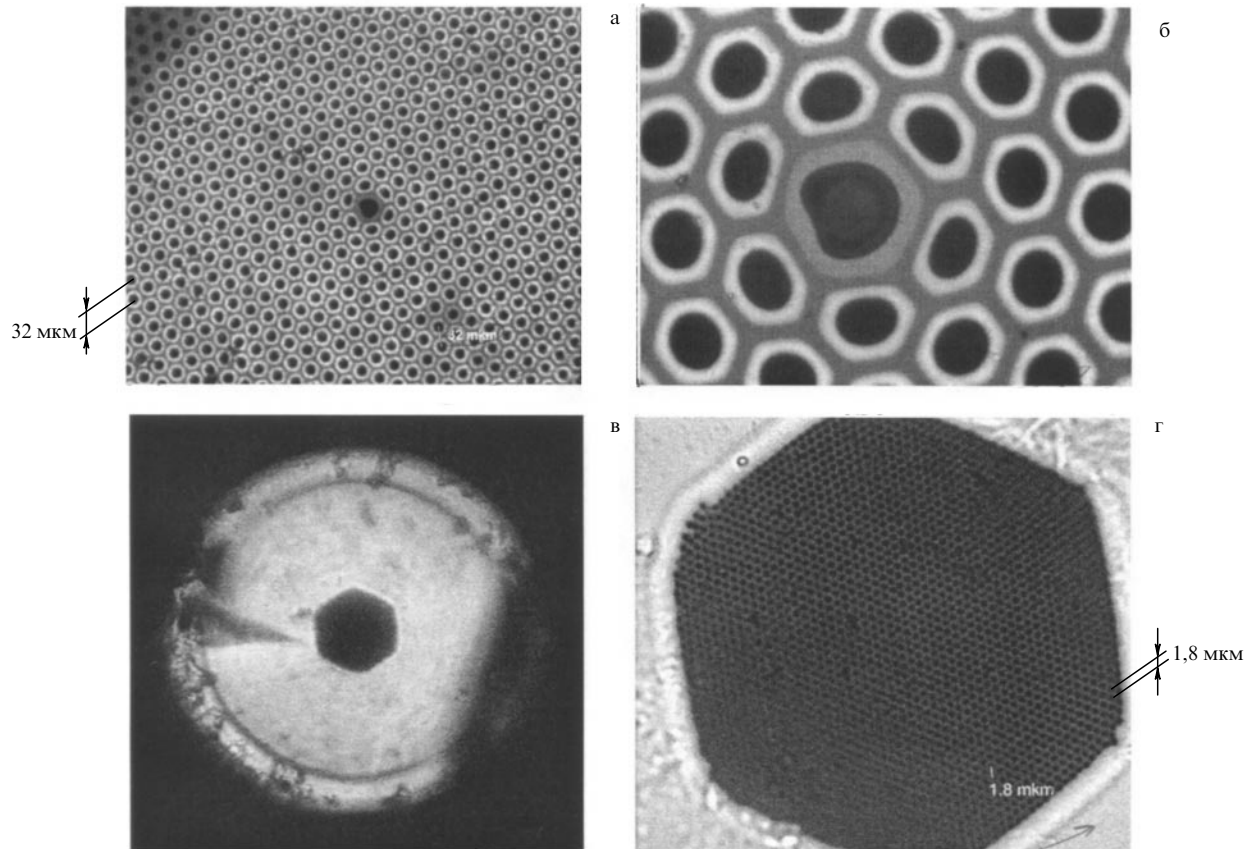


Рис. 4. Первая зона Бриллюэна (а), соответствующая треугольной решетке воздушных отверстий в диэлектрике (рис. 1в) и зонная структура фотонных энергий, рассчитанная для  $E$ -поляризованного (б) и  $H$ -поляризованного (в) поля излучения в структуре с отношением радиуса отверстий к периоду решетки  $r/a = 0,4$ ,  $n = 1,5973$  [26].



**Рис. 5.** Изображение среза дырчатого волновода с ФК-оболочкой, построенное с помощью микроскопа [19]. Периоды структур в оболочке волновода составляют 32 мкм (а, б) и 1,8 мкм (в, г).

стройка фотонной запрещенной зоны по шкале частот, продемонстрированная в экспериментах [25, 26], означает возможность управления оптическими свойствами дырчатых волноводов, включая область существования одномодового режима и дисперсию волноводных мод. Разумеется, периодичность расположения воздушных отверстий в оболочке дырчатых волноводов существенна для всех тех приложений дырчатых волноводов, в которых необходимо наличие фотонной запрещенной зоны.

Для расчета структуры фотонной запрещенной зоны ФК-оболочки дырчатых волноводов в работе [26] использовался метод прямого численного интегрирования уравнений Максвелла с помощью техники конечных разностей (техника FDTD) [75]. Подробное описание численной процедуры приводится в работе [76].

В расчетах [26, 76] использовались периодические граничные условия, а начальные условия задавались в виде, соответствующем падающей плоской волне с теми значениями волновых векторов, которые используются при задании граничных условий. Рассматривалась система цилиндрических воздушных отверстий радиусом  $r$  бесконечной длины, образующих в диэлектрике двумерную периодическую структуру с треугольной решеткой (рис. 1в). Первая зона Бриллюэна для подобной решетки имеет вид правильного шестиугольника, показанного на рис. 4а.

Производя численное решение уравнений Максвелла и выполняя фурье-преобразование полученной в результате такого решения временной зависимости поля в

произвольных точках области вычислений, можно получить информацию о собственных частотах, соответствующих выбранным значениям волновых векторов. Повторяя указанную процедуру для всех векторов из первой зоны Бриллюэна, можно построить зонную структуру фотонных энергий и определить структуру фотонной запрещенной зоны.

Описанная выше процедура использовалась для вычисления зонной структуры фотонных энергий для ФК-решетки с параметрами  $r/a = 0,4$ ,  $n = 1,5973$ . Зонная структура фотонных энергий для  $E$ - и  $H$ -поляризованного поля излучения представлена на рис. 4б и 4в соответственно. Как следует из результатов выполненных расчетов, для создания ФК-волноводов с фотонной запрещенной зоной в области частот существующих экономичных фемтосекундных лазеров на сапфире с титаном и форстерите требуется изготовление двумерной периодической волоконной структуры с периодом менее 500 нм [26].

Процедура изготовления волноводов с такими параметрами была аналогична процедуре, описанной в работе [1], и заключалась в следующем. Одинаковые стеклянные капилляры укладывались в периодическую структуру, которая спекалась при высокой температуре для устранения воздушных промежутков между капиллярами, а затем вытягивалась. Получившееся волокно разрезалось на отрезки, которые, в свою очередь, также укладывались в периодическую структуру и подвергались вытяжке. Эти операции повторялись до достижения шага структуры (расстояния между центрами воздуш-

ных каналов) в 32 мкм. Затем эта структура помещалась в стеклянную оболочку и вытягивалась до достижения желаемого шага. Начальный внутренний диаметр капилляров составлял около 1 мм.

С помощью описанной выше процедуры получались оптические волокна с оболочкой, имеющей форму двумерного фотонного кристалла со строго периодически расположенными воздушными отверстиями, имеющими период от 0,46 мкм до 32 мкм (рис. 5). Число отверстий составляло несколько сотен. Особое внимание уделялось сохранению круговой формы отверстий и устранению воздушных промежутков между соседними капиллярами. Данная процедура позволила изготовить образцы с шагом ФК-структуры менее 0,5 мкм и отношением диаметра отверстия к шагу, равным 0,4. Изображение подобной ФК-структуры, полученное с помощью электронного микроскопа, представлено на рис. 6. Для внесения дефекта в двумерную ФК-решетку центральный капилляр заполнялся стеклом другой марки. Данное волокно служило сердцевинной в ФК-волноводе (рис. 5).

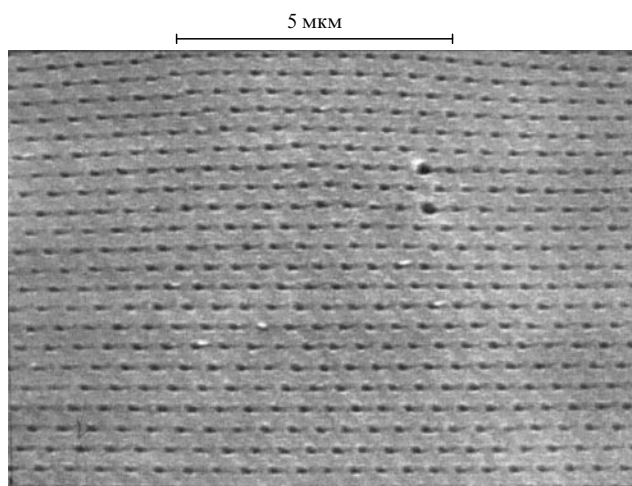


Рис. 6. Изображение ФК-оболочки оптического волокна, полученное с помощью электронного микроскопа [26]. Масштаб соответствует расстоянию 5 мкм.

Периодическая структура оболочки дырчатого волновода приводит к возникновению запрещенных зон в спектре пропускания структуры, измеренном в направлении, перпендикулярном направлению волноводного распространения излучения. Изготовление структур с периодом менее 500 нм позволяет наблюдать фотонные запрещенные зоны в спектре пропускания в области длин волн излучения широко распространенных лазерных источников. Схема измерения спектров дырчатых волнопроводов была создана на базе спектрофотометра Hitachi-333 и включала в себя опорный и сигнальный каналы (рис. 7).

В целях преимущественного освещения центральной части образца, имеющей ФК-структуру, в сигнальном канале измерительной схемы использовалась короткофокусная кварцевая линза с фокусным расстоянием  $f = 5$  см, фокусирующая излучение на щелевую диафрагму с апертурой  $d = 250$  мкм. Непосредственно за диафрагмой помещался образец ФК-волновода. Излучение, прошедшее через образец, коллимировалось кварцевой линзой, идентичной фокусирующей. Измерения проводились в диапазоне 400–1400 нм. Переключение

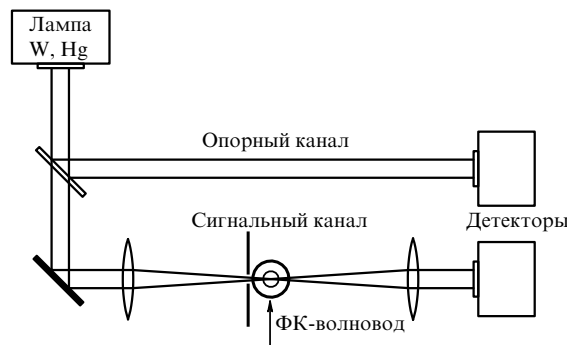


Рис. 7. Схема измерения спектра пропускания ФК-волновода [19].

ртутной и вольфрамовой ламп спектрометра производилось в районе 870 нм. При проведении измерений имелась возможность вращения ФК-волновода вокруг его оси.

Спектры пропускания, измеренные для ФК-волновода с периодом структуры менее 500 нм, представлены на рис. 8. Фотонная запрещенная зона для дырчатых волнопроводов наблюдалась в области 930–1030 нм. Поскольку периодически расположенные воздушные отверстия в оболочке волновода образуют гексагональную решетку, положение запрещенной зоны в спектре пропускания смещается в зависимости от угла поворота структуры относительно падающего излучения. Как показывает сравнение результатов расчетов и экспериментальных измерений (ср. рис. 4б, 4в и рис. 8), положение запрещенной зоны удовлетворительно описывается в рамках численного подхода, основанного на прямом интегрировании уравнений Максвелла методом конечных разностей.

Структура фотонной запрещенной зоны в спектре пропускания ФК-структуры зависит от соотношения показателей преломления материалов, образующих периодическую структуру. В случае дырчатых волнопроводов данное обстоятельство открывает возможность перестройки фотонной запрещенной зоны путем заполнения воздушных отверстий материалами с показателем преломления, отличным от единицы.

В работах [25, 26] исследовалась перестройка фотонной запрещенной зоны, наблюдающаяся в спектре про-

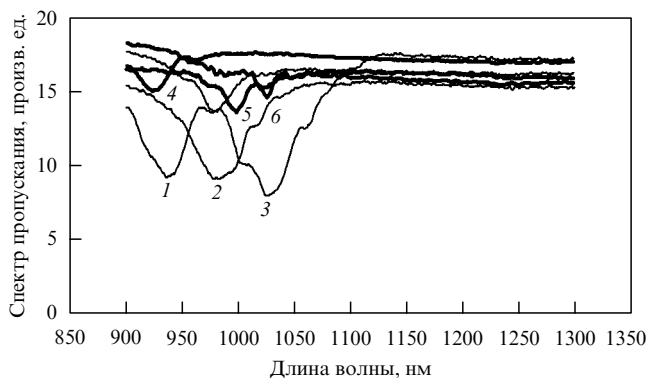


Рис. 8. Спектры пропускания ФК-волновода для различных направлений ФК-решетки в пределах первой зоны Бриллюэна (рис. 4а) для волоконной структуры типа стекло–воздух (1–3) и типа стекло–спирт (4–6).

пускания дырчатого волновода в случае, когда воздушные отверстия заполнены спиртом. Как видно из представленных на рис. 8 результатов (линии 4–6), положение и ширина запрещенной зоны при этом заметно изменяются.

Таким образом, результаты прямого численного интегрирования уравнений Максвелла методом конечных разностей подтверждают возможность формирования фотонной запрещенной зоны в спектре пропускания ФК-оболочки дырчатых волноводов в области частот, характерных для существующих экономичных фемтосекундных лазеров на сапфире с титаном и форстерите, при условии использования в качестве оболочки волновода двумерной периодической структуры с периодом менее 500 нм. Изготовление подобных волноводов позволило показать существование фотонной запрещенной зоны в области 930–1030 нм в спектре пропускания волноводов, измеренном в направлении, перпендикулярном направлению волноводного распространения излучения. Положение запрещенной зоны удовлетворительно описывается в рамках сформулированного выше численного подхода. Результаты данных экспериментов демонстрируют возможность перестройки фотонной запрещенной зоны ФК-оболочки дырчатых волноводов путем использования различных материалов для заполнения воздушных отверстий оболочки, что открывает широкие перспективы для управления дисперсией дырчатых волноводов.

## 5. Дисперсия дырчатых волноводов

Дисперсия волновода является ключевой характеристикой волновода для анализа возможности решения различных прикладных задач, включая исследование солитонных режимов распространения, формирования коротких импульсов, генерации суперконтинуума, генерации гармоник и других. Анализ дисперсии дырчатых волноводов затруднен сложным характером распределения поля в волноводных модах. В настоящее время существует несколько приближенных методов описания дисперсии дырчатых волноводов, основанных на использовании различных приближений.

Расчет дисперсии дырчатого волновода, выполненный в работе [21], основан на замене показателя преломления дырчатой оболочки эффективным показателем преломления. Данный подход позволил продемонстрировать существование для дырчатых волноводов областей аномальной дисперсии и точек нулевой дисперсии групповой скорости в видимом диапазоне. Результаты экспериментальных исследований, приведенные в этой работе, находятся в качественном согласии с теоретическими предсказаниями.

Созданные в работе [21] дырчатые волноводы с аномальной дисперсией в видимом диапазоне и экспериментально продемонстрированные возможности генерации суперконтинуума открывают широкие возможности для использования дырчатых волноводов в различных спектроскопических приложениях, формировании сверхкоротких световых импульсов, а также для реализации солитонных режимов распространения световых импульсов.

Необходимо отметить, однако, что применяемый в [21] метод расчета дисперсии дырчатых волноводов можно использовать лишь для получения самого

общего представления о поведении их дисперсии, так как данный подход не учитывает особенностей распределения поля в дырчатом волноводе и не позволяет выработать общий рецепт нахождения эффективного показателя преломления для оболочки волновода.

Метод расчета дисперсии дырчатых волноводов, основанный на разложении по плоским волнам, развивается в работах [13, 14]. В частности, авторы [14] решают задачу на собственные значения, соответствующую векторному уравнению для магнитного поля  $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ :

$$\nabla \times \left[ \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right] = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}), \quad (3)$$

где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость.

Используя теорему Блоха и разлагая периодическую составляющую решения уравнения (3) в ряд Фурье, авторы [14] представляют результат в виде

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \sum_{\gamma=1,2} \mathbf{h}_{\mathbf{k}+\mathbf{G},\gamma} \exp [i(\mathbf{k} + \mathbf{G})\mathbf{r}], \quad (4)$$

где  $\mathbf{k}$  — волновой вектор,  $\mathbf{G}$  — вектор обратной решетки,  $\gamma$  соответствует двум направлениям поля, перпендикулярным вектору  $\mathbf{k} + \mathbf{G}$ . Для данного волнового вектора  $\mathbf{k}$  решения задачи находятся методом вариационного исчисления.

Изложенный подход дает достаточно точную информацию о дисперсии дырчатого волновода, однако его осуществление требует достаточно мощных вычислительных ресурсов. Гораздо более экономичным в этом смысле представляется метод вычисления дисперсии, предложенный в работах Монро с соавторами [15, 37]. В основе этого метода лежит разложение поля в дырчатом волноводе по функциям, учитывающим известный из эксперимента факт локализации излучения в сердцевине волновода.

Полученное разложение подставляется затем в волновое уравнение для электрического поля и производится численное решение задачи на собственные функции и собственные значения. В результате этой процедуры находится распределение поля в волноводе и вычисляются постоянные распространения. Подход авторов [15, 37] оказался достаточно удобным для использования и способен с высокой точностью описать распределение поля в дырчатом волноводе. Особенно важным представляется то обстоятельство, что этот подход позволяет проанализировать влияние структуры оболочки (не обязательно периодической) на распределение поля и дисперсию дырчатых волноводов [16].

## 6. Приложения дырчатых волноводов: достижения и перспективы

### 6.1. Нелинейная оптика

Эксперименты по уширению спектра коротких световых импульсов и генерации суперконтинуума [19–21] представляют собой яркий пример того, как свойства дырчатых волноводов могут быть успешно использованы для решения целого ряда задач современной физики. По сути, экспериментально продемонстрированная в работе [21] возможность применения дырчатых волноводов для генерации суперконтинуума с использованием фемтосекундных импульсов субнаноджоулевого диапазона энергий открывает принципиально новые возможности в



различных областях физики, включая спектроскопические приложения, формирование коротких импульсов, управление спектром коротких импульсов и другие. Именно свойство дырчатых волноводов генерировать широкий спектр излучения для импульсов малой мощности положено в основу их использования для целей оптической метрологии частоты [28].

Существенно отметить также актуальность генерации излучения с широким спектром для спектроскопических приложений. Использование широкополосных источников когерентного излучения в линейной и нелинейной спектроскопии позволяет производить запись спектров за один лазерный импульс, что чрезвычайно важно для исследования нестационарных сред и сверхбыстрых явлений.

Наряду с широкополосными лазерами на красителе [77–79] для генерации широкополосного излучения в последнее время все более широко используются источники, позволяющие получать излучение с широким непрерывным спектром (суперконтинуум) [80]. Однако в связи с тем, что генерация суперконтинуума происходит за счет нелинейно-оптических процессов [80], использование данного подхода для получения широкополосного излучения с достаточной спектральной яркостью обычно требует высоких интенсивностей падающего излучения.

Идея увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий и, следовательно, эффективности уширения спектра и генерации суперконтинуума в дырчатых волноводах (по сравнению с обычными волноводами) основана на экспериментально продемонстрированной в работах [1, 4] возможности реализации устойчивого волноводного режима распространения лазерного излучения в дырчатых волноводах, характеризующегося низкими потерями, а также на эффекте локального увеличения поля в волноводных модах ФК-волноводов [18] (эффект локализации светового поля в двумерных фотонных кристаллах исследуется также в работах [76, 81, 82]).

Как уже упоминалось, анализ распространения излучения в дырчатых волноводах (особенно нелинейно-оптических взаимодействий) затруднен из-за сложного характера распределения излучения в собственных модах дырчатых волноводов. Ограничимся поэтому простыми, но физически наглядными рассуждениями, поясняющими возможность увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий в дырчатых волноводах. Для простейшего случая фазовой самомодуляции в волноводе с полый сердцевинной нелинейный набег фазы определяется выражением (см. [50])

$$\Phi_{SPM} = \frac{8\pi}{3n_0} \tilde{\gamma}_1^n \frac{P}{S_{\text{eff}}} L. \quad (5)$$

Здесь  $P$  — мощность излучения,  $L$  — длина взаимодействия,  $n_0$  — показатель преломления среды, заполняющей сердцевину волновода,  $S_{\text{eff}}$  — эффективная площадь моды,

$$\tilde{\gamma}_1^n = \frac{3\pi\omega^2}{2K_p^n c^2} \mathbf{e}_p^* \hat{\chi}^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, \omega) \mathbf{e}_p^n \mathbf{e}_p^* \mathbf{e}_p^n \frac{\iint [f_p^n(\mathbf{p})]^4 \rho \, d\rho \, d\theta}{\iint [f_p^n(\mathbf{p})]^2 \rho \, d\rho \, d\theta} \quad (6)$$

— коэффициент нелинейного взаимодействия, нормированный с учетом распределения поля в собственной моде

волновода  $f_p^n(\mathbf{p})$ ,  $\rho$  и  $\theta$  — полярные координаты в поперечном сечении волновода,  $K_p^n$  — константа распространения светового импульса,  $\hat{\chi}^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, \omega)$  — нелинейно-оптическая восприимчивость, ответственная за эффект фазовой самомодуляции,  $\mathbf{e}_p^n$  — единичный вектор поляризации поля в световом импульсе.

Как следует из выражения (5), использование дырчатого волновода позволяет увеличить эффективность нелинейно-оптического взаимодействия за счет уменьшения эффективной площади волноводной моды  $S_{\text{eff}}$  и увеличения длины взаимодействия  $L$ . Эти качественные рассуждения подтверждаются результатами измерений, выполненных в работе [18].

В случае невырожденных по частоте нелинейно-оптических процессов, таких как генерация оптических гармоник и параметрические взаимодействия световых импульсов, также следует ожидать увеличения эффективности нелинейно-оптического преобразования частоты за счет уменьшения эффективной площади волноводной моды  $S_{\text{eff}}$  и достаточно большой длины взаимодействия  $L$ . При этом имеется возможность получения дополнительного выигрыша в эффективности нелинейно-оптического процесса за счет улучшения условий фазового и группового согласования в условиях, когда дисперсия волноводных мод приводит к компенсации материальной дисперсии (см. [49, 50]).

Чрезвычайно важной представляется также возможность реализации волноводного распространения и нелинейно-оптических взаимодействий коротких лазерных импульсов вблизи нулевой дисперсии групповой скорости

$$D^n = \frac{\partial^2 K_p^n}{\partial \omega^2} = -\frac{1}{(u_p^n)^2} \left( \frac{\partial u_p^n}{\partial \omega} \right), \quad (7)$$

где  $u_p^n$  — групповая скорость импульса, соответствующая рассматриваемой собственной моде волновода.

За счет взаимной компенсации волноводной и материальной составляющих дисперсии дырчатые волноводы, как было показано авторами [21], позволяют сместить точку нулевой дисперсии групповой скорости в видимую область. Авторам [21] удалось реализовать схему генерации суперконтинуума со спектральной шириной, превышающей 550 ТГц, в дырчатом волноводе длиной 75 см вблизи нулевой дисперсии групповой скорости для импульсов длительностью 100 фс с энергией менее 1 нДж.

Длина волны излучения, используемого в этих и многих других экспериментах по уширению спектра коротких лазерных импульсов, достаточно далека от фотонной запрещенной зоны оболочки дырчатого волновода. Однако, как показывают результаты подобных экспериментов, эффекты ограничения светового поля в сердцевине дырчатого волновода приводят к существенному увеличению эффективности спектрального уширения коротких лазерных импульсов по сравнению с обычным волноводом.

Таким образом, свойства дырчатых волноводов представляются весьма перспективными для увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий. Систематическому измерению эффективного увеличения нелинейности за счет локализации излучения в сердцевине дырчатого волновода посвящена работа [18].

## 6.2. Управление спектром коротких импульсов

Остановимся подробнее на результатах экспериментов, посвященных исследованию распространения фемтосекундных лазерных импульсов в дырчатых волноводах. Исследования показывают [19, 20], что использование дырчатых волноводов позволяет существенно увеличить уширение спектра фемтосекундных импульсов по сравнению с обычными волноводами. Этот результат представляется важным в связи с задачами компрессии световых импульсов и создания источников широкополосного излучения и является экспериментальным подтверждением возможности увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий сверхкоротких световых импульсов в дефектных модах ФК-структур.

Возможности использования дырчатых волноводов для управления спектром коротких световых импульсов могут быть использованы также для решения задач медицинской оптики [29], в частности для реализации схем оптической когерентной томографии с использованием фемтосекундных лазерных импульсов [83, 84].

Технология изготовления дырчатых волноводов в экспериментах [19, 20] была аналогична процедуре, разработанной авторами работ [1, 4] и описанной в разделе 4. С помощью этой процедуры получались оптические волноводы с оболочкой, имеющей форму двумерного фотонного кристалла со строго периодически расположенными воздушными отверстиями. В исследованиях [19, 20] использовались образцы с шагом структуры от 1,4 до 3,2 мкм и отношением диаметра отверстия к шагу, равным 0,4. Для внесения дефекта в двумерную ФК-решетку центральный капилляр заполнялся стеклом другой марки. Это волокно служило сердцевиной в дырчатом волноводе.

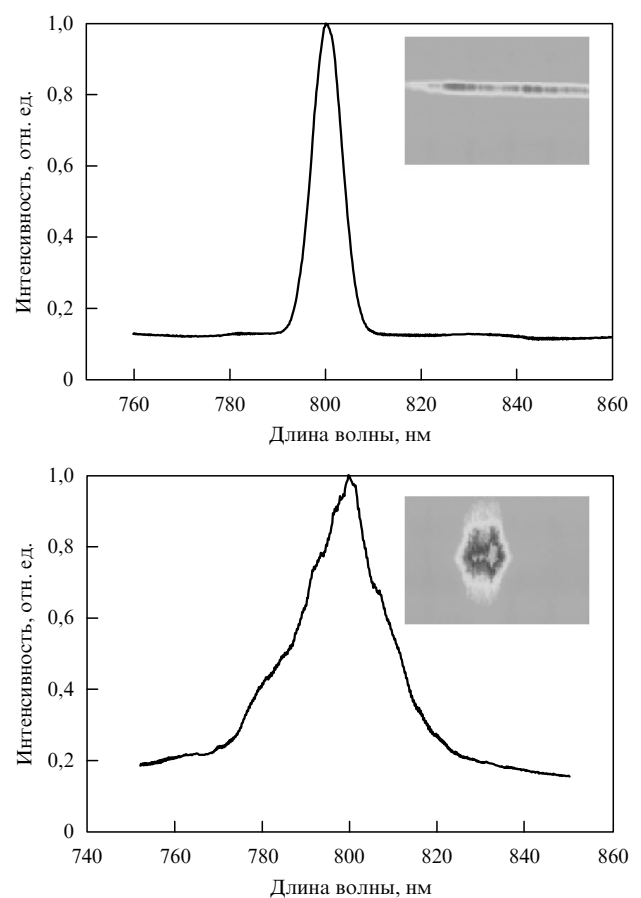
Эксперименты [19, 20] по исследованию спектрального уширения проводились с использованием лазерной системы, состоящей из лазера на сапфире с титаном, восьмипроходного предусилителя и четырехпроходного оконечного усилителя. Длительность лазерных импульсов, генерируемых с частотой 10 Гц, составляла 150 фс. Максимальная энергия лазерных импульсов достигала 100 мДж. В описываемых экспериментах энергия лазерного излучения варьировалась в диапазоне от 1 нДж до 15 мкДж. Контраст фемтосекундных импульсов, измеренный для времени задержки относительно максимума импульса, равного 1 пс, составлял  $10^{-4}$ .

Излучение лазера фокусировалось на входную грань волновода. Эксперименты выполнялись с линзами, имеющими различные фокусные расстояния. Для того чтобы иметь возможность сравнения результатов экспериментов, выполняемых с дырчатыми волноводами и обычными волноводами (для генерации суперконтинуума), измерения проводились с использованием фокусирующей линзы с фокусным расстоянием 10 см. При этом размер сфокусированного пучка составлял 100 мкм.

Для дырчатого волновода с диаметром сердцевины волокна, изменяющимся в диапазоне от 0,56 до 1,28 мкм, подобная фокусировка соответствовала возбуждению волноводной моды практически плоской падающей волной (для дефектных мод фотонных кристаллов данный режим возбуждения теоретически исследовался в работах [63, 68, 69]). При этих условиях лишь небольшая часть энергии вводилась в волновод. Значительные

потери энергии при вводе излучения в дырчатый волновод были вызваны также рассеянием излучения из-за недостаточно тщательной полировки входной грани волокна. Спектр лазерных импульсов на выходе волновода анализировался при помощи монохроматора и ПЗС-камеры, которая использовалась для построения изображения выходной щели монохроматора.

Анализ спектров излучения на выходе дырчатого волновода указывает на существенное уширение спектра фемтосекундных импульсов. В условиях, когда в волновод вводились спектрально ограниченные импульсы длительностью 150 фс (рис. 9а), ширина спектра импульса на выходе волновода, измеренная на уровне 0,3 от максимума интенсивности) составляла примерно 40 нм. При этом значительная часть энергии излучения содержалась также в крыльях спектра (рис. 9б).



**Рис. 9.** Уширение спектра фемтосекундного импульса на выходе дырчатого волновода [19, 20]: (а) спектр исходного импульса излучения лазера на сапфире с титаном длительностью 150 фс; (б) уширенный спектр импульса на выходе волновода с периодом ФК-структуры в оболочке, равным 1,7 мкм. На вставках показаны изображения лазерного пучка, построенные с помощью ПЗС-камеры. Горизонтальное направление соответствует пространственному профилю пучка, а вертикальное — спектральному профилю.

На вставках к рис. 9а и 9б показаны изображения лазерного пучка на выходе монохроматора, построенные с помощью ПЗС-камеры. Горизонтальное направление на этих изображениях соответствует пространственному профилю пучка, а вертикальное — профилю спектра лазерного импульса. Спектральное уширение фемтосекундного импульса на выходе дырчатого волно-

вода проявляется в виде увеличения размера изображения в вертикальном направлении. Изображение на вставке к рис. 9б позволяет обнаружить также наличие нерегулярной модуляции в спектре импульса на выходе дырчатого волновода.

Основные свойства наблюдаемого уширения спектра фемтосекундных импульсов аналогичны свойствам, характерным для этого явления в обычных оптических волокнах. Данные свойства хорошо изучены ранее и подробно описаны в литературе [80]. Важно отметить, что даже в условиях наличия значительных потерь на рассеяние при вводе излучения в дырчатый волновод спектральное уширение, получаемое при помощи этого волновода, значительно превышает уширение спектра аналогичных импульсов в обычном волноводе с существенно более высоким качеством входной грани.

Таким образом, результаты экспериментов [19, 20] свидетельствуют о том, что импульсы лазера на сапфире с титаном длительностью 150 фс испытывают значительное спектральное уширение в дырчатых волноводах. Этот эффект может быть использован как в схемах компрессии световых импульсов, так и для создания новых источников широкополосного излучения. Применение дырчатых волнопроводов, обеспечивающих большие длины нелинейного взаимодействия за счет устойчивого волноводного режима в достаточно широком диапазоне длин волн, позволяет снизить требования к интенсивности падающего излучения в схемах управления спектрами сверхкоротких лазерных импульсов и генерации суперконтинуума.

Проведенные эксперименты указывают на возможность использования дырчатых волнопроводов для увеличения эффективности и других нелинейно-оптических взаимодействий. Дальнейшее увеличение эффективности нелинейно-оптических взаимодействий в подобных волноводах может быть достигнуто в диапазоне длин волн, лежащем ближе к области фотонной запрещенной зоны ФК-оболочки. Эффективность нелинейно-оптических процессов может быть также существенно повышена за счет использования материалов с более высокими оптическими нелинейностями и улучшения условий фазового согласования путем управления различными компонентами дисперсии волноводных ФК-структур.

Как уже упоминалось, широкие возможности для увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий открываются в связи с созданием дырчатых волнопроводов с поллой сердцевиной [17] (рис. 1г). Энергия световых импульсов, которую можно ввести в волновод данного типа без опасности его повреждения, существенно превышает энергию, которую можно ввести в волновод с твердотельной сердцевиной. Нелинейно-оптические процессы в волноводах с поллой сердцевиной и сплошной диэлектрической оболочкой (рис. 1б) в настоящее время широко используются для получения предельно коротких световых импульсов и генерации гармоник высокого порядка [52–54].

Дырчатые волнопроводы с поллой сердцевиной дают также возможность существенно повысить чувствительность методов нелинейно-оптической спектроскопии [85]. Следует ожидать, что использование для этих целей подобных волнопроводов позволит снизить оптические потери, увеличить степень локализации светового поля в сердцевине волокна, улучшить условия фазового согласования для процессов нелинейно-оптического пре-

образования частоты и приведет к дальнейшему увеличению чувствительности современных методов когерентной нелинейной спектроскопии [86].

## 7. Заключение

Таким образом, благодаря своим уникальным свойствам дырчатые волнопроводы позволяют решить ряд важных задач фундаментального и технологического характера и открывают широкие перспективы для исследований в различных областях современной физики. На диаграмме, представленной на рис. 10, приведен краткий перечень основных свойств дырчатых волнопроводов и перечислены задачи и области физики, прогресс в которых может быть достигнут благодаря использованию дырчатых волнопроводов.

Одним из наиболее важных свойств дырчатых волнопроводов является существование устойчивого одномодового режима распространения излучения в широком диапазоне длин волн. Это свойство, как видно из диаграммы на рис. 10, является базовым для ряда приложений дырчатых волнопроводов в волоконной оптике и чрезвычайно полезно для приложений этих волнопроводов в других областях физики.

Существование фотонной запрещенной зоны не является непрерывным свойством дырчатых волнопроводов. Однако волнопроводы с ФК-оболочкой позволяют решить ряд фундаментальных задач в области физики фотонных кристаллов, включая задачи локального увеличения поля, управления свойствами излучения атомов и молекул, увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий, исследования квантово-электродинамических аспектов взаимодействия атомов с модами излучения микрорезонаторов и фотонных кристаллов. Экспериментально продемонстрированная возможность перестройки фотонной запрещенной зоны ФК-оболочки волновода означает возможность управления дисперсией волновода.

Как показывают экспериментальные и теоретические исследования, благодаря наличию всех этих свойств дырчатые волнопроводы чрезвычайно перспективны для решения задач нелинейной оптики, генерации излучения с широким спектром, формирования коротких световых импульсов, нелинейно-оптического преобразования частоты и оптического переключения. В свою очередь, высокоэффективная генерация излучения с широким спектром открывает новые возможности в спектроскопии, технике генерации коротких импульсов и высокоточных оптических измерений частоты. Дырчатые волнопроводы с поллой сердцевиной могут быть использованы для генерации высоких гармоник в поле интенсивного лазерного излучения и для транспортировки холодных атомов. Возможности управления спектром коротких импульсов и передачи изображения чрезвычайно полезны для многих прикладных задач, включая задачи медицинской оптики.

Наконец, возможность активного формирования дисперсии дырчатых волнопроводов открывает новые перспективы для решения задач передачи информации.

Учитывая масштабные исследования целого ряда научных групп и интенсивно развивающееся научное сотрудничество, направленные на использование дырчатых волнопроводов в различных областях физики, по видимому, уже в ближайшее время следует ожидать

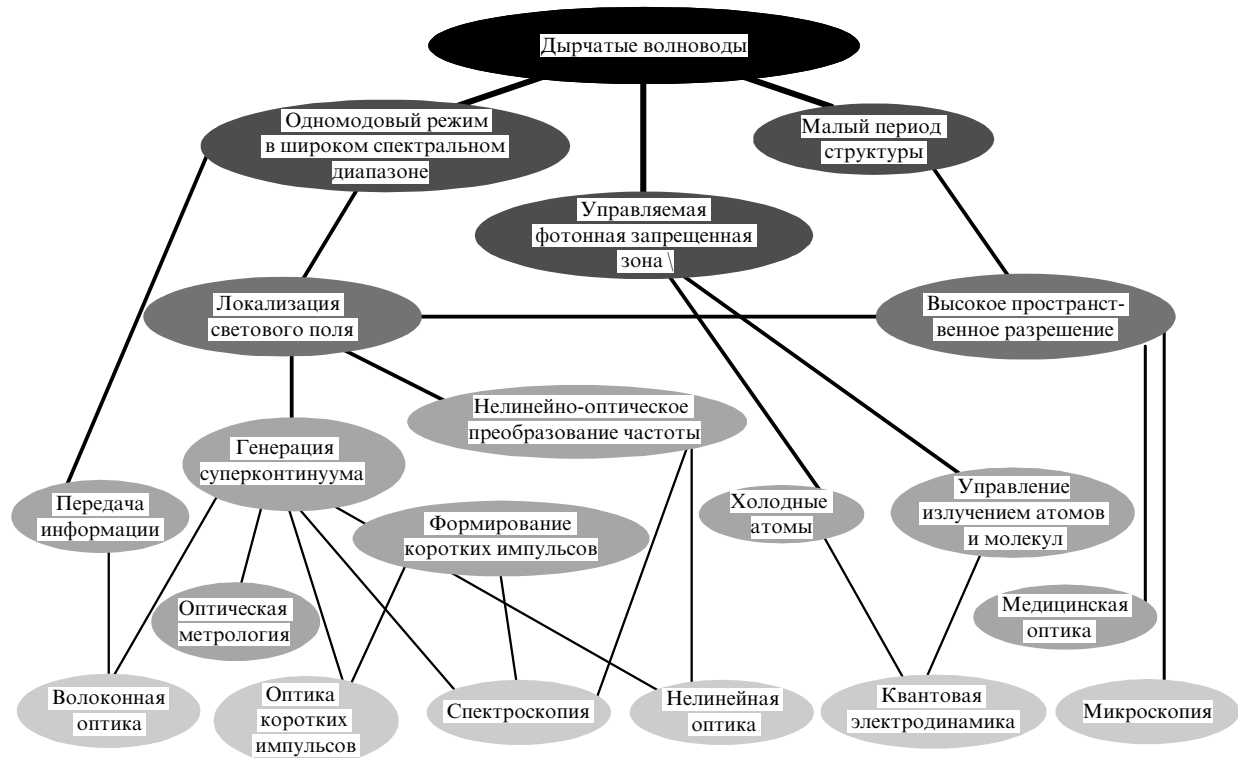


Рис. 10. Основные свойства и области применений дырчатых волноводов.

появления новых ярких результатов в этой бурно развивающейся области физики.

Автор выражает глубокую признательность М.В. Алфимову, В.В. Аристову, А.В. Тарасишину, Д. фон дер Линде, П.К. Кашкарову, А.Б. Федотову, А.А. Иванову, В.И. Белоглазову, А.П. Тарасевичу, Н.Б. Скибиной, Ю.С. Скибиной, С.А. Магницкому, Л.А. Мельникову, Д. Хорвату, Д. Хорвату (мл.), В.В. Старкову, Д.А. Сидорову-Бирюкову, Л.А. Голованову, Б.А. Кириллову за плодотворное сотрудничество и стимулирующие обсуждения. Автор также искренне признателен В.А. Исакову за полезные замечания и предложения.

Работа выполнена при поддержке грантов Президента Российской Федерации (№ 00-15-99304), Российского фонда фундаментальных исследований (№ 00-02-17567), ИНТАС (№ 97-0369), CRDF, а также государственных научно-технических программ Российской Федерации "Фундаментальная метрология", "Фундаментальная спектроскопия", "Оптика, лазерная физика".

## Список литературы

1. Knight J C et al. *Opt. Lett.* **21** 1547 (1996)
2. Snyder A W, Love J D *Optical Waveguide Theory* (London: Chapman and Hall, 1983)
3. Дианов Е М, в кн. *Справочник по лазерам* Т. 2 (Ред. А М Прохоров) (М.: Сов. радио, 1978) с. 108
4. Birks T A, Knight J C, Russell P S J *Opt. Lett.* **22** 961 (1997)
5. Knight J C et al. *Science* **282** 1476 (1998)
6. Russell P St J et al. *Jpn. J. Appl. Phys. Suppl.* **Suppl. 37-1** 45 (1998)
7. Knight T C et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **15** 748 (1998)
8. Mogilevtsev D, Birks T A, Russell P St J *Opt. Lett.* **23** 1662 (1998)
9. Knight J C et al. *Electron. Lett.* **34** 1347 (1998)
10. Knight J C et al. *Appl. Opt.* **37** 449 (1998)
11. Broeng J et al. *Opt. Commun.* **156** 240 (1998)
12. Knight J C et al. *Opt. Mater.* **11** 143 (1999)
13. Ferrando A et al. *Opt. Lett.* **24** 276 (1999)
14. Broeng J et al. *Opt. Lett.* **25** 96 (2000)
15. Monro T M et al. *J. Lightwave Technol.* **17** 1093 (1999)
16. Monro T M et al. *J. Opt. Lett.* **25** 206 (2000)
17. Cregan R F et al. *Science* **285** 1537 (1999)
18. Broderick N G R et al. *Opt. Lett.* **24** 1395 (1999)
19. Fedotov A B et al. *Laser Phys.* **10** 723 (2000)
20. Федотов А Б и др. *Письма ЖЭТФ* **71** 407 (2000)
21. Ranka J K, Windeler R S, Stentz A J *Opt. Lett.* **25** 25 (2000)
22. Желтиков А М *Фотонные кристаллы в лазерной физике и нелинейной оптике* Вып. 2 (М.: УНЦ "Фундаментальная оптика и спектроскопия", 1999) с. 79
23. Тарасишин А В *Квантовая электроника*. **30** 9 (2000)
24. Tarasishin A V et al. *Opt. Commun.* (in press)
25. Fedotov A B et al. *Laser Phys.* **10** (5) 1086 (2000)
26. Алфимов М В и др. *Письма ЖЭТФ* **71** 714 (2000)
27. Zheltikov A M, in *Modern Problems of Laser Physics (MPLP'2000) Abstracts* (Novosibirsk, Russia, July 2–7, 2000) (Novosibirsk, 2000) p. 4; Zheltikov A M *Photonic Crystals in Nonlinear Optics* (Bonn: Bonn Univ., 1999)
28. Holzwarth R et al., in *Modern Problems of Laser Physics (MPLP'2000) Abstracts* (Novosibirsk, Russia, July 2–7, 2000) (Novosibirsk, 2000) p. 24
29. Ivanov A A et al. *Proc. SPIE* (in press)
30. Yablonovitch E *J. Opt. Soc. Am. B* **10** 283 (1993)
31. John S *Photonic Band Gap Materials: A New Frontier in Quantum and Nonlinear Optics* (Erice: Ettore Majorana Center, 2000)
32. Joannopoulos J D, Meade R D, Winn J N *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* (Princeton: Princeton Univ., 1995)
33. *Photonic Band Gaps and Localization* (Ed. C M Soukoulis) (New York: Plenum Press, 1993)
34. Russell P *Two-Dimensional Photonic Crystals* (Erice: Ettore Majorana Center, 2000)
35. Koroteev N I et al. *Opt. Commun.* **159** 191 (1999)
36. Желтиков А М, Тарасишин А В, Магницкий С А *ЖЭТФ* **118** 340 (2000)
37. Monro T *Exploring the Optical Properties of Holey Fibres* (Erice: Ettore Majorana Center, 2000)

38. Zheltikov A M *Controlling Light Pulses and Light Beams with Photonic Band-Gap Structures* (Erice: Ettore Majorana Center, 2000)
39. Bell J *Opto & Laser Europe* **54** 27 (1998)
40. Rigby P *Nature* (London) **396** 415 (1998)
41. Rice J M *Opt. Photonics News* **10** (2) 8 (1999)
42. Levi B G *Phys. Today* **52** (12) 21 (1999)
43. Photonic Fibres: Secrets from a Butterfly's Wing, *Financial Times*, 7 April (1999)
44. Ball P *New Scientist* (June 12) 36 (1999)
45. Gander M J et al. *Opt. Lett.* **24** 1017 (1999)
46. Bennett P J, Monro T M, Richardson D J *Opt. Lett.* **24** 1203 (1999)
47. Nisoli M et al. *Opt. Lett.* **22** 522 (1997)
48. Koroteev N I, Zheltikov A M *Appl. Phys. B* **67** 53 (1998)
49. Durfee C G III, Backus S, Murnane M M, Kapteyn H C *Opt. Lett.* **22** 1565 (1997)
50. Zheltikov A M, Koroteev N I, Naumov A N *ЖЭТФ* **88** 857 (1999)
51. Durfee C G III et al. *Opt. Lett.* **24** 697 (1999)
52. Rundquist A et al. *Science* **280** 1412 (1998)
53. Constant E et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 1668 (1999)
54. Durfee C G III et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 2187 (1999)
55. Желтиков А М, Наумов А Н *Квантовая электрон.* **30** 351 (2000)
56. Naumov A N, Giammanco F, Zheltikov A M *Laser Phys.* **10** 774 (2000)
57. Borisov R A et al. *Appl. Phys. B* **67** 765 (1998)
58. Aristov V V et al. *Laser Phys.* **9** 1260 (1999)
59. Aristov V V et al. *Laser Phys.* **10** (4) 946 (2000)
60. Pendry J B *J. Phys.: Condens. Mater.* **8** 1085 (1996)
61. Fan S et al. *Phys. Rev. B* **59** 15882 (1999)
62. Busch K, John S *Phys. Rev. Lett.* **83** 967 (1999)
63. Astratov V N et al. *Phys. Lett. A* **222** 349 (1996)
64. Vlasov Yu A et al. *Phys. Rev. B* **55** R13357 (1997)
65. Scalora M et al. *Phys. Rev. A* **56** 3166 (1997)
66. Centini M et al. *Phys. Rev. E* **60** 4891 (1999)
67. Тарасишин А В, Желтиков А М, Магницкий С А *Письма ЖЭТФ* **70** 800 (1999)
68. Scalora M et al. *Phys. Rev. E* **54** R1078 (1996)
69. Scalora M et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 1368 (1994)
70. Tran P *Opt. Lett.* **21** 1138 (1996)
71. Tran P J. *Opt. Soc. Am. B* **16** 70 (1999)
72. Scholz S, Hess O, Ruhle R *Opt. Express* **3** 28 (1998)
73. Nefedov I S et al. *Laser Phys.* **10** 640 (2000)
74. Qiming Li et al. *Phys. Rev. B* **53** 15577 (1996)
75. Taflove A *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* (Boston: Artech House, 1995)
76. Желтиков А М, Магницкий С А, Тарасишин А В *ЖЭТФ* **117** 691 (2000)
77. Roh W B, Schreiber P, Taran J P E *Appl. Phys. Lett.* **29** 174 (1976)
78. Harvey A B, Nibler J W *Appl. Spectrosc. Rev.* **14** 101 (1978)
79. Ахманов С А, Коротеев Н И *Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света* (М.: Наука, 1981)
80. *The Supercontinuum Laser Source* (Ed. R R Alfano) (New York: Springer-Verlag, 1989)
81. Желтиков А М, Магницкий С А, Тарасишин А В *Письма ЖЭТФ* **70** 323 (1999)
82. Magnitskii S A, Tarasishin A V, Zheltikov A M *Appl. Phys. B* **69** 497 (1999)
83. Bouma B E et al. *Opt. Lett.* **21** 1839 (1996)
84. Tearney G J et al. *Opt. Lett.* **21** 1408 (1996)
85. Miles R B, Laufer G, Bjorklund G C *Appl. Phys. Lett.* **30** 417 (1977)
86. Zheltikov A M *J. Raman Spectrosc.* **31** 563 (2000)

## Holey fibers

### A.M. Zheltikov

*M.V. Lomonosov Moscow State University, Physics Department  
Vorob'evy gory, 119899 Moscow, Russian Federation  
Tel. (7-095) 939-39 59  
Fax (7-095) 939-31 13  
E-mail: zheltikov@top.phys.msu.su*

A brief review is given of the conceptual and technological progress achieved in various areas of physics due to the extensive use of a new class of fibers, whose cladding consists of an array of hollow silica fibers fused and processed at a high temperature. The main properties of such fibers are considered and their application to physical problems is discussed.

PACS numbers: 42.65.Re, 42.70.Qs, 42.81.Cn

Bibliography — 86 references

*Received 14 August 2000, revised 1 September 2000*