

# УПРАВЛЯЕМАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ СВЕТА И НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕРХКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В МИКРО- И НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ВОЛОКНАХ С ПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ ФОТОННОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНОЙ

*А. М. Желтиков<sup>a\*</sup>, М. В. Алфимов<sup>b</sup>, А. Б. Федотов<sup>a</sup>, А. А. Иванов<sup>b</sup>,  
М. С. Сырчин<sup>a</sup>, А. П. Тарасевич<sup>c\*\*</sup>, Д. фон дер Линде<sup>c\*\*\*</sup>*

<sup>a</sup> *Международный лазерный центр, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119899, Москва, Россия*

<sup>b</sup> *Центр фотохимии Российской академии наук  
117421, Москва, Россия*

<sup>c</sup> *Institut für Laser- und Plasmaphysik, Universität Essen  
D-45117, Essen, Germany*

Поступила в редакцию 27 апреля 2001 г.

Продемонстрированы физические принципы управления локализацией света и нелинейно-оптическими взаимодействиями в микро- и наноструктурированных волокнах. Экспериментальное исследование спектра пропускания оболочки наноструктурированных волноводов, изготовленной в виде двумерной периодической структуры с периодом менее 500 нм, выявило наличие фотонных запрещенных зон, перестраиваемых в области 930–1030 нм. Изучено влияние структуры оболочки дырчатого волокна на эффективную площадь волноводной моды и спектральное уширение фемтосекундных импульсов, генерируемых лазерами на сапфире с титаном и форстерите. Показано, что увеличение содержания воздуха в оболочке дырчатого волокна приводит к значительному повышению эффективности спектрального уширения лазерных импульсов за счет увеличения степени локализации светового поля в сердцевине волокна.

PACS: 42.70.Qs, 42.65.Wi

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие физики в последние годы характеризуется появлением новых перспективных направлений, возникающих на стыке различных областей физических исследований, а также в результате сочетания физических подходов и идей с достижениями других областей науки. В частности, синтез достижений современной лазерной физики и квантовой химии привел к возникновению такого перспективного и бурно развивающегося направления как фем-

тохимия [1], в рамках которого уже продемонстрирована возможность управления сверхбыстрыми химическими процессами и получения информации о подобных процессах в реальном времени [2, 3]. Прогресс в области физики твердого тела, оптики пространственно-периодических структур и нанотехнологий, основанных на самых разнообразных физических и химических процессах, способствовал развитию исследований свойств и многочисленных приложений фотонных кристаллов [4–6] — искусственных структурно-организованных сред, характеризующихся пространственной периодичностью оптических характеристик, в которых элементарные кристаллические ячейки имеют размеры порядка оптической длины волны.

\*E-mail: zheltikov@top.phys.msu.su

\*\*A. P. Tarasevitch

\*\*\*D. von der Linde

В настоящее время увлекательные перспективы открываются в связи с сочетанием достижений фотохимии, включая использование сверхкоротких лазерных импульсов для управления свойствами и фазовым состоянием вещества, с широкими возможностями передовых лазерных систем и технологий изготовления наноструктур. По сути в данном случае речь идет о формировании нового направления научных исследований — фемтонофотонике. Речь при этом идет о возможности целенаправленного изменения свойств вещества и управления фундаментальными (в том числе, сверхбыстрыми) процессами в веществе на физическом и химическом уровнях путем наноструктурирования материалов. Исследования в этом направлении, в частности, позволили продемонстрировать возможности управления свойствами люминесценции [7, 8] в фотонных кристаллах (ФК), создания наноструктур, включая фотонные кристаллы, методами двухфотонной полимеризации [9], а также использования средств электрохимического и глубокого фотоанодного травления для создания наноструктур и ФК-структур [10–13], открывающих широкие возможности для управления короткими импульсами и нелинейно-оптическими взаимодействиями.

Один из перспективных способов управления фундаментальными физическими процессами в ФК-структурах связан с использованием микро- и наноструктурированных волокон [14–24]. Волокна этого нового типа (известные также как дырчатые волокна [21–24]) находят все более широкие приложения в современной оптике и оптических технологиях. Оболочка подобных волокон (рис. 1а) образуется двумерным (часто периодическим) набором плотно упакованных и вытянутых при высокой температуре полых стеклянных волокон. В качестве сердцевин дырчатого волокна используются либо волокна без отверстий [14, 15], обеспечивающие волноводный эффект за счет явления полного внутреннего отражения, либо воздушные отверстия, образующиеся в результате удаления нескольких волокон из набора капилляров на этапе изготовления [19]. В последнем случае моды дырчатых волноводов формируются аналогично модам полых волноводов, но характеризуются значительно более низкими оптическими потерями.

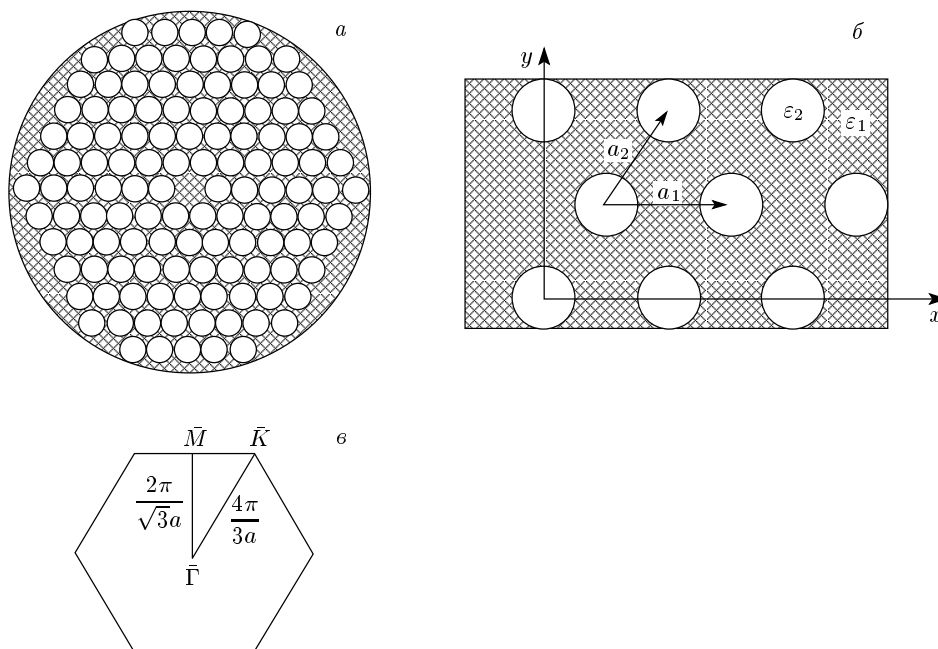
Одно из основных преимуществ дырчатых волноводов связано с возможностью реализации одномодового режима распространения излучения в подобных волноводах в очень широкой спектральной области [15, 16]. Волноводы данного типа открывают уникальные возможности как для созда-

ния устройств для формирования сверхкоротких импульсов и управления их параметрами, так и для проведения экспериментов по управлению люминесценцией молекул в широком спектральном диапазоне [24]. Благодаря своим свойствам дырчатые волноводы представляют значительный интерес как в связи с новыми возможностями, открывающимися в области волоконной оптики [14–24], так и в связи с перспективами решения многих актуальных задач нелинейной оптики [21–26], физики фотонных кристаллов и квантовой электродинамики [16, 27–31], атомной оптики [30, 31], создания оптических синтезаторов частоты и высокоточных оптических измерений частоты [32], медицинской оптики [33] и оптической передачи информации [25].

В данной работе развиваются и демонстрируются физические принципы управления локализацией света и нелинейно-оптическими взаимодействиями в микро- и наноструктурированных волокнах. Выполненное в наших экспериментах исследование спектра пропускания оболочки наноструктурированных волноводов, изготовленной в виде двумерной периодической структуры с периодом менее 500 нм, выявило наличие фотонных запрещенных зон, перестраиваемых в области 930–1030 нм. Ниже представлены результаты расчетов оптических свойств подобных волокон, основанные на использовании метода плоских волн. Приведены также результаты исследования влияния структуры оболочки дырчатого волокна на эффективную площадь волноводной моды и спектральное уширение сверхкоротких лазерных импульсов в дырчатых волноводах с различной структурой сердцевин и оболочки и различным содержанием воздуха в оболочке. Экспериментальные данные, приводимые в настоящей работе, свидетельствуют о том, что увеличение содержания воздуха в оболочке волокна приводит к значительному повышению эффективности спектрального уширения лазерных импульсов за счет увеличения степени локализации светового поля в сердцевине волокна.

## 2. ПЕРЕСТРОЙКА ФОТОННОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ВОЛОКОН

В случае периодического расположения воздушных отверстий в оболочке дырчатого волновода спектр пропускания подобной структуры, измеренный в направлении, перпендикулярном направле-



**Рис. 1.** *a* — Дырчатый волновод. Заштрихованные области соответствуют материалам с большими показателями преломления. *б* — Двумерная периодическая структура оболочки дырчатого волновода. *в* — Первая зона Бриллюэна, соответствующая треугольной решетке воздушных отверстий в диэлектрике, с характерными направлениями, определяемыми точками  $\Gamma(0, 0)$ ,  $M(0, 2\pi/\sqrt{3}a)$ ,  $K(2\pi/3a, 2\pi/\sqrt{3}a)$

нию волноводного распространения, характеризуется наличием фотонных запрещенных зон — областей частот, в которых излучение не может проникать в оболочку волновода. Сердцевина дырчатых волокон при этом может рассматриваться 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, [14, 24]) и могут быть использованы в экспериментах по управлению свойствами излучения атомов и молекул и по локализации света в области фотонных запрещенных зон, которые активно обсуждаются в настоящее время [4–6, 34–39].

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 настоящей работе продемонстрированы физические принципы реализации ФК-волокон с фотонной запрещенной зоной оболочки, перестраиваемой в видимой и ближней ИК-областях спектра.

В разд. 2.1 мы воспользуемся методом разложения по плоским волнам для расчета дисперсии двумерной ФК-структуры оболочки наноструктурированного волновода. На основе этих расчетов определяется положение фотонной запрещенной зоны и формулируются требования к ФК-волокну, работающему в режиме световода за счет фотонной запрещенной зоны в ближнем ИК-диапазоне. В разд. 2.2 представлены результаты экспериментов по наблюдению фотонной запрещенной зоны в спектре оболочки ФК-волновода и управлению положением данной фотонной запрещенной зоны.

### 2.1. Численный анализ дисперсии и спектра пропускания ФК-волокна

Для расчета структуры фотонной запрещенной зоны ФК-оболочки дырчатых волноводов использовался стандартный подход, основанный на методе плоских волн (см. [40]). В качестве модели оболочки ФК-волновода рассматривалась система периодических цилиндров с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2$  бесконечной длины, образующих двумерную периодическую структуру с треугольной решеткой в среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$  (рис. 1б).

Узлы образованной таким образом двумерной решетки с векторами элементарных трансляций  $\mathbf{a}_1$  и  $\mathbf{a}_2$  (см. рис. 1б) задаются следующим выражением:

$$\mathbf{r}_i = i_1 \mathbf{a}_1 + i_2 \mathbf{a}_2, \quad (1)$$

где  $i = \{i_1, i_2\}$ ,  $i_1$  и  $i_2$  — целые числа.

Введем также обратную решетку (рис. 1в), определяемую векторами

$$\mathbf{g}_j = j_1 \mathbf{b}_1 + j_2 \mathbf{b}_2, \quad (2)$$

где  $j = \{j_1, j_2\}$ ,  $j_1$  и  $j_2$  — целые числа, а векторы трансляции обратной решетки  $\mathbf{b}_1$  и  $\mathbf{b}_2$  находятся из соотношения

$$\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{b}_j = 2\pi\delta_{ij}, \quad i, j = 1, 2. \quad (3)$$

Поскольку диэлектрическая проницаемость рассматриваемой системы является пространственно-периодической функцией,  $\varepsilon(\mathbf{r}_{\parallel} + \mathbf{r}_i) = \varepsilon(\mathbf{r}_{\parallel})$  (где  $\mathbf{r}_{\parallel}$  — вектор в плоскости  $xy$ ), ее можно представить в виде двумерного ряда Фурье:

$$\varepsilon(\mathbf{r}_{\parallel}) = \sum_{g_j} \varepsilon'(\mathbf{g}_j) \exp(i\mathbf{g}_j \cdot \mathbf{r}_{\parallel}). \quad (4)$$

В рассматриваемом случае коэффициенты разложения в выражении (4) находятся по следующей формуле:

$$\varepsilon'(\mathbf{g}_j) = \begin{cases} \varepsilon_1 + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)f, & \mathbf{g}_j = 0, \\ (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)f \frac{2J_1(|\mathbf{g}_j|R)}{(|\mathbf{g}_j|R)}, & \mathbf{g}_j \neq 0, \end{cases} \quad (5)$$

где  $R$  — радиус цилиндров,  $J_1$  — функция Бесселя первого порядка,  $f$  — коэффициент заполнения, равный отношению площади сечения цилиндра плоскостью  $xy$  ( $\pi R^2$ ) к площади элементарной ячейки решетки ( $|\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2|$ ). Заметим, что величина  $\varepsilon^{-1}(\mathbf{r}_{\parallel})$  также является периодической и может быть разложена в ряд Фурье:

$$\varepsilon^{-1}(\mathbf{r}_{\parallel}) = \sum_{g_j} \alpha'(\mathbf{g}_j) \exp(i\mathbf{g}_j \cdot \mathbf{r}_{\parallel}). \quad (6)$$

Коэффициенты разложения в выражении (6) определяются формулами, аналогичными (5), но с заменой  $\varepsilon_i \rightarrow \varepsilon_i^{-1}$ .

Используем полученные выше выражения для нахождения дисперсионного соотношения для рассматриваемой двумерной периодической структуры. Будем рассматривать распространение гармонического поля  $\mathbf{E}$ , поляризованного вдоль оси цилиндров ( $E$ -поляризация) и не зависящего от  $z$ , в плоскости  $xy$ . В этом случае поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  можно записать в следующем виде:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_{\parallel}, t) = \{0, 0, E_z(\mathbf{r}_{\parallel})\} \exp(-i\omega t), \quad (7)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}_{\parallel}, t) = \{H_x(\mathbf{r}_{\parallel}), H_y(\mathbf{r}_{\parallel}), 0\} \exp(-i\omega t). \quad (8)$$

Подставив выражения (7) и (8) в уравнения Максвелла, можно получить уравнение для  $E_z(\mathbf{r}_{\parallel})$ :

$$\varepsilon^{-1}(\mathbf{r}_{\parallel}) \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) E_z(\mathbf{r}_{\parallel}) + \frac{\omega^2}{c^2} E_z(\mathbf{r}_{\parallel}) = 0. \quad (9)$$

Для решения этого уравнения воспользуемся теоремой Блоха, записав поле  $E_z$  в виде ряда

$$E_z(\mathbf{r}_{\parallel}) = \sum_{g_j} B_{k_{\parallel}}(\mathbf{g}_j) \exp(-i(\mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{g}_j) \cdot \mathbf{r}_{\parallel}), \quad (10)$$

где  $\mathbf{k}_{\parallel}$  — составляющая волнового вектора, лежащая в плоскости  $xy$ ,  $\mathbf{k}_{\parallel} = \{k_1, k_2, 0\}$ . Подставляя выражения (6) и (10) в формулу (9), получаем уравнение для функции  $B_{k_{\parallel}}(\mathbf{g}_j)$ :

$$\sum_{g_i} (\mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{g}_i)^2 \alpha'(\mathbf{g}_i - \mathbf{g}_j) B_{k_{\parallel}}(\mathbf{g}_i) = \frac{\omega^2}{c^2} B_{k_{\parallel}}(\mathbf{g}_j). \quad (11)$$

Введем обозначения

$$A_{\mathbf{k}_{\parallel}} = \begin{bmatrix} (\mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{g}_0)^2 \alpha'(\mathbf{g}_0 - \mathbf{g}_0) & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & (\mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{g}_i)^2 \alpha'(\mathbf{g}_{i-1} - \mathbf{g}_i) & (\mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{g}_i)^2 \alpha'(\mathbf{g}_i - \mathbf{g}_i) & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix}, \quad (12)$$

$$B_{\mathbf{k}_{\parallel}} = \begin{bmatrix} B_{\mathbf{k}_{\parallel}}(\mathbf{g}_0) \\ \dots \\ B_{\mathbf{k}_{\parallel}}(\mathbf{g}_j) \\ \dots \end{bmatrix}, \quad (13)$$

$$\mu^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \quad (14)$$

и перепишем уравнение (11) в виде

$$A_{\mathbf{k}_{\parallel}} B_{\mathbf{k}_{\parallel}} = \mu B_{\mathbf{k}_{\parallel}}. \quad (15)$$

Полученные выражения позволяют найти соотношение между  $k_{\parallel}$  и  $\omega$ , а также распределение поля путем (численного) решения задачи на собственные значения матрицы  $A_{k_{\parallel}}$  (15). Заметим, что хотя формально для решения данной задачи требуется бесконечное число элементов матрицы, использование матриц с размерностью примерно  $400 \times 400$  элементов позволяет обеспечить точность вычислений не менее 1%. В случае  $H$ -поляризованного поля задача решается аналогичным образом.

Зонная структура фотонных энергий для  $E$ - и  $H$ -поляризованного поля излучения, рассчитанная при помощи описанной выше процедуры, представлена соответственно на рис. 2а, б. Как следует из результатов выполненных расчетов, для создания ФК-волноводов с фотонной запрещенной зоной в области частот существующих стандартных фемтосекундных лазеров на сапфире с титаном и форстерите требуется изготовление двумерной периодической волоконной структуры с периодом менее 500 нм. Результаты расчетов находятся в качественном согласии с экспериментальными данными (представлены слева на рис. 2а, б), которые будут подробно обсуждены в следующем разделе.

Результаты расчетов, представленные на рис. 3, иллюстрируют возможность перестройки фотонной запрещенной зоны путем заполнения отверстий ФК-оболочки материалом с показателем преломления, отличным от показателя преломления воздуха. Расчеты были проведены в предположении, что отверстия ФК-оболочки заполняются спиртом. Теоретические предсказания относительно возможности перестройки фотонной запрещенной зоны подтверждаются результатами экспериментов (см. разд. 2.2).

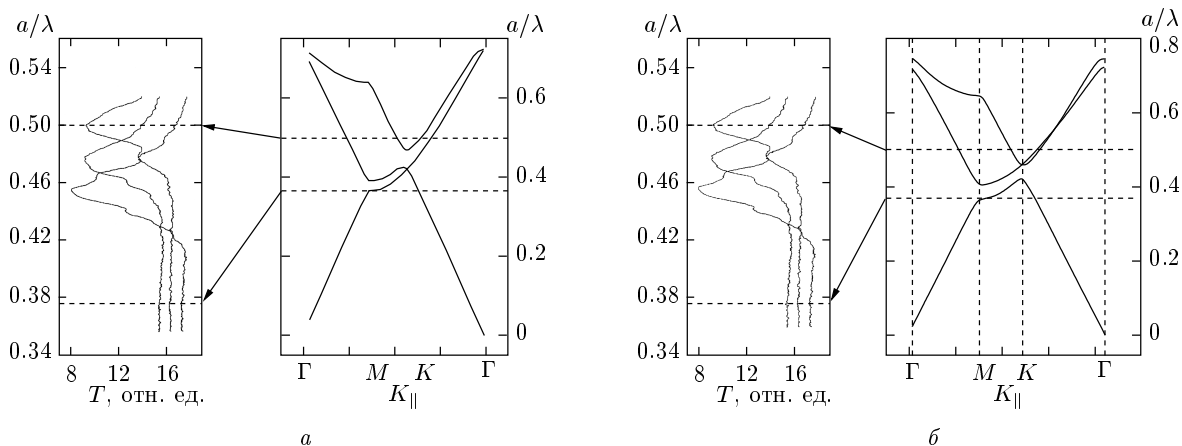
На рис. 4а–в приведена зонная структура энергий, рассчитанная для оболочек ФК-волокон с различными коэффициентами заполнения  $f$ . Как видно из результатов, представленных на этих рисунках, положением фотонной запрещенной зоны оболочки ФК-волокна можно также управлять путем изменения отношения содержания воздуха и стекла в оболочке волокна. Экспериментальные данные, представленные в разд. 3 настоящей статьи, свидетельствуют также о том, что увеличение коэффициента заполнения  $f$  приводит к повышению степени локализации светового поля в сердцевине микро- и наноструктурированных волокон, что позволяет добиться заметного увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий в волокне.

## 2.2. Измерение спектра пропускания оболочки ФК-волноводов

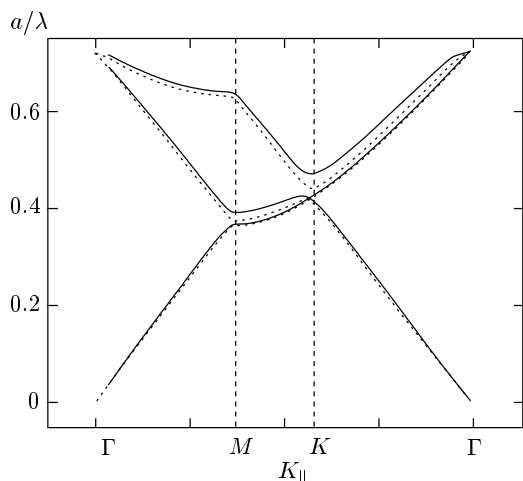
Волокна с периодом структуры оболочки менее 500 нм были изготовлены специалистами Института технологии и обработки стеклянных структур. Технология изготовления волокон была аналогична процедуре, описанной в работах [14, 26–29], и заключалась в следующем. Одинаковые стеклянные капилляры укладывались в 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.

С помощью описанной выше процедуры получались дырчатые волокна с различной структурой (рис. 5). Имелась возможность изменять шаг между центрами отверстий в оболочке подобных волокон от 400 нм до 32 мкм (см. [27–29]), а также варьировать в широком диапазоне отношение диаметра отверстий к шагу структуры (рис. 5). Для создания сердцевины волокна центральный капилляр заполнялся стеклом другой марки.

Периодическая структура оболочки дырчатого волновода приводит к возникновению запрещенных зон в спектре пропускания структуры (см. рис. 2–4), 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 волокон была создана на базе спектрофотометра Hitachi-333 и включала в себя опорный и сигнальный каналы. С целью преимущественного освещения центральной части образца, имеющей фотонно-кристаллическую структуру, в сигнальном канале измерительной схемы использовалась короткофокусная кварцевая линза с фокусным расстоянием  $f = 5$  см, фокусирующая излучение на щелевую диафрагму с апертурой 250 мкм. Непосредственно за диафрагмой помещался образец дырчатого волокна. Излучение, прошедшее через образец, коллимировалось кварцевой линзой, идентичной фокусирующей. Измерения проводились в диапазоне 400–1400 нм. Переключение ртутной и вольфрамовой ламп спектрометра проводилось в районе 870 нм. При проведении измерений имелась возможность вращения фотонно-кристаллического волокна вокруг его оси.



**Рис. 2.** Зонная структура фотонных энергий, рассчитанная для  $E$ - ( $a$ ) и  $H$ -поляризованных ( $b$ ) полей в оболочке ФК-волокна с отношением диаметра отверстий к периоду решетки, равном 0.4, показателем преломления стекла  $n = 1.6$ . Слева на рисунках приведены результаты измерений спектра пропускания  $T$  наноструктурированного волновода



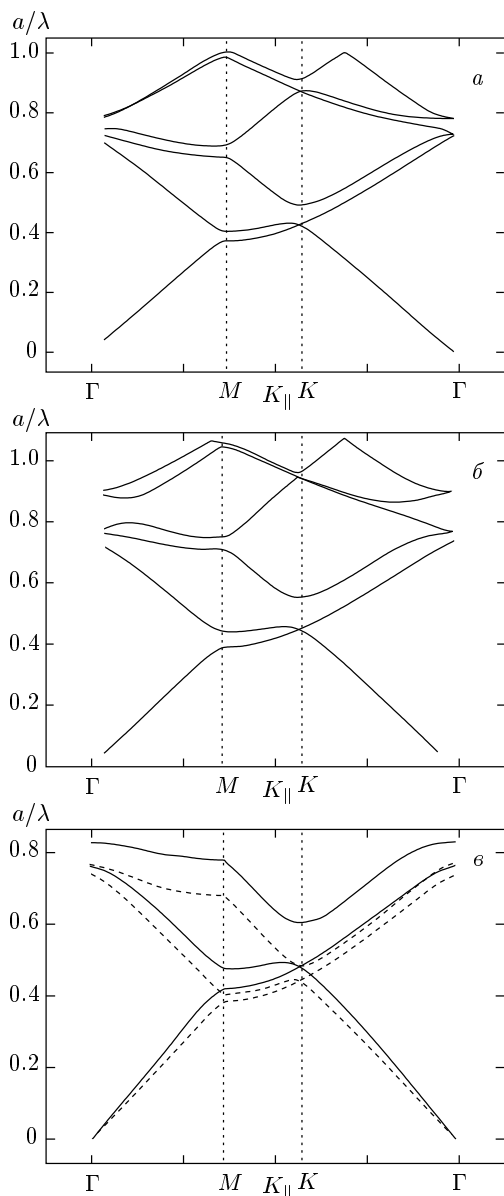
**Рис. 3.** Зонная структура фотонных энергий, рассчитанная для  $E$ -поляризованного поля излучения в оболочке ФК-волокна с отверстиями, заполненными воздухом (сплошная линия) и спиртом (пунктирная линия) при отношении диаметра отверстий к периоду решетки, равном 0.4, показателе преломления стекла  $n = 1.6$

Спектры пропускания, измеренные для дырчатого волокна с периодом структуры менее 500 нм, представлены на рис. 6. Фотонная запрещенная зона для изготовленных дырчатых волокон наблюдалась в области 930–1030 нм. Поскольку периодически расположенные воздушные отверстия в оболочке волокна 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 (см. рис. 2а, б), положение запрещенной зоны удовлетворительно описывается в рамках численного подхода, основанного на использовании метода плоских волн.

Структура фотонной запрещенной зоны в спектре пропускания ФК-структуры зависит от соотношения показателей преломления материалов, образующих периодическую структуру (рис. 3). В случае дырчатых волокон данное обстоятельство открывает возможность перестройки фотонной запрещенной зоны путем заполнения воздушных отверстий материалами с показателем преломления, отличным от единицы.

Нами исследовалась перестройка фотонной запрещенной зоны, наблюдающаяся в спектре пропускания дырчатого волокна в случае, когда воздушные отверстия заполнены спиртом. Как видно из результатов, представленных на рис. 6 (линии 4–6), положение и ширина запрещенной зоны при этом заметно изменяются. Экспериментально продемонстрирована возможность перестройки фотонной запрещенной зоны ФК-оболочки дырчатых волноводов путем использования различных материалов для заполнения воздушных отверстий оболочки открывает широкие возможности как для управления дисперсией дырчатых волокон, так и для проведения экспериментов по управлению люминесценцией молекул в широком спектральном диапазоне.



**Рис. 4.** Зонная структура фотонных энергий, рассчитанная для  $E$ -поляризованного поля излучения в оболочке ФК-волокна с коэффициентом заполнения  $f = 0.2$  (а),  $0.4$  (б),  $0.58$  (в). Отверстия ФК-оболочки заполнены воздухом (сплошная линия) и спиртом (пунктирная линия)

### 3. НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ВОЛОКНАХ

#### 3.1. Площадь волноводной моды и эффективность фазовой самодуляции в дырчатом волокне

Микро- и наноструктурированные волокна открывают широкие возможности для повышения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий и для формирования предельно коротких световых импульсов методами нелинейной оптики. Как показали недавние эксперименты [25, 26], ФК-волноводы могут быть использованы для управления спектром сверхкоротких лазерных импульсов и генерации суперконтинуума.

Управление эффективностью нелинейно-оптических процессов в дырчатых волноводах, включая процессы, приводящие к спектральному уширению фемтосекундных импульсов, может достигаться за счет изменения степени локализации светового поля в сердцевине волновода. Расчет распределения светового поля в поперечном сечении дырчатого волновода является достаточно сложной задачей. Для решения этой задачи в настоящее время разработан ряд численных методов (см., например, [21, 41–43]). Ниже мы поясним возможность управления степенью локализации поля в сердцевине дырчатого волновода, основываясь на простых качественных физических соображениях. Микроструктурированную оболочку дырчатого волновода будем характеризовать эффективным показателем преломления, равным [15]

$$n_{cl} = \beta_{cl}/k, \tag{16}$$

где  $\beta_{cl}$  — постоянная распространения основной моды структуры, совпадающей со структурой оболочки, но не содержащей дефекта в виде сердцевины волокна,  $k = 2\pi/\lambda$  ( $\lambda$  — длина волны излучения). Записывая эффективный показатель преломления оболочки в виде (16), мы учитываем реальное пространственное распределение светового поля в оболочке волновода, профиль которого может быть оценен путем обработки двумерных изображений распределения интенсивности излучения в поперечном сечении волновода.

Для грубой оценки эффективного радиуса волноводной моды  $r$  в сердцевине дырчатого волокна воспользуемся формулой для радиуса волноводной моды в обычном волноводе со сплошной оболочкой [44]:

$$r = w + 1/p, \tag{17}$$

где  $w$  будем понимать как радиус сердцевины дырчатого волокна,

$$p^2 = \beta_c^2 - \beta_{cl}^2$$

Рис. 5. Изображения срезов дырчатых волноводов с ФК-оболочкой, построенные с помощью микроскопа

— поперечная составляющая волнового вектора излучения, распространяющегося в сердцевине,

$$\beta_c = n_c k \cos \varphi \tag{18}$$

— постоянная распространения волноводной моды в сердцевине волокна, удовлетворяющая условиям

$$n_c k \geq \beta_c \geq \beta_{cl}, \tag{19}$$

$n_c$  — показатель преломления сердцевины волокна,  $\varphi$  — угол падения, соответствующий данной волноводной моде.

С учетом выражений (16)–(18) оценку для радиуса волноводной моды можно записать следующим образом:

$$r = w + \frac{\lambda}{2\pi \sqrt{n_c^2 \cos^2 \varphi - n_{cl}^2}}. \tag{20}$$

Как следует из выражения (20), увеличения степени локализации поля в сердцевине волновода и, следовательно, повышения в соответствии с формулой (20) эффективности нелинейно-оптических процессов можно добиться путем увеличения разности показателя преломления сердцевины и эффективного показателя преломления оболочки. С физической точки зрения повышение степени локализации поля в сердцевине дырчатого волокна связано с тем обстоятельством, что при увеличении разности показателей преломления  $n_c$  и  $n_{eff}$  в сердцевине и оболочке

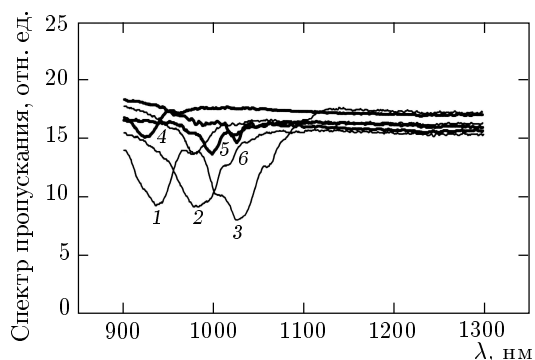


Рис. 6. Спектры пропускания, измеренные для различных ориентаций ФК-волокна: 1–3 — для волоконной структуры типа стекло–воздух (тонкие линии), 4–6 — для волоконной структуры типа стекло–спирт (толстые линии)

дырчатого волокна возникают моды, характеризующиеся большей разностью постоянных распространения. Поперечная составляющая волнового вектора моды сердцевины волокна  $p$  при этом уменьшается, что и означает увеличение степени локализации светового поля.

Относительную девиацию частоты лазерного импульса  $\omega$ , вызванную явлением фазовой самомодуляции за счет нелинейной добавки к показателю пре-



ломления  $\Delta n = n_2 I$ , можно оценить с помощью формулы [45]

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{n_2}{c} \frac{P_0}{S\tau} L, \quad (21)$$

где  $c$  — скорость света,  $P_0$  — пиковая мощность лазерного импульса,  $S = \pi r^2$  — эффективная площадь моды,  $\tau$  — длительность импульса,  $L$  — длина волокна.

Как видно из выражения (21), уменьшение эффективной площади моды  $S$ , связанное с увеличением содержания воздуха в оболочке волокна, приводит к увеличению спектрального уширения импульса в результате фазовой самомодуляции. В случае дырчатых волноводов увеличения разности показателей преломления сердцевин и оболочки можно добиться путем изменения структуры оболочки и повышения содержания воздуха в ней (рис. 7). Заметим, что, как следует из результатов расчетов, обсуждавшихся в разд. 2.1, увеличение содержания воздуха в оболочке ФК-волокна (коэффициента заполнения  $f$ ) приводит также к смещению фотонной запрещенной зоны двумерной периодической структуры оболочки ФК-волокна (см. рис. 4а–в). Этот способ управления локализацией света в сердцевине волновода и увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов и был использован в настоящей работе.

### 3.2. Экспериментальная техника

В качестве источников сверхкоротких импульсов в наших экспериментах использовались фемтосекундные лазерные системы на сапфире с титаном и на форстерите. Лазерная система на сапфире с титаном состояла из задающего генератора и многопроходного усилителя, накачиваемых второй гармоникой импульсного Nd:YAG-лазера, работающего с частотой повторения 1 кГц. Лазерные импульсы на выходе системы имели длительность около 70 фс и энергию до 1 мДж.

В наших экспериментах использовался также полностью твердотельный самостартующий лазер на кристалле  $\text{Cr}^{4+}$ :форстерит [33, 46], позволяющий получать световые импульсы длительностью менее 40 фс с длиной волны излучения, перестраиваемой в области от 1.21–1.29 мкм и с возможностью удвоения частоты в нелинейном кристалле. В задающем генераторе этой лазерной системы используется кристалл  $\text{Cr}^{4+}$ :форстерит с длиной активного кристалла, равной 19 мм, накачиваемый Nd:YAG-лазером. Помимо активного элемента в состав задающего лазера входят также зеркала с радиусом кривизны,

равным 100 мм, и 4.5-процентное выходное зеркало. Имелась возможность использования съёмного полупроводникового насыщающегося поглотителя в качестве глухого зеркала. Режим самостартующей синхронизации мод в созданном лазере реализуется как с помощью полупроводниковых насыщающихся поглотителей, так и в отсутствие данных элементов.

Энергия лазерного излучения в наших экспериментах изменялась при помощи полуволновой пластины и призмы Глана. Фокусировка излучения на вход дырчатого волокна проводилась при помощи микрообъектива. Эффективность возбуждения мод дырчатого волокна составляла 10–25% в зависимости от размеров сердцевинки волокна. Спектр излучения, прошедшего через волокно, измерялся с помощью спектрометра и ПЗС-камеры.

### 3.3. Результаты и обсуждение

Для исследования возможностей управления эффективностью нелинейно-оптических процессов в дырчатых волноводах путем изменения контраста показателей преломления сердцевин и структурированной оболочки нами использовались короткие образцы дырчатого волокна длиной 3–4 см, через которые пропускались импульсы лазера на сапфире с титаном длительностью 70 фс. Исследования спектрального уширения лазерных импульсов в дырчатом волокне проводились в диапазоне энергий, при которых нелинейно-оптические процессы в волокне еще не приводили к генерации суперконтинуума. Далее на рисунках и в тексте приводятся значения энергии и мощности импульсов с учетом потерь на ввод излучения в волокно, оцененные на основании измерений энергии световых импульсов на выходе дырчатых волокон. В частности, возникновение антистоксовой компоненты в спектре импульса на выходе дырчатого волокна, свидетельствовавшее о начальной стадии сверхуширения спектра импульса, наблюдалось при мощностях лазерных импульсов порядка 10 кВт (рис. 8). Длина волноводов выбиралась также достаточно малой, для того чтобы избежать влияния эффектов, связанных с дисперсией групповой скорости в волноводе, которые оказывают существенное влияние на короткие импульсы в более длинных волокнах.

При повышении энергии лазерных импульсов наблюдалось увеличение ширины спектра импульсов на выходе дырчатого волновода (рис. 9). На начальном этапе этого процесса спектральное уширение лазерных импульсов может быть приближенно описано выражением (21). Данное обстоятельство позво-

**Рис. 7.** Изображения сечения дырчатых волокон, построенные с помощью микроскопа. Шаг структуры оболочки 2 мкм, коэффициент заполнения оболочки воздухом 65% (а) и 16% (б)

ляет оценить влияние структуры оболочки и содержания воздуха в ней на эффективность фазовой само модуляции, приводящей к спектральному уширению импульсов.

На рис. 9 представлены измеренные зависимости спектрального уширения импульсов излучения с длиной волны 800 нм и длительностью 70 фс на выходе из волновода от вводимой в волновод энергии излучения для дырчатых волокон с периодом структуры в оболочке, равным 2 мкм, длиной 3 см и относительным содержанием воздуха  $f$  в оболочке, равным 65 (зависимость 1) и 16% (зависимость 2). Экспериментальные данные, представленные на этих рисунках, свидетельствуют о значительном увеличении эффективности фазовой само модуляции при повышении содержания воздуха в оболочке волокна. В частности, увеличение относительного содержания воздуха в оболочке с 16 до 65% позволило повысить эффективность спектрального уширения импульсов лазера на сапфире с титаном примерно в 1.5 раза.

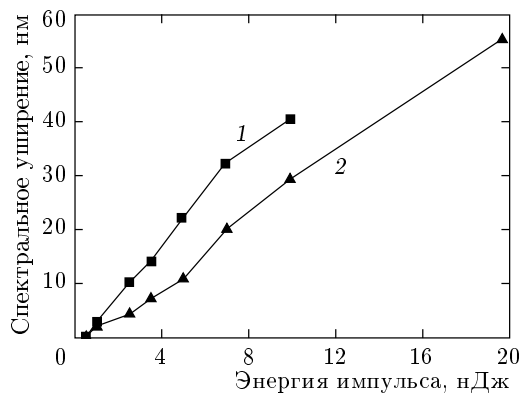
Отношение эффективных площадей волноводных мод в дырчатых волокнах с различной структурой может быть оценено, согласно (21), как отношение наклонов зависимостей спектрального уши-

рения лазерных импульсов на выходе из волокна от энергии импульса, вводимого в волновод (рис. 9). Фактор уменьшения эффективной площади моды в дырчатом волокне, найденный таким образом, с хорошей точностью совпадает с оценками, полученными на основе анализа изображений выходного торца волновода. Данное обстоятельство свидетельствует о том, что увеличение эффективности спектрального уширения лазерных импульсов в условиях наших экспериментов в основном обусловлено уменьшением эффективной площади моды излучения в дырчатом волокне.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, выполненный в работе анализ оптических свойств микро- и наноструктурированных волокон показывает возможность формирования фотонной запрещенной зоны в спектре пропускания ФК-оболочки волноводов данного типа в области частот, характерных для существующих экономичных фемтосекундных лазеров на сапфире с титаном и форстерите, при условии использования в качестве оболочки волокна двумерной периодиче-

**Рис. 8.** Спектр импульса лазера на сапфире с титаном длительностью 70 фс на выходе дырчатого волокна длиной 3 см с шагом структуры оболочки, равным 3 мкм. Спектр импульса на входе в волокно показан линией 1. Энергия импульса составляет 0.7 (2), 15 (3) и 35 (4) нДж



**Рис. 9.** Зависимости спектрального уширения импульсов излучения с длиной волны 800 нм и длительностью 70 фс от вводимой в волновод энергии излучения для дырчатых волокон с периодом структуры в оболочке, равным 2 мкм, длиной 3 см и относительным содержанием воздуха в оболочке, равным 65% (1) и 16% (2)

ской структуры с периодом менее 500 нм. Эксперименты, выполненные с подобными наноструктурированными волокнами, позволили нам показать существование фотонной запрещенной зоны в области 930–1030 нм в спектре пропускания волокон, измеренном в направлении, перпендикулярном направлению волноводного распространения излучения. Положение запрещенной зоны удовлетворительно описывается в рамках разработанного численного подхода, основанного на методе плоских волн. Экспериментально продемонстрированная возможность перестройки фотонной запрещенной зоны ФК-оболочки дырчатых волноводов путем использования различных материалов для заполнения воздушных отверстий оболочки открывает широкие возможности как для управления дисперсией дырчатых волокон, так и для проведения экспериментов по управлению излучательными и фотохимическими процессами в широком спектральном диапазоне.

Проведенные эксперименты указывают также на возможность управления свойствами локализа-

ции светового поля и эффективностью нелинейно-оптических взаимодействий сверхкоротких лазерных импульсов в дырчатых волноводах за счет изменения структуры волокна. Увеличение относительного содержания воздуха в оболочке дырчатого волокна с 16 до 65% в наших экспериментах позволило повысить эффективность спектрального уширения импульсов лазера на сапфире с титаном длительностью около 70 фс примерно в 1.5 раза за счет увеличения локализации светового поля в сердцевине волновода.

Важно отметить, что продемонстрированная в настоящей работе возможность управления характеристиками волноводных мод за счет изменения структуры оболочки дырчатого волокна представляется также чрезвычайно перспективной для управления свойствами дисперсии дырчатых волноводов. Использование дырчатых и фотонно-кристаллических волокон с управляемой дисперсией позволит достичь существенного прогресса при решении ряда важных задач волоконной оптики, информационных технологий, оптики сверхкоротких импульсов и нелинейной оптики и спектроскопии.

Авторы выражают благодарность В. И. Белоглазову и Л. А. Мельникову за предоставленные образцы микроструктурированных волокон.

Работа выполнена при поддержке гранта № 00-15-99304 Президента Российской Федерации, гранта Российского фонда фундаментальных исследований № 00-02-17567, гранта Volkswagen Foundation I/76 869, грантов CRDF № RP2-2266 и № RP2-2275, а также грантов Государственных научно-технических программ Российской Федерации «Фундаментальная метрология», «Фундаментальная спектроскопия» и «Оптика, лазерная физика».

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. H. Zewail, in *Femtochemistry and Femtobiology*, ed. by V. Sundström, World Scientific, Singapore (1998).
2. S. Pedersen, J. L. Herek, and A. H. Zewail, *Science* **266**, 1359 (1994).
3. P. Y. Cheng, D. Zhong, and A. H. Zewail, *J. Chem. Phys.* **105**, 6216 (1996).
4. E. Yablonovitch, *J. Opt. Soc. Amer. B* **10**, 283 (1993).
5. J. Joannopoulos, R. Meade, and J. Winn, *Photonic Crystals*, Princeton Univ., Princeton (1995).
6. *Photonic Band Gaps and Localization*, ed. by C. M. Soukoulis, Plenum, New York (1993).
7. E. P. Petrov, V. N. Bogomolov, I. I. Kalosha, and S. V. Gaponenko, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 77 (1998).
8. M. Megens, H. P. Schriemer, A. Lagendijk, and W. L. Vos, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5401 (1999); E. P. Petrov, V. N. Bogomolov, I. I. Kalosha, and S. V. Gaponenko, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5402 (1999).
9. R. A. Borisov, G. N. Dorojkina, N. I. Koroteev, V. M. Kozenkov, S. A. Magnitskii, D. V. Malakhov, A. V. Tarasishin, and A. M. Zheltikov, *Appl. Phys. B* **67**, 765 (1998).
10. U. Gruening, V. Lehmann, S. Ottow, and K. Busch, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 747 (1996).
11. V. V. Aristov, S. A. Magnitskii, V. V. Starkov, A. V. Tarasishin, and A. M. Zheltikov, *Laser Phys.* **9**, 1260 (1999).
12. V. V. Aristov, S. A. Magnitskii, V. V. Starkov, A. V. Tarasishin, and A. M. Zheltikov, *Laser Phys.* **10**, 946 (2000).
13. Л. А. Головань, А. М. Желтиков, П. К. Кашкаров, Н. И. Коротеев, М. Г. Лисаченко, А. Н. Наймов, Д. А. Сидоров-Бирюков, В. Ю. Тимошенко, А. Б. Федотов, *Письма в ЖЭТФ* **69**, 274 (1999).
14. J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, *Opt. Lett.* **21**, 1547 (1996).
15. T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **22**, 961 (1997).
16. J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, and P. St. J. Russell, *Science* **282**, 1476 (1998).
17. J. C. Knight, T. A. Birks, R. F. Cregan, P. St. J. Russell, and J.-P. De Sandro, *Electron. Lett.* **34**, 1347 (1998).
18. J. C. Knight, T. A. Birks, R. F. Cregan, P. St. J. Russell, and J.-P. De Sandro, *Opt. Mater.* **11**, 143 (1999).
19. R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, P. J. Roberts, and D. C. Allan, *Science* **285**, 1537 (1999).
20. A. B. Fedotov, A. M. Zheltikov, A. A. Ivanov, M. V. Alfimov, D. Chorvat, D. Chorvat Jr., V. I. Beloglazov, L. A. Mel'nikov, N. B. Skibina, A. P. Tarasevitch, and D. von der Linde, *Laser Phys.* **10**, 723 (2000).
21. T. M. Monro, D. J. Richardson, N. G. R. Broderick, and P. J. Bennett, *J. Lightwave Technol.* **17**, 1093 (1999).

22. T. M. Monro, P. J. Bennett, N. G. R. Broderick, and D. J. Richardson, *Opt. Lett.* **25**, 206 (2000).
23. N. G. R. Broderick, T. M. Monro, P. J. Bennett, and D. J. Richardson, *Opt. Lett.* **24**, 1395 (1999).
24. А. М. Желтиков, УФН **170**, 1203 (2000).
25. J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, *Opt. Lett.* **25**, 25 (2000).
26. А. Б. Федотов, А. М. Желтиков, Л. А. Мельников, А. П. Тарасевич, Д. фон дер Линде, Письма в ЖЭТФ **71**, 407 (2000).
27. А. В. Fedotov, А. А. Ivanov, М. V. Alfimov, V. I. Beloglazov, L. A. Mel'nikov, Yu. S. Skibina, and А. М. Zheltikov, *Laser Phys.* **10**, 1086 (2000).
28. М. В. Алфимов, А. М. Желтиков, А. А. Иванов, В. И. Белоглазов, Б. А. Кириллов, С. А. Магницкий, А. В. Тарасишин, А. Б. Федотов, Л. А. Мельников, Н. Б. Скибина, Письма в ЖЭТФ **71**, 714 (2000).
29. А. В. Fedotov, М. V. Alfimov, А. А. Ivanov, А. V. Tarasishin, V. I. Beloglazov, А. P. Tarasevitch, D. von der Linde, В. А. Kirillov, S. A. Magnitskii, D. Chorvat, D. Chorvat Jr., А. N. Naumov, E. A. Vlasova, D. A. Sidorov-Biryukov, А. А. Podshivalov, O. A. Kolevatova, L. A. Mel'nikov, D. A. Akimov, V. A. Makarov, Yu. S. Skibina, and А. М. Zheltikov, *Laser Phys.* **11**, 138 (2001).
30. А. В. Тарасишин, А. М. Желтиков, С. А. Магницкий, В. А. Шуваев, *Квант. электр.* **30**, 843 (2000).
31. А. V. Tarasishin, S. A. Magnitskii, V. A. Shuvaev, and А. М. Zheltikov, *Opt. Commun.* **184**, 391 (2000).
32. R. Holzwarth, Th. Udem, T. W. Hansch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2264 (2000).
33. А. А. Ivanov, М. V. Alfimov, А. В. Fedotov, А. А. Podshivalov, D. Chorvat, D. Chorvat Jr., and А. М. Zheltikov, *Laser Phys.* **11**, 158 (2001).
34. P. Russell, *Two-Dimensional Photonic Crystals*, Ettore Majorana Center, Erice (2000).
35. N. I. Koroteev, S. A. Magnitskii, А. V. Tarasishin, and А. М. Zheltikov, *Opt. Commun.* **159**, 191 (1999).
36. А. М. Желтиков, А. В. Тарасишин, С. А. Магницкий, ЖЭТФ **118**, 340 (2000).
37. T. Monro, *Exploring the Optical Properties of Hollow Fibres*, Ettore Majorana Center, Erice (2000).
38. S. John, *Photonic Band Gap Materials: A New Frontier in Quantum and Nonlinear Optics*, Ettore Majorana Center, Erice (2000).
39. А. М. Zheltikov, *Controlling Light Pulses and Light Beams with Photonic Band-Gap Structures*, Ettore Majorana Center, Erice (2000).
40. V. Kuzmiak, А. А. Maradudin, and А. R. McGurn, *Phys. Rev. B* **55**, 4298 (1997).
41. J. Broeng, S. E. Barkou, T. Søndergaard, and А. Bjarklev, *Opt. Lett.* **25**, 96 (2000).
42. А. Ferrando, E. Silvestre, J. J. Miret, P. Andrés, and M. V. Andrés, *Opt. Lett.* **24**, 276 (1999).
43. А. Ferrando, E. Silvestre, J. J. Miret, P. Andrés, and M. V. Andrés, *Opt. Lett.* **25**, 1328 (2000).
44. А. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*, Chapman and Hall, New York (1983).
45. Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, Wiley, New York (1984).
46. А. А. Ivanov, М. V. Alfimov, and А. М. Zheltikov, *Laser Phys.* **10**, 796 (2000).