

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Изолированные волноводные моды
интенсивных световых полей

А.М. Желтиков

Изолированные волноводные моды интенсивных световых полей являются уникальным физическим объектом, который не удается наблюдать в стандартных оптических световодах, полых волноводах, плазменных филаментах или в объеме прозрачного диэлектрика либо газа. Полые фотонно-кристаллические волноводы впервые позволяют сформировать устойчивые изолированные направляемые пространственные моды сверхкоротких световых импульсов субгигаваттного уровня мощности, осуществить эффективные нелинейно-оптические преобразования полей в таких состояниях и реализовать новые волноводные режимы когерентного возбуждения и зондирования молекулярных комбинационно-активных колебаний в газовой фазе.

PACS numbers: 42.65.Dr, 42.65.Ky, 42.65.Re, 42.65.Wi

Содержание

1. Введение (1301).
 2. Фотонные запрещенные зоны, фотонные кристаллы и уменьшение оптических потерь в полых волноводах (1303).
 3. Волноводные моды фотонно-кристаллических волокон с полый сердцевинной (1305).
 4. Нелинейно-оптические взаимодействия изолированных волноводных мод интенсивных фемтосекундных импульсов (1307).
 5. Самовоздействие субгигаваттных фемтосекундных импульсов (1312).
 6. Когерентное возбуждение и зондирование комбинационно-активных колебаний молекул в модах полых фотонно-кристаллических волноводов (1315).
 7. Заключение (1317).
- Список литературы (1317).

1. Введение

Нелазерные источники света генерируют излучение в результате независимого спонтанного испускания фотонов в случайные моменты времени в произвольных направлениях (рис. 1а). Именно с ненаправленным некогерентным светом в основном оперировала оптика более двух тысячелетий, начиная с эллинистической

эпохи античности [1] и вплоть до наступления лазерной эры. Явление вынужденного излучения, предсказанное Эйнштейном в 1916 г. [2] и впервые наблюдавшееся экспериментально Ладенбургом в 1928 г. [3], обеспечивает возможность получения направленных световых волн (рис. 1б). Поиски путей создания практических источников оптического излучения на основе явления вынужденного излучения продолжались на протяжении более двух десятилетий и привели в 50-х годах XX века к созданию мазеров и лазеров [4–6] (табл. 1).

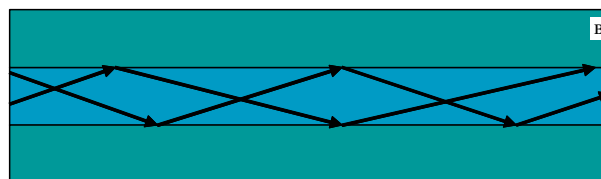
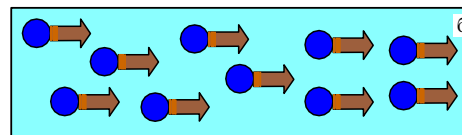
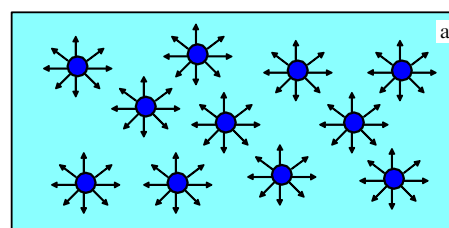


Рис. 1. Ненаправленное некогерентное излучение нелазерного источника (а), направленное когерентное лазерное излучение (б) и волноводный режим распространения лазерного излучения (в).

А.М. Желтиков. Международный лазерный центр, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, 119992 Москва, Воробьевы горы, Российская Федерация
Тел. (095) 939-51-74
Факс (095) 939-31-13
E-mail: zheltikov@top.phys.msu.ru

Статья поступила 9 июня 2004 г.,
после доработки 21 июля 2004 г.

Таблица 1. От оптики и катоптрики ненаправленного света до волноводно-направляемых сверхсильных световых полей: фундаментальные проблемы формирования изолированных волноводных мод высокоинтенсивного излучения и их решения

Проблемы	Решения
Ненаправленный характер излучения (Евклид, 300 г. до н.э. [1], вся долазерная эпоха)	Вынужденное излучение (Эйнштейн, 1916 [2]) Лазеры (Басов, Прохоров, Таунс, Мэйман, 50-е годы XX века [4–6])
Дифракция (Френель, 1815 [7])	Волноводные режимы на профиле показателя преломления (Хондрос, Дебай, 1910 [7]; 70-е годы XX века [9–11])
Самофокусировка, приводящая к оптическому пробоя (начало 60-х годов XX века [13–20])	Полые волноводы (Майлс и др., 1977 [30]; Низоли и др., 1996 [23])
Альтернатива стандартных полых волноводов: многомодовый режим или большие потери	Полые фотонно-кристаллические волокна (Расселл, 1999 [41, 42])

Лазерные источники, основанные на вынужденном испускании фотонов под действием внешнего электромагнитного поля, характеризуются когерентностью и направленностью излучения (рис. 1б). Передаче лазерного излучения на большие расстояния, однако, препятствует явление дифракции, обусловленное волновой природой света и детально исследованное Френелем [7]. В 1910 г., задолго до изобретения лазера, Хондросом и Дебаем [8] была теоретически исследована возможность преодоления дифракционной расходимости за счет явления полного внутреннего отражения, приводящего к формированию направляемых мод в диэлектрических волноводах (рис. 1в). Прогресс лазерных источников излучения, а также возможность получения высокопрозрачных материалов, появившаяся в начале 70-х годов XX века (табл. 1), стимулировали развитие волоконной оптики, позволившей создать высокопроизводительные линии для передачи оптических сигналов и разработать волоконно-оптические системы для управления лазерным излучением [9–11].

Появление мощных лазерных систем, способных генерировать световые импульсы с интенсивностью вплоть до 10^{23} Вт см⁻² [12], выявило фундаментальные физические ограничения на мощность лазерного излучения, передаваемого в режиме волноводных мод в объеме прозрачного диэлектрика. Существование этого предела связано с явлением самофокусировки [13–20] на профиле показателя преломления нелинейного материала

$$n(r) = n_0 + n_2 I(r)$$

(n_0 — показатель преломления материала в отсутствие лазерного излучения, n_2 — нелинейный показатель преломления материала), создаваемом неоднородным по поперечной координате r распределением интенсивности лазерного пучка $I(r)$. Подобный профиль показателя преломления играет роль нелинейной линзы и приводит к схлопыванию лазерного пучка и оптическому пробоя материала.

Критическая мощность самофокусировки для излучения с длиной волны λ , распространяющегося в среде с

нелинейным показателем преломления n_2 , определяется выражением [20]

$$P_c = \frac{\lambda^2}{8\pi n_0 n_2}.$$

Для характерного значения нелинейного показателя преломления плавящего кварца $n_2 \approx 3 \times 10^{-16}$ см² Вт⁻¹ имеем следующую оценку критической мощности самофокусировки: $P_c \approx 1$ МВт. Диэлектрические волноводы, таким образом, оказываются непригодными для формирования направляемых мод лазерных импульсов с мощностью, превышающей критическую мощность P_c .

Для передачи и нелинейно-оптического преобразования мощных лазерных импульсов широко используются полые волноводы [21] (табл. 1). Порог пробоя газа, заполняющего сердцевину такого волновода, существенно превышает порог пробоя диэлектрика, а поток энергии на стенках волновода, как правило, на несколько порядков ниже потока энергии на оси волновода. Благодаря этим обстоятельствам полые волноводы позволили выполнить ряд интересных и важных экспериментов в области физики интенсивных сверхкоротких лазерных импульсов [22]. Полые волноводы, в частности, активно используются в современных лазерных системах для увеличения длины нелинейно-оптического взаимодействия лазерных импульсов и повышения эффективности нелинейно-оптических процессов. Волноводы этого типа позволяют реализовать нелинейно-оптическое преобразование спектра сверхкоротких импульсов высокой интенсивности без повреждения сердцевины волновода вследствие оптического пробоя.

Явление фазовой самомодуляции в газе, заполняющем сердцевину полого волновода, позволяет получать импульсы длительностью короче 5 фс [23, 24]. Вынужденное комбинационное рассеяние лазерных импульсов в полых волноводах, заполненных комбинационно-активными газами, приводит к эффективной генерации множественных комбинационных компонент, фазировка которых позволяет осуществить синтез импульсов длительностью короче 4 фс [25]. Полые волноводы позволяют радикально увеличить эффективность генерации гармоник высокого порядка [26–29] и повысить чувствительность методов газового анализа, основанных на спектроскопии четырехволнового взаимодействия (ЧВВ) [30–34].

Моды стандартных полых волноводов со сплошной диэлектрической оболочкой характеризуются неустраняемыми оптическими потерями [21], которые растут с уменьшением радиуса a полой сердцевины волокна по закону λ^2/a^3 , где λ — длина волны излучения. Это обстоятельство накладывает ограничения на уменьшение радиуса сердцевины полых волокон. В экспериментах обычно используются полые волокна с диаметром сердцевины, варьируемым в диапазоне 100–500 мкм. Излучение при этом распространяется через волокно в существенно многомодовом режиме. Стандартные полые волноводы с меньшим диаметром сердцевины, как правило, характеризуются неприемлемо высокими потерями и не могут быть использованы для передачи и нелинейно-оптического преобразования лазерных импульсов.

В отношении стандартных полых волноводов со сплошной диэлектрической оболочкой, таким образом, может быть сформулирована следующая альтернатива:

волноводы этого класса либо характеризуются неприемлемо высокими потерями, либо поддерживают существенно многомодовый режим распространения излучения оптического диапазона. Различие фазовых и групповых скоростей волноводных мод, одновременно возбуждаемых в стандартном полом волноводе, затрудняет время-разрешенные измерения и не позволяет достичь высокой точности калибровки нелинейного сигнала как функции давления газа [32]. Таким образом, несмотря на высокий уровень нелинейного сигнала, стандартные полые волноводы часто оказываются непригодными для количественного анализа состава газовых смесей, а также для нестационарной нелинейной спектроскопии.

Интересный способ передачи сверхсильных световых полей на большие расстояния связан с явлением филаментации сверхкоротких световых импульсов в условиях самовоздействия лазерного пучка и ионизации газовой среды [35–37]. Данное явление позволяет достигать высоких эффективностей нелинейно-оптической трансформации спектра сверхкоротких импульсов при генерации широкополосного излучения (суперконтинуума) [38] и осуществлять дистанционное зондирование атмосферы на характерных расстояниях вплоть до нескольких километров [39, 40]. Распространение излучения в филаментах характеризуется сложной пространственно-временной динамикой светового пучка, свидетельствующей об эффективном взаимодействии множественных мод поля электромагнитного излучения. Выделение изолированных пространственных мод светового поля при данных условиях не представляется возможным.

Изолированные волноводные моды интенсивных световых полей, таким образом, являются уникальным физическим объектом, который не удается наблюдать в стандартных оптических световодах, полых волноводах, плазменных филаментах или в объеме прозрачного диэлектрика либо газа. В настоящем обзоре показано, что недавно разработанные полые фотонно-кристаллические (ФК) волноводы [41–45] впервые позволяют сформировать устойчивые изолированные пространственные направляемые моды сверхкоротких световых импульсов субгигаваттных уровней мощности (см. табл. 1) и осуществить эффективные нелинейно-оптические преобразования таких полей.

Волноводный режим распространения электромагнитного излучения в полой сердцевине полых ФК-волноводов обеспечивается за счет высокой отражательной способности двумерно-периодической (фотонно-кристаллической) структуры оболочки волноводов в области фотонных запрещенных зон [41–46]. В этих частотных интервалах электромагнитное поле не может существовать в виде волн, распространяющихся внутри периодической структуры ФК-оболочки. Коэффициент отражения периодической структуры в области фотонных запрещенных зон существенно превышает коэффициент отражения материала оболочки, что приводит к значительному уменьшению оптических потерь волноводных мод, распространяющихся вдоль полой сердцевины волокна. Фотонные запрещенные зоны периодической оболочки полых ФК-волокон, таким образом, приводят к возникновению максимумов в спектре пропускания волокна.

Благодаря возможности достижения высоких интенсивностей лазерных импульсов без опасности возникно-

вения оптического пробоя в полой сердцевине волокна, а также за счет большой длины взаимодействия полые ФК-волноводы обеспечивают радикальное увеличение эффективности нелинейно-оптических процессов, включая вынужденное комбинационное рассеяние [47, 48], четырехволновые взаимодействия [49] и фазовую самомодуляцию [50]. Эксперименты [51, 52] продемонстрировали возможность реализации режима временных солитонов в полых ФК-волноводах при передаче сверхкоротких световых импульсов. Подобные волокна могут быть использованы для лазерного управления микрочастицами и атомами [53], а также для передачи мощного лазерного излучения в технологических приложениях [54, 55] и лазерной биомедицине [56].

Обзор построен по следующему плану. В разделе 2 на основе простых качественных аргументов приближения геометрической оптики проиллюстрированы физические механизмы формирования направляемых мод в полых волноводах с периодической оболочкой, показана возможность радикального снижения потерь, характерных для мод полых волноводов, за счет высокой отражательной способности периодической оболочки волновода. В разделе 3 свойства волноводных мод полых ФК-волноводов проанализированы на основе численного решения волнового уравнения. Раздел 4 посвящен анализу особенностей невырожденных по частоте нелинейно-оптических взаимодействий сверхкоротких световых импульсов в полых ФК-волноводах; показано, что полые ФК-волокна со специальным профилем дисперсии обеспечивают выполнение условий фазового синхронизма для нелинейно-оптических взаимодействий мощных фемто-секундных импульсов в режиме изолированных волноводных мод, локализованных в полой сердцевине волокна.

В разделе 5 обсуждается возможность осуществления режима самоканализирования интенсивных сверхкоротких импульсов в полых ФК-волокнах. В разделе 6 демонстрируются пути радикального увеличения эффективности процесса когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС) в одномодовом волноводном режиме в полом ФК-волокне. В разделе 7 обсуждаются возможности использования полых ФК-волокон для увеличения эффективности генерации гармоник высокого порядка, кратко формулируются основные выводы.

2. Фотонные запрещенные зоны, фотонные кристаллы и уменьшение оптических потерь в полых волноводах

Волноводное распространение излучения в обычных волноводах обеспечивается эффектом полного внутреннего отражения. В полых волноводах показатель преломления сердцевины ниже показателя преломления оболочки. Поэтому постоянные распространения мод полых волноводов имеют отличные от нуля мнимые составляющие, и распространение света в подобных волноводах сопровождается потерями излучения. Данное обстоятельство накладывает ограничения на увеличение длины волновода, сдерживая увеличение нелинейно-оптического сигнала, генерируемого в процессах генерации гармоник и смещения частот.

В этом разделе показано, что использование полых волноводов с периодической оболочкой позволяет ради-

кально уменьшить оптические потери, характерные для мод полых волноводов. Поле электромагнитного излучения в периодических структурах имеет вид блоховских волн [57]. Фундаментальным свойством подобных структур, детально исследованным еще в динамической теории дифракции Брэгга [58], является наличие областей частот, в которых прямая электромагнитная волна оказывается сильно связанной с отраженными волнами, и поле не может существовать в виде блоховских волн, распространяющихся в глубь структуры. Для природных кристаллов режим сильной связи прямой и отраженных волн реализуется при выполнении условия Брэгга [58] (рис. 2а), связывающего угол 2θ между падающим и отраженным пучками с расстоянием между кристаллографическими плоскостями d и длиной волны излучения λ :

$$2d \sin \theta = m\lambda,$$

где m — целое число.

По аналогии с природными кристаллами, обеспечивающими режим брэгговской дифракции для рентгеновского излучения, структуры с периодической модуляцией показателя преломления на пространственных масштабах порядка оптической длины волны называются фотонными кристаллами [59–62]. Области сильной связи прямой и отраженных волн электромагнитного

излучения в фотонных кристаллах называются фотонными запрещенными зонами. Высокая отражательная способность ФК-структур в области фотонных запрещенных зон может быть использована для формирования волноводных мод (рис. 2б), локализованных в области пространства с показателем преломления ниже показателя преломления оболочки, т.е. при соотношении показателей преломления сердцевинки и оболочки волновода, противоположном требуемому для формирования волноводного режима за счет явления полного внутреннего отражения. Впервые возможность формирования волноводных мод, локализуемых в области пространства с показателем преломления ниже показателей преломления материалов оболочки, была продемонстрирована на примере планарных волноводов с периодической оболочкой (рис. 2б) в работах группы Ярива [63]. Оптические волокна, основанные на этом принципе формирования волноводных мод, разработаны в 1999 г. группой Расселла [41] и называются полыми волокнами (см. также [42–45]).

Для иллюстрации идеи уменьшения потерь в волноводе с периодической оболочкой по сравнению с полым волноводом с однородной оболочкой воспользуемся лучевым подходом к анализу распространения волноводных мод (рис. 2б). Затухание амплитуды светового поля при распространении излучения в полном волноводе связано с потерями, возникающими при отражении излучения от стенок волновода. Коэффициент затухания α при этом можно найти из соотношения [64]

$$R^{2M} = \exp(-\alpha L), \quad (1)$$

где R — коэффициент отражения, M — число отражений от стенок волновода на длине L .

Для получения соотношения между числом M и размером волноводного слоя (сердцевинки) a воспользуемся соотношением

$$M = \frac{L}{2a \operatorname{tg} \theta}. \quad (2)$$

Здесь θ — угол падения, который можно выразить через постоянную распространения h и поперечную составляющую волнового числа K :

$$h \operatorname{tg} \theta = K. \quad (3)$$

Используя формулы (1)–(3), для коэффициента затухания получаем

$$\alpha = -\frac{h}{aK} \ln R. \quad (4)$$

В случае полого волновода коэффициент отражения R определяется формулами Френеля. Для ТЕ-волн, падающих под малыми углами θ , в этом случае имеем [21]

$$\alpha_h^l = \frac{l^2 \lambda^2}{n_1 a^3 (n_2^2 - n_1^2)^{1/2}}, \quad (5)$$

где n_1 и n_2 — показатели преломления волноводного слоя и оболочки, l — целое число, соответствующее модовому индексу.

Таким образом, мы приходим к характерной для полого волновода ситуации, когда зависимость оптиче-

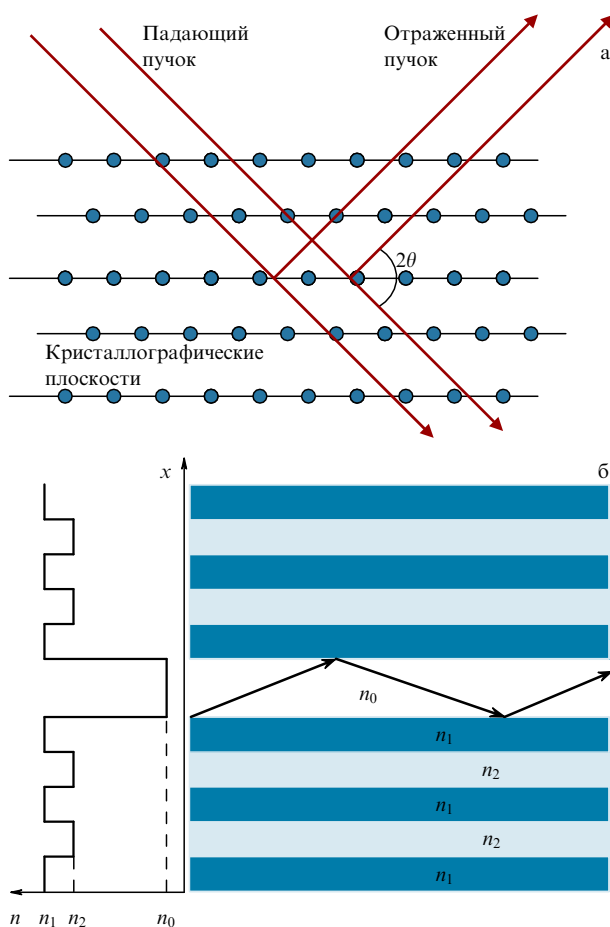


Рис. 2. Брэгговская дифракция рентгеновских лучей на кристаллической решетке (а) и формирование направляемых мод лазерного излучения в волноводе с периодической оболочкой (б).

ских потерь от размера сердцевин и длины волны излучения описывается фактором λ^2/a^3 . Это обстоятельство не позволяет использовать волноводы достаточно большой длины в случае, если необходимо достигнуть высокой плотности мощности излучения за счет возбуждения моды полого волновода с малым размером сердцевин.

Данная проблема может быть решена в случае, если оболочка полого волновода имеет периодическую структуру. Предположим, что показатель преломления волноводного слоя, как и прежде, равен n_1 , а оболочка состоит из чередующихся слоев с показателями преломления n_1 и n_2 . Тогда коэффициент отражения можно представить в виде [64]

$$R_{\text{PBG}} = \frac{-i\kappa^* \text{sh}(sNd)}{s \text{ch}(sNd) + i(\Delta\beta/2) \text{sh}(sNd)}, \quad (6)$$

где

$$s^2 = \kappa^* \kappa - \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2, \quad (7)$$

$$\Delta\beta = 2\bar{n} \frac{\omega}{c} \cos \theta - \frac{2\pi m}{d} = 2 \frac{\bar{n}}{c} \cos \theta (\omega - \omega_0) \quad (8)$$

— отстройка от брэгговского резонанса с периодической структурой оболочки волновода с периодом d , ω_0 — центральная частота фотонной запрещенной зоны, $\bar{n} = [(n_1^2 + n_2^2)/2]^{1/2}$, m — целое число, d — период модуляции показателя преломления в оболочке, N — число таких периодов, κ — коэффициент связи прямой и обратной волн в периодической структуре, который для ТЕ-волны при $m = 1$ можно записать в виде [64]

$$\kappa = \frac{\sqrt{2i}(n_2^2 - n_1^2)}{\lambda \cos \theta (n_2^2 + n_1^2)^{1/2}}. \quad (9)$$

Вблизи центра запрещенной зоны, где $|\Delta\beta| \ll |\kappa|$, коэффициент отражения

$$R_{\text{PBG}} = \text{th}(|\kappa|Nd). \quad (10)$$

Уменьшение оптических потерь в полом волноводе с периодической структурой оболочки характеризуется отношением логарифмов коэффициентов отражения от стенки полого волновода и от периодической структуры. При достаточно больших значениях аргумента гиперболического тангенса в выражении (10) имеем

$$\frac{\alpha_{\text{PBG}}}{\alpha_h} \propto a \exp(-2|\kappa|Nd). \quad (11)$$

Отсюда следует, что увеличение числа периодов модуляции показателя преломления оболочки полого волновода позволяет достичь экспоненциального уменьшения оптических потерь излучения по сравнению с полым волноводом с однородной оболочкой.

Для мод полого волновода с периодической оболочкой постоянную распространения K_{PBG} можно рассчитать в рамках лучевого приближения с помощью соотношений

$$K_{\text{PBG}}^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 n_1^2 - h^2, \quad (12)$$

$$ah = \pi q + 2\varphi, \quad (13)$$

где q — целое число, φ — сдвиг фаз при отражении от стенок волновода.

Используя формулу (6) для коэффициента отражения от периодической многослойной структуры, получаем

$$ah = \pi q + 2 \arctan \left[\frac{\Delta\beta}{2s} \tanh(sNd) \right]. \quad (14)$$

Вблизи центра фотонной запрещенной зоны формула (14) переходит в выражение, аналогичное выражению для постоянной распространения в полом волноводе с однородной оболочкой:

$$K_{\text{PBG}}^q \approx \frac{\omega}{c} n_1 \left[1 - \frac{(\pi qc)^2}{(a\omega n_1)^2} \right]^{1/2}. \quad (15)$$

Как следует из выражения (15), полый волновод с периодической оболочкой может быть использован для реализации волноводных режимов нелинейно-оптических взаимодействий и достижения фазового согласования невырожденных по частоте нелинейно-оптических процессов аналогично полому волноводу с однородной оболочкой, но с существенно меньшими оптическими потерями. Полые ФК-волокна имеют гораздо более сложную структуру, чем волноводы с периодической оболочкой, рассмотренные в настоящем разделе. В общем случае анализ свойств полых ФК-волноводов можно выполнить на основе численного решения волнового уравнения. Такому анализу посвящен следующий раздел обзора.

3. Волноводные моды фотонно-кристаллических волокон с полой сердцевиной

В настоящем разделе мы рассмотрим особенности пространственного распределения электромагнитного поля в собственных модах полых ФК-волноводов и исследуем свойства дисперсии таких волноводных мод. Для этих целей мы воспользуемся результатами численного анализа волнового уравнения для электромагнитного поля в полом ФК-волноводе, представленного в работе [65]. Метод анализа свойств волноводных мод полых ФК-волноводов основан на предложенном в работах [66–68] разложении электромагнитного поля по функциям Эрмита–Гаусса.

Моделирование свойств собственных мод и спектров пропускания полых ФК-волноводов производилось на основе решения векторных волновых уравнений для поперечных компонент электрического поля $E_x(x, y)$ и $E_y(x, y)$:

$$\left[\frac{\nabla_{\perp}^2}{k^2} + n^2(x, y) \right] E_x + \frac{1}{k^2} \frac{\partial}{\partial x} \left(E_x \frac{\partial \ln n^2}{\partial x} + E_y \frac{\partial \ln n^2}{\partial y} \right) = \frac{\beta^2}{k^2} E_x, \quad (16)$$

$$\left[\frac{\nabla_{\perp}^2}{k^2} + n^2(x, y) \right] E_y + \frac{1}{k^2} \frac{\partial}{\partial y} \left(E_x \frac{\partial \ln n^2}{\partial x} + E_y \frac{\partial \ln n^2}{\partial y} \right) = \frac{\beta^2}{k^2} E_y, \quad (17)$$

где β — постоянная распространения, k — волновое число, ∇_{\perp} — оператор градиента в плоскости (x, y) , $n(x, y)$ — профиль показателя преломления.

Поперечное распределение электрического поля в сечении волокна представляется в виде разложения по системе ортонормированных функций Эрмита – Гаусса:

$$E_x = \sum_{n,m=0}^{F-1} \xi_{n,m}^x \psi_n\left(\frac{x}{A}\right) \psi_m\left(\frac{y}{A}\right),$$

$$E_y = \sum_{n,m=0}^{F-1} \xi_{n,m}^y \psi_n\left(\frac{x}{A}\right) \psi_m\left(\frac{y}{A}\right). \quad (18)$$

Профиль показателя преломления записывается в виде разложения по функциям Эрмита – Гаусса и системе ортогональных периодических функций:

$$n^2(x, y) = \sum_{n,m=0}^{N_d-1} \left[D_{n,m} \psi_n\left(\frac{x}{w}\right) \psi_m\left(\frac{y}{w}\right) \right] + \sum_{k,l}^{N_p-1} P_{k,l} \cos \frac{2\pi kx}{T_x} \cos \frac{2\pi ly}{T_y}. \quad (19)$$

Здесь N_d , N_p — числа базисных функций, $D_{n,m}$, $P_{k,l}$ — постоянные коэффициенты, T_x , T_y — периоды структуры в направлениях осей x , y соответственно, A и w — параметры, характеризующие пространственный масштаб структуры волокна. Для расчета дисперсионных свойств волноводных мод полого ФК-волокна использовались разложение по базису из 80×80 полиномов Эрмита – Гаусса и 150×150 тригонометрических функций.

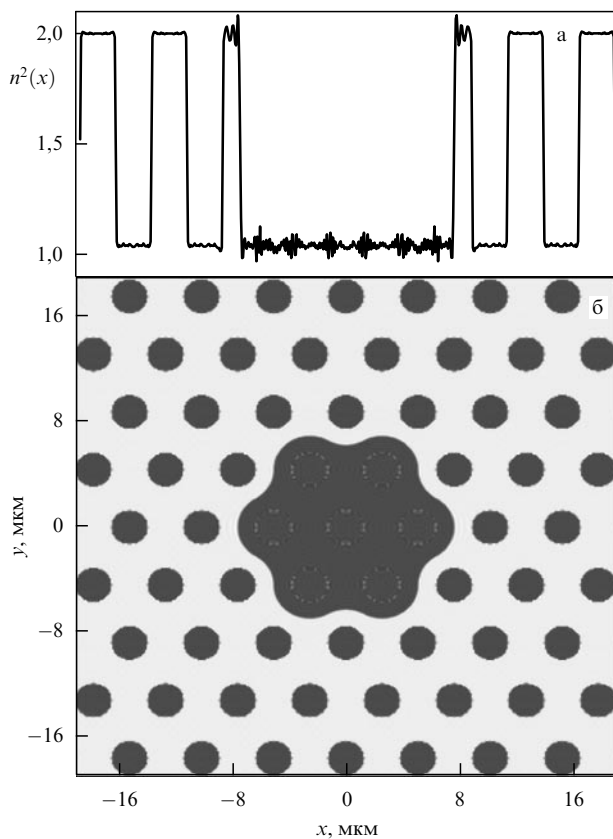


Рис. 3. Одномерный срез профиля показателя преломления вдоль оси x при $y = 0$ (а) и профиль квадрата показателя преломления в сечении ФК-волокна (б), синтезированный методом полиномиального разложения ($N_d = 80$, $N_p = 150$).

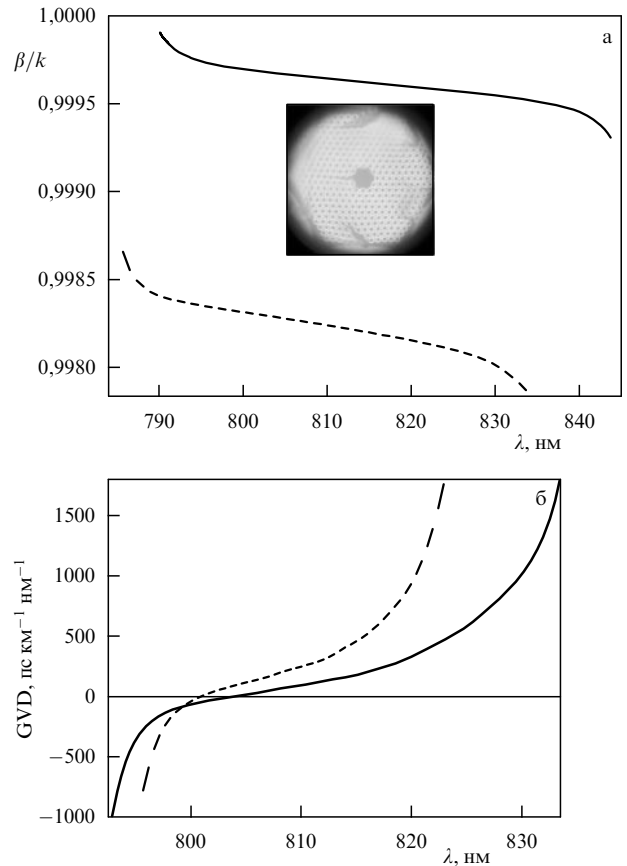


Рис. 4. (а) Зависимость постоянной распространения β , нормированной на волновое число k , от длины волны для основной моды (сплошная линия) и моды второго порядка (штриховая линия) в полой ФК-волноводе со структурой поперечного сечения, показанной на вставке. (б) Дисперсия групповой скорости для основной моды (сплошная линия) и моды второго порядка (штриховая линия) в полой ФК-волноводе.

На рисунке 3 представлен одномерный срез (рис. 3а) и двумерный профиль (рис. 3б) пространственного распределения показателя преломления в сечении полого ФК-волокна, синтезируемого с помощью выражения (19).

Подстановка рядов (18) и (19) в волновые уравнения (16) и (17) сводит исходную задачу к задаче на собственные функции и собственные значения для матричного уравнения, решение которой позволяет определить постоянные распространения (рис. 4а), дисперсию групповой скорости (рис. 4б) и распределение поля (рис. 5) в волноводных модах. Результаты расчетов двумерного распределения интенсивности электрического поля в основной и высших модах рассматриваемого волокна (рис. 5а, 5в, 5д, 5ж) хорошо согласуются с данными экспериментальных исследований [46, 69] (рис. 5б, 5г, 5е, 5з) для полых ФК-волокон с наполненной воздухом сердцевинной диаметром около 14 мкм и периодической оболочкой, состоящей из стекла и воздуха с периодом структуры около 5 мкм.

Экспериментальные данные [46, 69] и результаты расчетов [65] указывают на возможность возбуждения основной и нескольких высших изолированных волноводных мод, локализованных в полой сердцевине ФК-волокна. Число волноводных мод, поддерживаемых полой сердцевинной ФК-волокна, определяется шириной фотонной запрещенной зоны ФК-оболочки и соотноше-

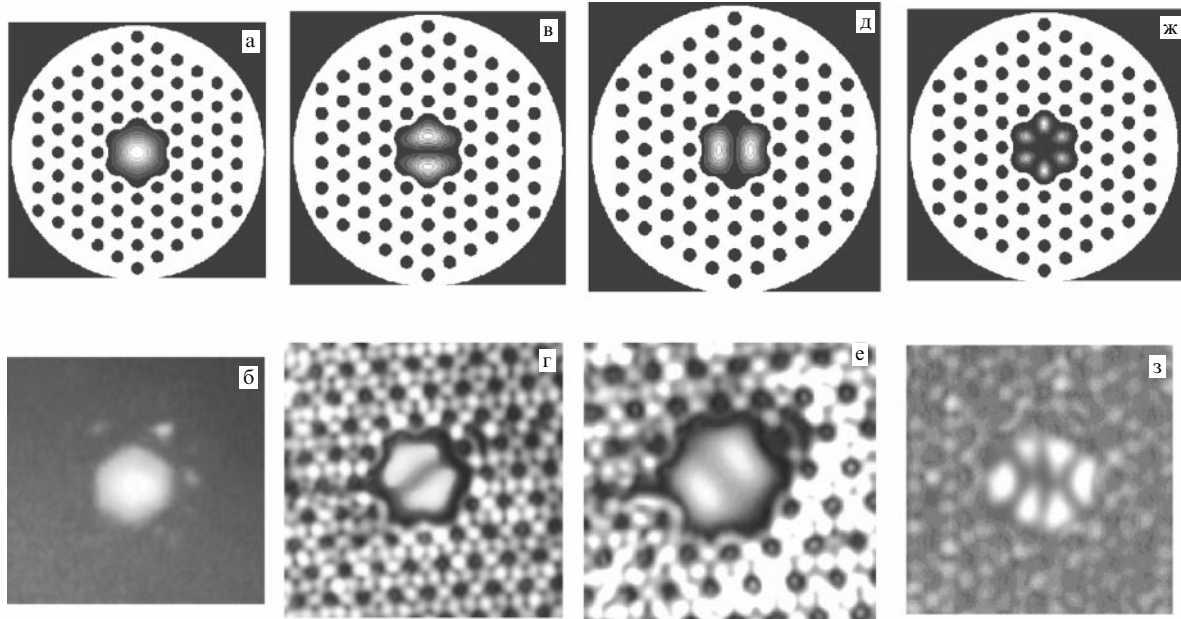


Рис. 5. Результаты расчетов (а, в, д, ж) и экспериментальные данные (б, г, е, з) для профилей интенсивности электрического поля в модах полого ФК-волновода.

нием радиуса сердцевинки волокна r_{core} и длины волны излучения. Интуитивная оценка числа направляемых мод, локализуемых в полой сердцевине волокна, записывается в виде [41]

$$N_{\text{PCF}} = \frac{1}{4}(\beta_h^2 - \beta_l^2)r_{\text{core}}^2, \quad (20)$$

где β_h и β_l — постоянные распространения, соответствующие верхней и нижней границам фотонной запрещенной зоны.

Физически наглядное приближенное выражение (20) дает качественно правильное представление о числе и плотности направляемых мод в полом ФК-волокне, в целом согласующееся с результатами более детального численного анализа [70]. Фотонные запрещенные зоны оболочки ФК-волокна, таким образом, не только приводят к радикальному снижению оптических потерь по сравнению со стандартным полым волноводом с таким же внутренним диаметром, но и осуществляют фильтрацию волноводных мод, облегчая селективное возбуждение изолированных волноводных мод поля электромагнитного излучения.

Как следует из выражения (20), число мод, локализованных в полой сердцевине волокна, увеличивается с ростом отношения радиуса сердцевинки к длине волны излучения. На рисунке 6 представлено поперечное сечение полого ФК-волокна с увеличенным радиусом сердцевинки, разработанного [71] для передачи высокоинтенсивных импульсов лазерного излучения. В общем случае передача излучения через такое волокно происходит в многомодовом режиме. Селективное возбуждение изолированных мод поля в волноводе, однако, облегчается также благодаря фильтрующему действию ФК-оболочки. В коротковолновом пределе ($\lambda \ll r_{\text{core}}$) полый ФК-волновод переходит в многомодовый режим. Характерные профили интенсивности светового поля в волноводных модах высоких порядков представлены на рис. 7.

Как полосы прозрачности в спектрах пропускания полых ФК-волокон, так и дисперсионные свойства их

собственных мод могут управляться путем изменения структуры волокна [69]. Ключевой характеристикой волокна, определяющей скорость расплывания сверхкоротких импульсов, является дисперсия групповой скорости

$$D = -2\pi c \lambda^{-2} \frac{d^2 \beta}{d\omega^2}.$$

Отрицательная дисперсия групповой скорости соответствует нормальной дисперсии групповых скоростей, а положительная — аномальной. На рисунке 4б представлена дисперсия групповой скорости основной и высшей волноводных мод полого ФК-волокна со структурой поперечного сечения, показанной на вставке к рис. 4а.

Из представленных результатов следует, что дисперсия групповой скорости волноводных мод полых ФК-волокон может существенно превышать по абсолютной величине дисперсию групповой скорости воздуха и материала оболочки волокна. Дисперсия групповой скорости становится особенно сильной на краях полос пропускания. Этот вывод подтверждается результатами экспериментов по исследованию распространения фемтосекундных импульсов в полых ФК-волоках [72, 73]. Характерные особенности поведения дисперсии групповой скорости волноводных мод полых ФК-волокон заключаются в существовании точки нуля дисперсии групповой скорости в центральной части полосы пропускания и наличии достаточно широкого участка аномальной дисперсии, позволяющего реализовать солитонные режимы распространения [51, 52], а также режимы самосжатия сверхкоротких лазерных импульсов.

4. Нелинейно-оптические взаимодействия изолированных волноводных мод интенсивных фемтосекундных импульсов

Нелинейная оптика мощных сверхкоротких импульсов лазерного излучения является одной из наиболее увлекательных и быстро развивающихся областей современной

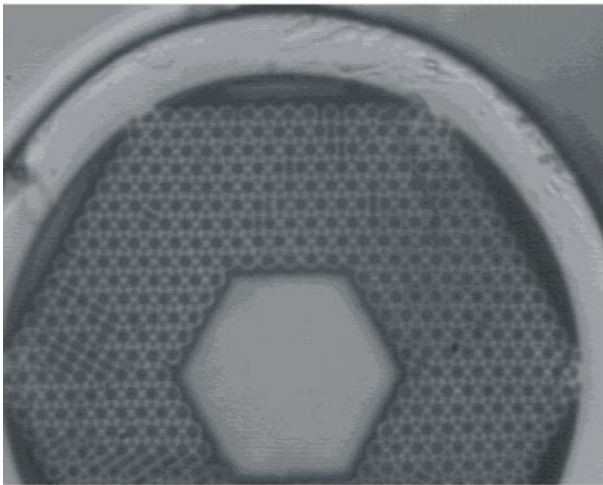
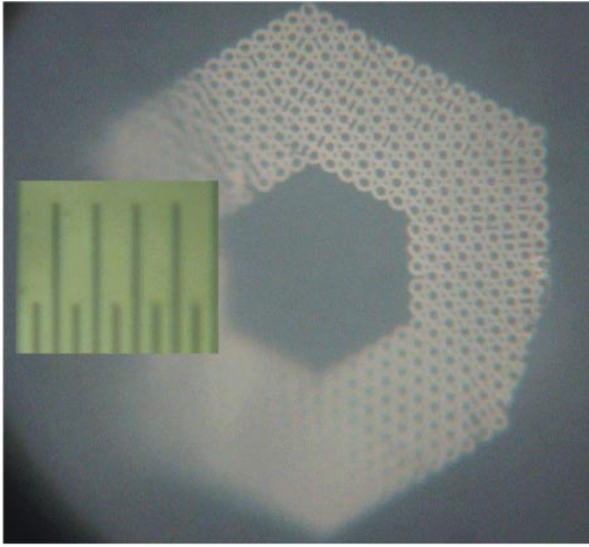


Рис. 6. Поперечное сечение полого ФК-волокна с увеличенным радиусом сердцевины (примерно 23 мкм) для передачи высокоинтенсивных импульсов лазерного излучения (внизу показано изображение волноводной моды). Расстояние между рисками основной шкалы калибра 10 мкм.

оптической физики. Использование высокоинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов привело к откры-

тию ряда новых нелинейно-оптических явлений, включая генерацию оптических гармоник высокого порядка [74, 75], и позволило получить импульсы электромагнитного излучения рекордно короткой длительности — аттосекундные импульсы [76–78]. Полые ФК-волокна, реализующие новые режимы волноводного распространения для интенсивных сверхкоротких импульсов, открывают уникальные возможности для оптики сильных световых полей. Волокна этого типа, в частности, позволяют передавать в волноводном режиме направляемые моды электромагнитного излучения с поперечным размером порядка нескольких микрометров, что обеспечивает радикальное увеличение эффективности нелинейно-оптических взаимодействий сверхкоротких лазерных импульсов [47–49, 79].

На рисунке 8 представлены спектры пропускания полых ФК-волокон [73], оптимизированных для передачи фемтосекундных импульсов титан-сапфирового лазера (рис. 8а), основного излучения лазера на гранате с неодимом и его второй гармоники (рис. 8б), а также ИК-излучения в области 1,0–1,25 и 1,6–2,0 мкм (рис. 8в). Волокна, использованные в экспериментах [73], имели период структуры оболочки 5 мкм и диаметр сердцевины 14 мкм. Типичное изображение структуры поперечного сечения волокна представлено на вставке к рис. 8а.

Спектр пропускания полых ФК-волокон характеризуется наличием ярко выраженных максимумов (рис. 8). Как упоминалось выше, природа этих пиков связана с тем, что периодически структурированная оболочка волокна характеризуется высокой отражательной способностью вблизи фотонных запрещенных зон, что приводит к значительному уменьшению потерь волноводных мод в узких спектральных областях. Излучение с длинами волн, лежащими вдали от запрещенных зон, может приводить лишь к возбуждению вытекающих мод полого волновода. Такие моды характеризуются значительными потерями и не дают заметного вклада в сигнал на выходе волокна. Перестройка спектра пропускания полых ФК-волокон достигается путем изменения структуры оболочки [69]. Моделирование свойств собственных мод и спектров пропускания полых ФК-волокон производилось на основе решения векторных волновых уравнений с использованием численной процедуры, разработанной в работах [65, 69] и описанной в разделе 3 настоящего обзора.

Эволюция формы огибающей и фазы сверхкоротких лазерных импульсов, передаваемых через волокно, су-

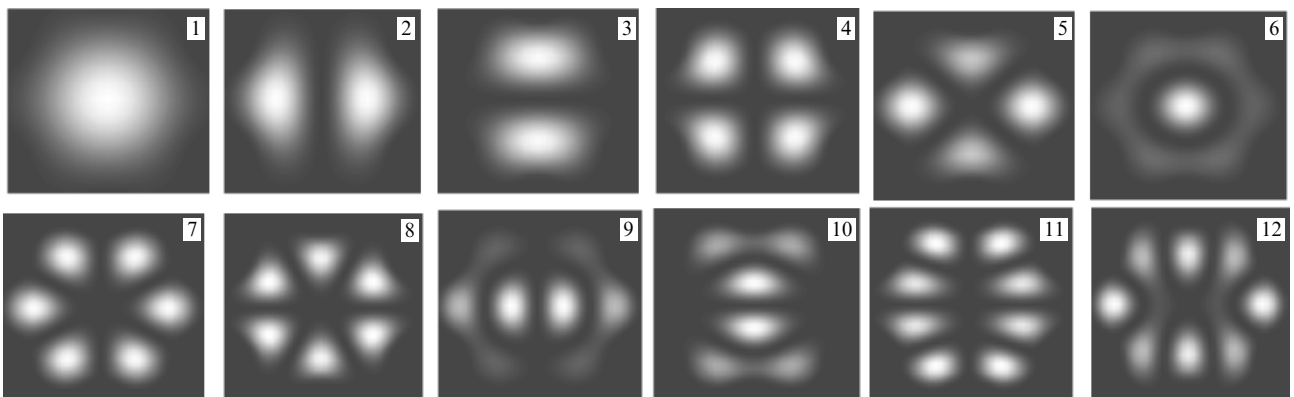


Рис. 7. Волноводные моды полого ФК-волокна, рассчитанные методом полиномиального разложения.

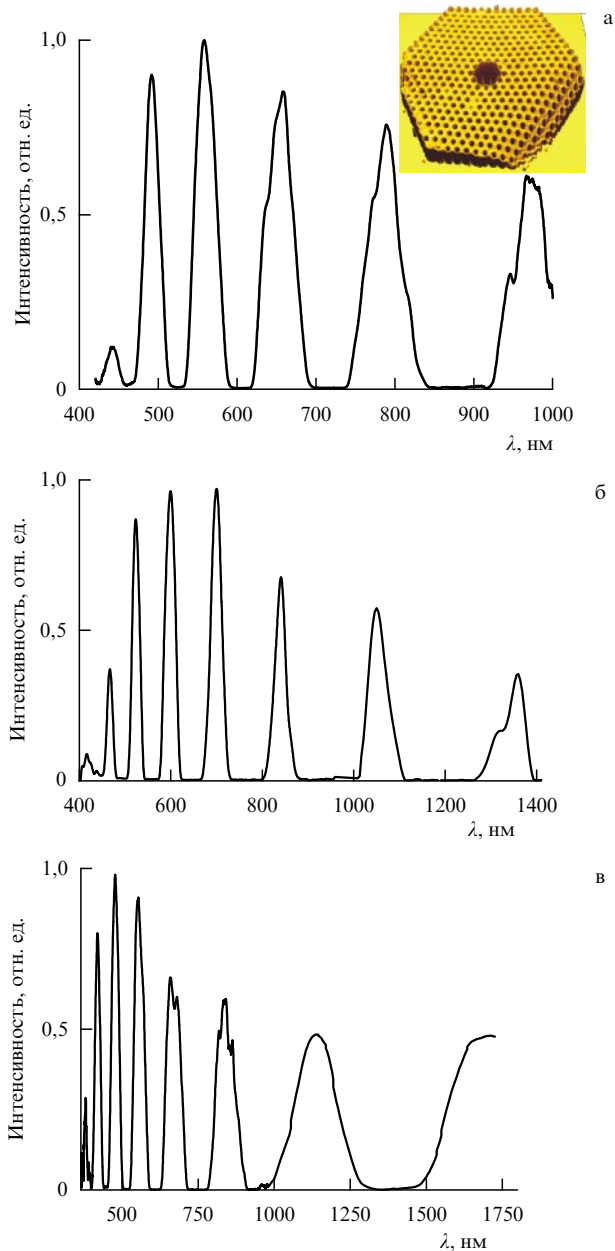


Рис. 8. Спектры пропускания полых ФК-волокон для передачи фемтосекундных импульсов титан-сапфирового лазера (а), основного излучения лазера на гранате с неодимом и его второй гармоники (б) и ИК-излучения в области 1,0–1,25 и 1,6–2,0 мкм (в). На вставке к рис. 8а изображено поперечное сечение ФК-волокна с периодом структуры 5 мкм и диаметром сердцевины 13 мкм.

щественным образом влияет на режим распространения и эффективность нелинейно-оптических взаимодействий сверхкоротких импульсов, а также определяет возможности дальнейшего спектрального и временного преобразования лазерных импульсов. В работе [73] экспериментально исследованы изменения формы огибающей и эволюция спектрального и временного распределения фазы фемтосекундных импульсов, распространяющихся в полых ФК-волокнах.

Полученные результаты (рис. 9) свидетельствуют о том, что степень искажения огибающей и распределения фазы сверхкоротких импульсов, передаваемых через полое ФК-волокно, определяется отстройкой несущей частоты лазерного излучения от центральной частоты

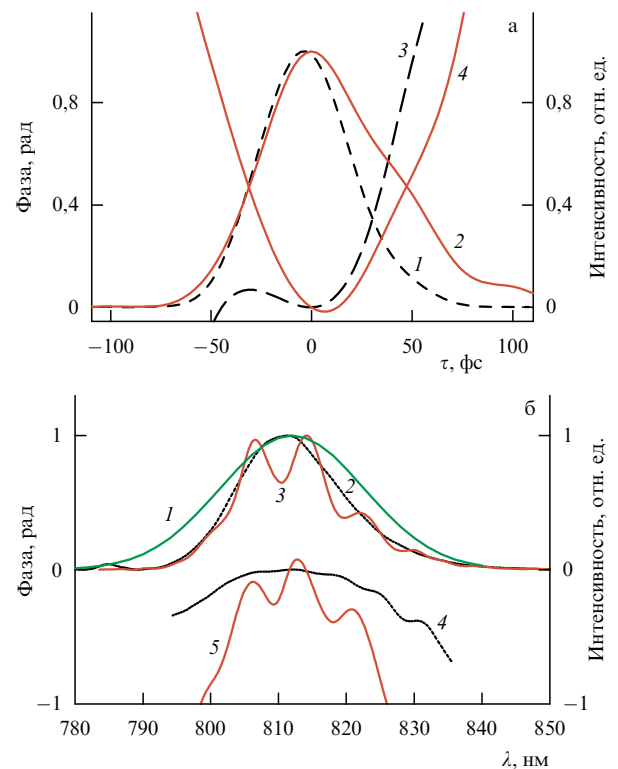


Рис. 9. (а) Огибающая (1, 2) и временное распределение фазы (3, 4) импульса титан-сапфирового лазера, прошедшего через полое ФК-волокно длиной 3 см со структурой поперечного сечения, показанной на вставке к рис. 4а (сплошные линии), и выходного импульса титан-сапфирового лазера (штриховые линии). (б) Эволюция спектрального распределения амплитуды и фазы импульса титан-сапфирового лазера, передаваемого через полое ФК-волокно: 1 — пик пропускания ФК-волокна, 2 — начальный спектр импульса, 3 — спектр импульса, прошедшего через полое ФК-волокно длиной 3 см, 4 — начальная фаза импульса, 5 — фаза импульса, прошедшего через полое ФК-волокно длиной 3 см; длина волны лазерного излучения 812 нм.

пика пропускания волокна. Вблизи границ пика пропускания, связанных с границами фотонной запрещенной зоны оболочки волокна, передача сверхкоротких световых импульсов через полое ФК-волокно сопровождается значительным искажением формы световых импульсов, а также неоднородными по спектру и временной координате набегами фазы (рис. 9). Вдали от границ фотонных запрещенных зон периодической оболочки полые ФК-волокна обеспечивают оптимальные условия для передачи сверхкоротких импульсов. Однако по мере приближения к границам фотонных запрещенных зон эффекты, связанные с волноводной составляющей дисперсии, начинают играть все более существенную роль и приводят к значительным искажениям формы, а также спектрального и временного распределения фазы сверхкороткого светового импульса.

В работе [80] показано, что полые ФК-волокна со специальным профилем дисперсии обеспечивают выполнение условий фазового синхронизма для нелинейно-оптических взаимодействий мощных фемтосекундных импульсов в режиме изолированных волноводных мод, локализованных в полую сердцевину волокна. Полые ФК-волокна в экспериментах [80] имели период структуры оболочки 4,6 мкм и диаметр сердцевины 13 мкм. Типичное изображение структуры поперечного сечения

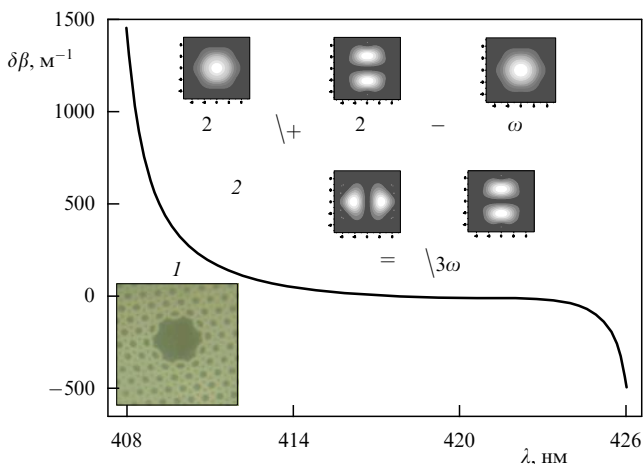


Рис. 10. Расстройка $\delta\beta = \beta_{3\omega} - \beta'_{2\omega} - \beta''_{2\omega} + \beta_{\omega}$ постоянных распространения $\beta_{\omega}, \beta'_{2\omega}, \beta''_{2\omega}, \beta_{3\omega}$ волноводных мод ФК-волокна, участвующих в ЧВВ-процессе $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$ (где $2\omega, \omega$ — частоты полей накачки). Период структуры оболочки ФК-волокна 4,6 мкм, диаметр сердцевины волокна 13 мкм. На вставках изображены поперечное сечение полого ФК-волокна (1) и профили интенсивности излучения в волноводных модах ФК-волокна (2), участвующих в ЧВВ-процессе.

волокна представлено на вставке 1 к рис. 10. На рисунке 10 представлена рассчитанная с помощью описанной в разделе 3 процедуры расстройка

$$\delta\beta = \beta_{3\omega} - \beta'_{2\omega} - \beta''_{2\omega} + \beta_{\omega}$$

постоянных распространения $\beta_{\omega}, \beta'_{2\omega}, \beta''_{2\omega}, \beta_{3\omega}$ волноводных мод ФК-волокна, участвующих в ЧВВ-процессе

$$3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$$

($2\omega, \omega$ — частоты полей накачки). Полученные результаты указывают на возможность достижения фазового согласования для ЧВВ-процесса основной моды излучения накачки с частотой ω , основной моды одного из полей накачки с частотой 2ω , высшей волноводной моды второго поля накачки 2ω и высшей волноводной моды нелинейного сигнала (вставка 2 к рис. 10). Как следует из рис. 10, фазовый синхронизм достигается в спектральном интервале шириной около 10 нм, что

позволяет обеспечить высокую эффективность ЧВВ-процесса для фемтосекундных лазерных импульсов. Представленные ниже результаты экспериментов полностью согласуются с данными теоретического анализа.

Лазерная система в экспериментах [80] состояла из задающего лазера на кристалле Cr^{4+} : форстерит, стретчера, узла оптической развязки, регенеративного усилителя, компрессора и кристалла для удвоения частоты (рис. 11). Для накачки задающего лазера использовался волоконный иттербиевый лазер. Задающий лазер генерировал импульсы с характерной длительностью 30–50 фс и частотой повторения 120 МГц. Центральная длина волны этих импульсов составляла 1250 нм. Средняя мощность излучения лазера составляла около 180 мВт. Усиление фемтосекундных импульсов, формируемых задающим генератором, производилось при помощи регенеративного усилителя, накачиваемого излучением Nd:YLF-лазера. Усиленные импульсы с энергией до 100 мкДж поступали на решеточный компрессор, где происходило сжатие импульсов до длительности 50–100 фс с потерей примерно половины энергии. Удвоение частоты излучения хром-форстеритового лазера осуществлялось с помощью кристалла LBO.

Фемтосекундные импульсы основного излучения хром-форстеритового лазера с центральной длиной волны 1250 нм и импульсы излучения второй гармоники с длиной волны 625 нм использовались в качестве полей накачки ω и 2ω в ЧВВ-процессе $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$. Энергия импульсов накачки варьировалась в диапазоне от 0,1 до 10 мкДж. Излучение накачки заводилось в полой ФК-волновод (с периодом структуры оболочки 4,6 мкм, диаметром сердцевины 13 мкм, длиной 5 см), установленный на трехкоординатной подложке с помощью стандартного микрообъектива. Излучение основной частоты фокусировалось таким образом, чтобы обеспечить максимальную эффективность возбуждения основной волноводной моды ФК-волокна (вставка 1 к рис. 12). Излучение второй гармоники распространялось в виде смеси основной и высшей волноводных мод ФК-волокна (вставка 2 к рис. 12).

Четырехволновое взаимодействие импульсов накачки приводило к генерации сигнала с центральной длиной волны 417 нм (рис. 12). Максимальная эффективность генерации нелинейного сигнала в условиях наших экспериментов составляла 0,1%. Из-за значительной фазовой

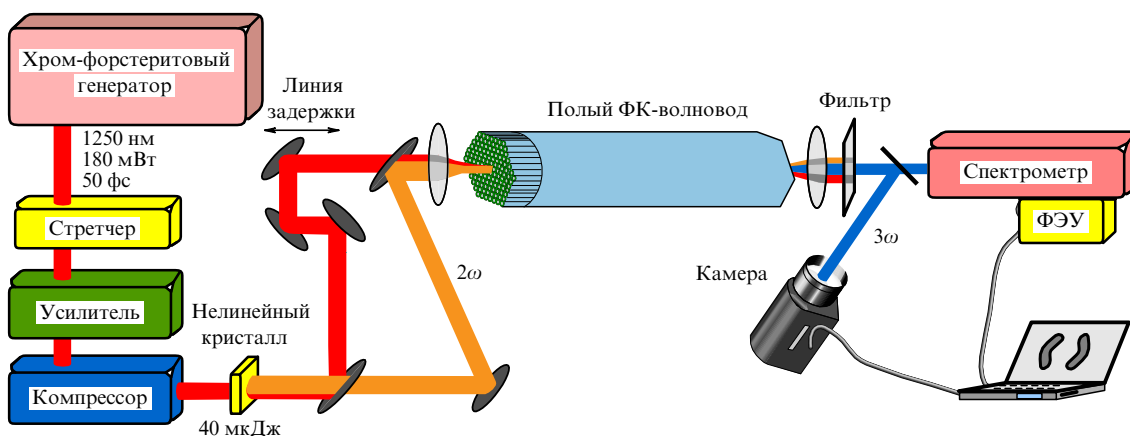


Рис. 11. Схема фемтосекундной лазерной системы для исследования нелинейно-оптического взаимодействия интенсивных сверхкоротких лазерных импульсов в полой ФК-волокне.

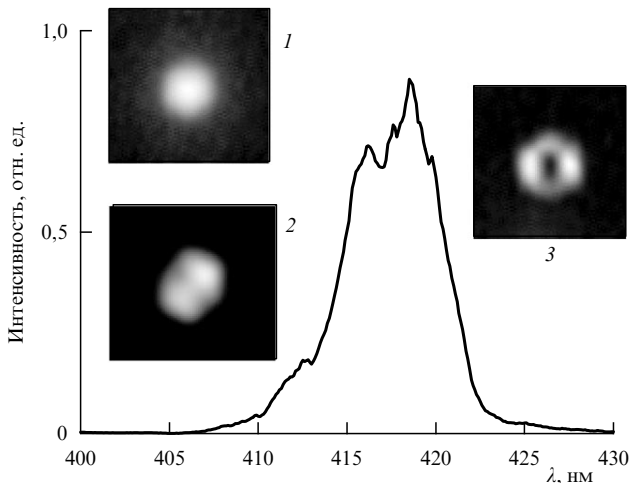


Рис. 12. Спектр ЧВВ-сигнала, генерируемого в полом ФК-волокне импульсами основной частоты и второй гармоники излучения хром-форстеритового лазера с энергией 2 и 3 мкДж соответственно. Начальная длительность импульсов излучения основной частоты 50 фс. На вставках изображены поперечные распределения интенсивности излучения основной частоты (1), второй гармоники (2) и ЧВВ-сигнала (3) на выходе ФК-волокна.

расстройки прямой процесс генерации третьей гармоники $3\omega = \omega + \omega + \omega$, приводящий к генерации излучения с такой же длиной волны, характеризовался эффективностью, на несколько порядков меньшей, чем эффективность ЧВВ-процесса $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$.

Анализ поперечного распределения интенсивности ЧВВ-сигнала на выходе ФК-волокна свидетельствует о том, что нелинейный сигнал генерируется в устойчивой изолированной высшей волноводной моде ФК-волокна (вставка 3 к рис. 12). Данный результат согласуется с выводами теоретического анализа фазового согласования для ЧВВ-процесса в полом ФК-волокне (ср. вставку 2 к рис. 10 и вставки 1–3 к рис. 12). Таким образом, фазовый синхронизм изолированных волноводных мод

интенсивных лазерных импульсов, взаимодействующих в полом ФК-волокне, в условиях наших экспериментов определяет и стабилизирует пространственный профиль ЧВВ-сигнала. Данное обстоятельство обеспечивает высокое качество пучка нелинейного сигнала на выходе волокна и открывает возможность модового управления процессом нелинейно-оптической обработки высокоинтенсивных лазерных импульсов.

Стабильный пространственный профиль излучения ЧВВ-сигнала на выходе ФК-волокна сохранялся вплоть до энергий импульсов накачки 6 мкДж, что соответствует интенсивности лазерного излучения 9×10^{13} Вт см⁻². При более высоких интенсивностях полей накачки заметную роль начинают играть эффекты пространственного самовоздействия, приводящие к искажению профиля моды ЧВВ-сигнала. Импульсы накачки с энергией, превышающей 10 мкДж, приводили к возникновению оптического пробоя на стенках ФК-волокна, сопровождавшегося существенным уменьшением пропускания излучения накачки и падением эффективности нелинейно-оптического взаимодействия.

Анализ дисперсии волноводных мод полых ФК-волокон указывает пути решения проблемы фазового согласования не только для четырехволновых взаимодействий, но и для нелинейно-оптических процессов более высоких порядков. В частности, в работе [81] рассмотрены возможности использования полых ФК-волокон для генерации оптических гармоник высокого порядка. Полые волноводы позволяют радикально повысить эффективность этого процесса за счет увеличения длины нелинейно-оптического взаимодействия. ФК-волокон могут быть использованы для высокоэффективной генерации оптических гармоник в поле импульсов умеренной мощности в условиях многоволновых нелинейно-оптических взаимодействий направляемых мод электромагнитного излучения с контролируемым поперечным профилем интенсивности.

Рисунок 13 иллюстрирует возможность достижения фазового согласования для процесса генерации гармоник высокого порядка излучения накачки с длиной волны

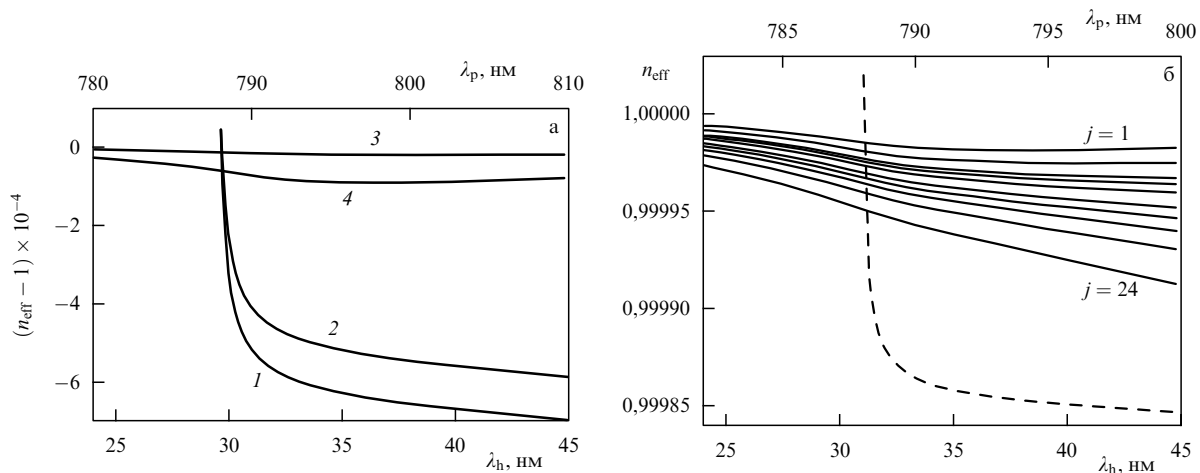


Рис. 13. (а) Эффективные показатели преломления для основной моды поля накачки (1, 2) и гармоник высокого порядка (3, 4), рассчитанные в зависимости от длин волн излучения накачки λ_p и гармоники λ_h для полого ФК-волоконда с периодом оболочки 5 мкм, наполненного аргоном при давлении 0,1 атм (1, 3) и 0,5 атм (2, 4). (б) Эффективные показатели преломления для основной моды поля накачки (штриховая линия), а также основной ($j = 1$) и высших ($j = 2 - 13, 18, 24$) волноводных мод гармоник высокого порядка, рассчитанные в зависимости от длин волн излучения накачки λ_p и гармоники λ_h для полого ФК-волоконда с периодом оболочки 10 мкм, наполненного аргоном при давлении 0,1 атм. Профили интенсивности высших волноводных мод ФК-волокон представлены на рис. 7.

около 800 нм с преобразованием частоты в область длин волн 25–45 нм. Условие фазового согласования соответствует равенство эффективных показателей преломления $n_{\text{eff}} = \beta c / \omega$ волноводных мод полей накачки и гармоники. Точный фазовый синхронизм для процесса генерации гармоник в полых ФК-волноводах достигается путем выбора оптимального давления газа (рис. 13а), структуры волокна и типа мод, участвующих в нелинейно-оптическом взаимодействии (рис. 13б).

Представленные в настоящем разделе результаты экспериментальных и теоретических исследований показывают, что полые ФК-волокна со специальным профилем дисперсии обеспечивают выполнение условий фазового синхронизма для нелинейно-оптических взаимодействий мощных фемтосекундных импульсов в режиме изолированных волноводных мод, локализованных в полой сердцевине волокна. Фазовый синхронизм изолированных волноводных мод интенсивных лазерных импульсов, взаимодействующих в полном ФК-волокне, в условиях описанных выше экспериментов приводит к эффективному преобразованию частоты интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью порядка 10^{14} Вт см⁻² и стабилизирует пространственный профиль ЧВВ-сигнала.

5. Самовоздействие субгигаваттных фемтосекундных импульсов

В этом разделе мы обсудим результаты экспериментов, посвященных исследованию эффектов временного и пространственного самовоздействия мощных (субгигаваттных) фемтосекундных лазерных импульсов в полых ФК-волокнах. Мы исследуем пути оптимизации полых ФК-волокон для передачи мощных лазерных импульсов и покажем возможность использования эффектов самофокусировки за счет керровской нелинейности в подобных волноводах для осуществления режима самоканалирования лазерного излучения.

Вследствие ограниченной спектральной ширины фотонных запрещенных зон периодической оболочки ФК-волокон максимумы в спектрах пропускания таких волокон имеют конечную ширину (см. рис. 8). Данное обстоятельство, с одной стороны, накладывает ограничение на длительность импульсов, передаваемых по волокну, с другой — открывает возможность создания оптических диодов [50], ограничителей и переключателей [82] для высокоинтенсивных сверхкоротких лазерных импульсов на основе явления фазовой самомодуляции в полых ФК-волокнах.

Для исследования явлений временного и пространственного самовоздействия лазерного излучения в полых ФК-волноводах в работе [83] использовались импульсы излучения титан-сапфировой лазерной системы, состоявшей из задающего генератора и регенеративного усилителя. Длительность импульсов лазерного излучения с центральной длиной волны около 800 нм составляла примерно 30 фс. Энергия лазерных импульсов варьировалась в диапазоне от 0,1 до 10 мкДж. С помощью стандартного микрообъектива лазерное излучение заводилось в полое ФК-волокно, установленное на трехкоординатной микрометрической подаче в вакуумной камере. Для исследования явлений временного и пространственного самовоздействия лазерных импульсов в полых ФК-волокнах камера заполнялась аргоном,

азотом или атмосферным воздухом. Имелась возможность изменения давления газа в камере в диапазоне от 0,1 до 10 атм.

Решение задачи уменьшения оптических потерь при распространении сверхкоротких импульсов через полые ФК-волокна предполагает согласование спектра лазерных импульсов со спектром пропускания ФК-волокна. Явление фазовой самомодуляции приводит к уширению

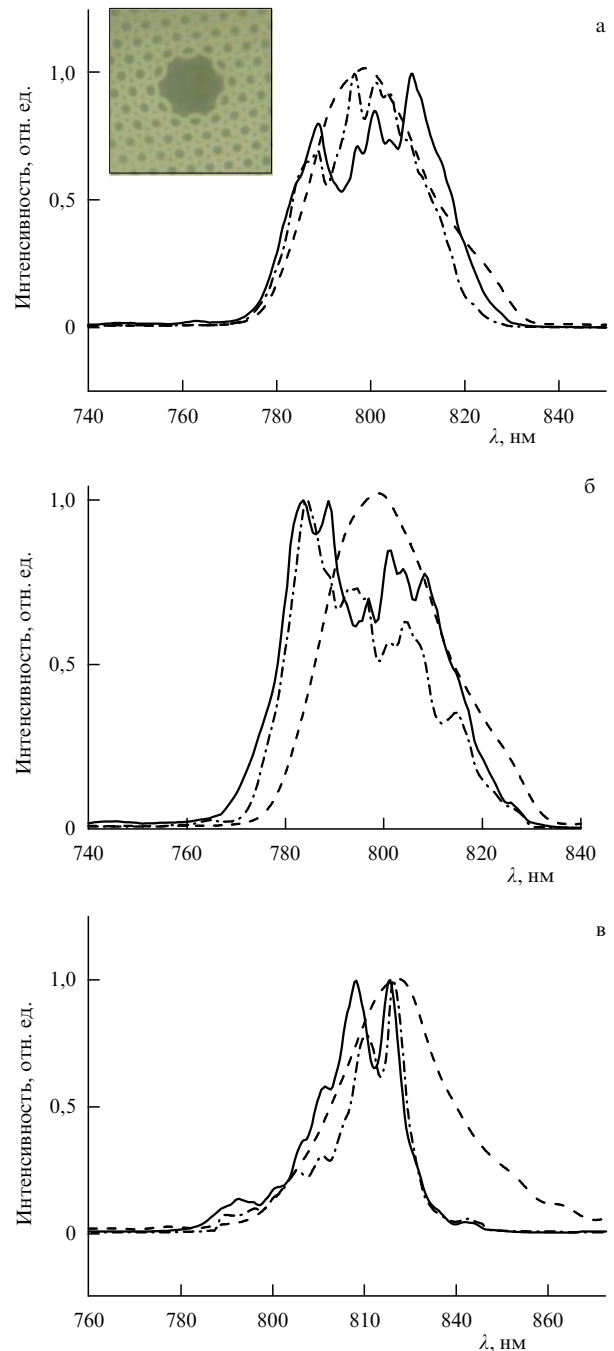


Рис. 14. Спектры сверхкоротких лазерных импульсов, уширенные за счет фазовой самомодуляции в полых ФК-волокнах, заполненных азотом (а) и аргоном (б, в) при давлении 3 атм (штрихпунктирная линия) и 5 атм (сплошная линия). Длина волокна 6 см, начальная энергия лазерного импульса на входе в волокно 0,2 мкДж. Штриховыми линиями показаны спектры пропускания волокон. На вставке к рис. 14а изображено поперечное сечение полого ФК-волокна с периодом структуры в оболочке 5 мкм.

спектра сверхкоротких лазерных импульсов. С учетом этого обстоятельства ширина соответствующего максимума в спектре пропускания полого ФК-волокна, обеспечиваемого фотонной запрещенной зоной оболочки, должна быть достаточна для передачи спектрально-уширенного короткого лазерного импульса без существенных искажений.

На рисунке 14 представлены спектры излучения на выходе полого ФК-волокна длиной 6 см, заполненного азотом (рис. 14а) и аргоном (рис. 14б, 14в) при различных давлениях. В волокно заводились фемтосекундные импульсы излучения титан-сапфирового лазера с начальной энергией 0,2 мкДж. Спектры выходных импульсов уширены вследствие явления фазовой самомодуляции. Оптимальные условия для передачи спектрально-уширенных импульсов через ФК-волокно достигаются в условиях согласования уширенного за счет эффекта фазовой самомодуляции спектра импульса и соответствующего максимума в спектре пропускания ФК-волновода. Пример такого согласования представлен на рис. 14а. Ширина спектров выходных импульсов, представленных на рис. 14б и 14в, превышает ширину пика пропускания ФК-волокна, что приводит к дополнительным потерям излучения.

Эффекты пространственного самовоздействия лазерного излучения связаны с возникновением в среде с керровской нелинейностью, зависящей от интенсивности излучения добавки к показателю преломления. Пространственно-неоднородное распределение интенсивности излучения в лазерном пучке, распространяющемся в среде с такой нелинейностью, приводит к возникновению нелинейной линзы. В условиях волноводного распространения излучения керровская нелинейность может приводить к трансформации волноводных мод и обмену энергией между модами.

Пространственное самовоздействие лазерного излучения в средах с керровской нелинейностью может приводить к волноводному режиму распространения излучения, в котором дифракционная расходимость компенсируется нелинейной линзой [16]. В неограниченной области подобные волноводные режимы, однако, оказываются неустойчивыми по отношению к малым возмущениям — флуктуациям параметров лазерного излучения или неоднородностям среды [84, 85]. С математической точки зрения это явление связано с тем, что волноводные решения нелинейного уравнения Шрёдингера, описывающего эволюцию светового пучка в нелинейной среде, соответствуют нулевому значению гамильтониана. Небольшие флуктуации параметров при этих условиях приводят к схлопыванию (коллапсу) пучка.

Отражение от стенок в ограниченной области пространства (например, в капилляре) приводит к стабилизации волноводных режимов распространения, поддерживаемых за счет неоднородного профиля показателя преломления, создаваемого лазерным излучением в среде с керровской нелинейностью [84–86]. Волноводные решения нелинейного уравнения Шрёдингера в ограниченной области пространства соответствуют положительным значениям гамильтониана, что повышает устойчивость нелинейных волноводов по отношению к малым флуктуациям параметров лазерного излучения и среды.

На рисунках 15 и 16 представлены результаты исследования влияния эффектов пространственного самовоз-

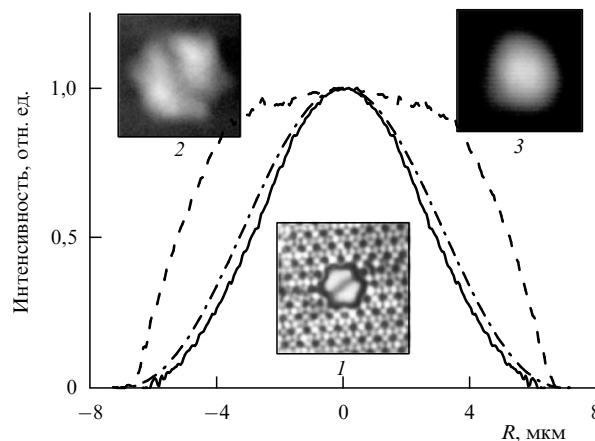


Рис. 15. Радиальные профили интенсивности, измеренные на выходе полого ФК-волокна длиной 6 см, наполненного воздухом при атмосферном давлении. Начальная энергия фемтосекундного импульса на входе волокна 0,5 мкДж (штриховая линия) и 4,0 мкДж (сплошная линия). Штрихпунктирной линией показан профиль решения $Q_{\beta}^{(0)}$, соответствующий волноводу основного состояния. На вставках изображены пучки на выходной грани волокна при начальной энергии фемтосекундного импульса 0,1 мкДж (1), 0,5 мкДж (2), 4 мкДж (3).

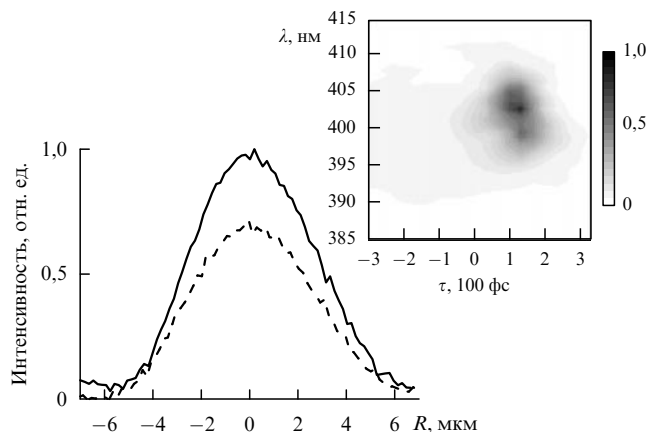


Рис. 16. Радиальные профили интенсивности, измеренные на выходе полого ФК-волокна длиной 6 см, наполненного аргоном при давлении 4 атм (штриховая линия) и 7 атм (сплошная линия). Начальная энергия фемтосекундного импульса на входе волокна 2 мкДж. На вставке показана спектрально-разрешенная кросс-корреляционная функция, построенная методом XFROG для фемтосекундного импульса титан-сапфирового лазера, прошедшего через участок наполненного аргоном полого ФК-волокна длиной 6 см. Давление аргона 3 атм, начальная энергия импульса 2 мкДж.

действия на распространение фемтосекундных импульсов через полый ФК-волновод. При малых энергиях лазерного импульса излучение распространяется через волновод в линейном режиме без пространственного самовоздействия. На вставках 1 и 2 к рис. 15 показаны характерные для этого режима профили излучения на выходе полого ФК-волокна. Как следует из приведенных изображений, структура поперечного распределения интенсивности на выходе волокна соответствует смеси волноводных мод. При увеличении энергии излучения, заводимого в волокно, профиль пучка на выходе волокна существенно трансформируется (вставка 3 к рис. 15). Характер этой трансформации свидетельствует о пре-

имущественной передаче излучения через ФК-волокно в модах, характеризующихся круговой симметрией.

Данный режим передачи фемтосекундных импульсов реализуется в ограниченной области мощности входных импульсов. Начиная с некоторой пороговой начальной мощности P_{th} , зависящей от сорта и давления газа, заполняющего сердцевину волокна, поперечный профиль пучка на выходе волокна теряет регулярную структуру и становится хаотическим. Такая трансформация распределения интенсивности в лазерном пучке на выходе волокна указывает на возникновение оптического пробоя в волноводе, которое, по-видимому, вызывается схлопывающимся в результате самофокусировки лазерным импульсом. Пороговая мощность P_{th} , соответствующая схлопыванию лазерного пучка в полном ФК-волноводе, была примерно в два раза ниже порога коллапса лазерного пучка в газе в отсутствие волновода. Этот результат согласуется с предсказаниями теоретического анализа, выполненного в работах [84, 85].

Сравнение профилей лазерного пучка на выходе заполненного аргоном полого ФК-волокна, измеренных для низких ($P < P_{th}$) и субкритичных ($P \approx (0,5-0,9) P_{th}$) мощностей P лазерного излучения (рис. 15, 16), указывает на то, что фемтосекундные лазерные импульсы создают волновод в полой сердцевине ФК-волокна за счет керровской нелинейности газа. Данный эффект проявляется особенно ярко при увеличении давления газа, заполняющего ФК-волновод (рис. 16). Независимо от начального распределения интенсивности на входе ФК-волокна профиль пучка на выходе волновода в указанном диапазоне мощности лазерного излучения характеризовался круговой симметрией. Для исследования искажения временной огибающей импульса, передаваемого через полое ФК-волокно, использовалась методика кросс-корреляционного спектрально-разрешенного оптического стробирования (cross-correlation frequency-resolved optical gating, FROG) [87]. Измерения, выполненные с использованием импульса основного излучения титан-сапфирового лазера длительностью около 50 фс, показывают (вставка к рис. 16), что выходной импульс имеет гладкую огибающую с характерной шириной около 60 фс.

Представленные выше результаты экспериментальных измерений можно интерпретировать в терминах теории самофокусировки в ограниченной области пространства [84–86]. Введем цилиндрические координаты r и z :

$$r = \frac{R}{R_0}, \quad z = \frac{Z}{L_{df}}.$$

Здесь R — радиальная координата, имеющая физическую размерность, R_0 — внутренний радиус полого волновода, Z — продольная координата, имеющая физическую размерность, $L_{df} = k_0 R_0^2$ — дифракционная длина ($k_0 = \omega_0 n_0 / c$ — волновое число, ω_0 — частота излучения, n_0 — невозмущенный полем показатель преломления).

Радиальные профили интенсивности поля в собственных модах $\psi \propto \exp(i\beta z) Q_\beta(r)$ волнопроводов, наводимых за счет керровской нелинейности лазерным излучением, распространяющимся вдоль оси z в ограниченной области пространства (имеющей круговую симметрию), описываются решениями $Q_\beta(r)$ обыкновенного диффе-

ренциального уравнения

$$\Delta_\perp Q_\beta - \beta Q_\beta + Q_\beta^3 = 0, \quad \Delta_\perp = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r},$$

с граничными условиями, записанными в пренебрежении энергией электромагнитного поля, распространяющейся за пределами сердцевины волновода:

$$\frac{dQ_\beta(0)}{dr} = 0, \quad Q_\beta(1) = 0.$$

Данное уравнение имеет бесконечное множество решений $Q_\beta^{(n)}$, где $n = 0, 1, 2, \dots$. Все волноводные моды $Q_\beta^{(n)}$ характеризуются положительными значениями гамильтониана, что обеспечивает устойчивость этих решений относительно малых возмущений параметров лазерного излучения и среды.

Решение $Q_\beta^{(0)}$, соответствующее основному состоянию гамильтониана, положительно определено в области $1 \geq r \geq 0$ и является монотонно убывающей функцией координаты r . В режиме слабого поля решение $Q_\beta^{(0)}$ стремится к функции Бесселя:

$$Q_\beta^{(0)} \propto \varepsilon J_0(2,4r),$$

где ε — малый параметр, который определяется интенсивностью поля и нелинейностью среды. Радиальный профиль распределения интенсивности, соответствующий такому волноводу основного состояния (штрихпунктирная линия на рис. 15), дает хорошую аппроксимацию экспериментально измеренного профиля пучка на выходе полого ФК-волокна (сплошная линия на рис. 15).

Стабильные относительно малых возмущений волноводные моды $Q_\beta^{(n)}$ не являются аттракторами, а соответствуют центральным решениям в случае консервативной системы [84]. Эти решения, однако, становятся аттракторами для диссипативной системы [86], т.е. для керровских волнопроводов, наводимых в полых волокнах с потерями. В этом случае поперечные профили распределения интенсивности с круговой симметрией должны формироваться независимо от начального профиля пучка. Именно это свойство присуще волноводным модам полых ФК-волокон, которые наблюдались в описанных выше экспериментах.

В работе [88] показано, что отсутствие памяти о начальном профиле распределения интенсивности является универсальным свойством коллапсирующих в результате пространственного самовоздействия световых пучков. Явление самофокусировки на неограниченной области пространства приводит к формированию профилей Таунса [16]. В отличие от профилей Таунса, которые нестабильны относительно малых возмущений, волноводы основного состояния, формируемые мощными сверхкороткими лазерными импульсами в полых ФК-волоконках, устойчивы к малым флуктуациям и не приводят к схлопыванию лазерного пучка, передаваемого через ФК-волокно, вплоть до порога, соответствующего критической мощности самофокусировки P_{th} .

Описанные в настоящем разделе эксперименты демонстрируют влияние эффектов временного и пространственного самовоздействия на распространение сверхкоротких импульсов интенсивного лазерного излучения через полые ФК-волоконки. Нами разработаны и

созданы полые ФК-волокна, позволяющие обеспечивать волноводный режим нелинейно-оптических взаимодействий для фемтосекундных импульсов излучения с длиной волны около 800 нм. Результаты экспериментальных исследований показывают, что светоиндуцированное изменение показателя преломления газа, наполняющего волновод, приводит не только к спектральному уширению лазерных импульсов за счет эффекта фазовой самомодуляции, но и открывает возможность передачи мощных сверхкоротких импульсов в режиме самоканализирования.

6. Когерентное возбуждение и зондирование комбинационно-активных колебаний молекул в модах полых фотонно-кристаллических волноводов

Комбинационное рассеяние света, открытое Раманом и Кришнаном [89] и независимо исследованное Ландсбергом и Мандельштамом [90], в настоящее время широко используется в качестве одного из наиболее удобных, эффективных и информативных методов спектроскопии и микроскопии. Когерентные комбинационные переходы являются одним из наиболее важных каналов взаимодействия лазерного излучения с веществом.

Открытие вынужденного [91–93] и когерентного [94] режимов комбинационного рассеяния привело к появлению новых мощных спектроскопических и время-разрешенных лазерных методик исследования быстропротекающих процессов передачи энергии в молекулярных и атомных системах [95–100], развитию техники квантового контроля [101, 102], а также методов лазерного охлаждения атомов [103, 104] и эффективного преобразования частоты лазерного излучения [20, 99]. Вынужденное комбинационное рассеяние высокого порядка в настоящее время рассматривается как один из перспективных способов генерации сверхкоротких импульсов, включая импульсы субфемтосекундной и аттосекундной длительности [25, 105–110]. Возможности методов, основанных на нелинейном комбинационном рассеянии света (вставка 1 к рис. 17), существенно расширяются за счет использования техники когерентного контроля, продемонстрированной для КАРС-процесса в работах [111, 112].

Волноводные режимы когерентного комбинационного рассеяния света [30, 113, 114] открывают новые возможности для повышения чувствительности спектроскопических и время-разрешенных методик, а также эффективности преобразования частоты и генерации сверхкоротких импульсов. Многомодовые режимы распространения лазерного излучения, характерные для таких волноводов (см. раздел 1 настоящего обзора), однако, приводят к нежелательным интерференционным явлениям, ограничивающим чувствительность и селективность спектроскопических и время-разрешенных методов и методов когерентного контроля и лазерного управления квантовыми системами. В частности, различие фазовых и групповых скоростей волноводных мод, одновременно возбуждаемых в стандартном полом волноводе, затрудняет время-разрешенные измерения и не позволяет достичь высокой точности калибровки нелинейного сигнала как функции давления газа [32, 33]. Таким образом, несмотря на высокий уровень нелинейного сигнала, стандартные полые волноводы оказы-

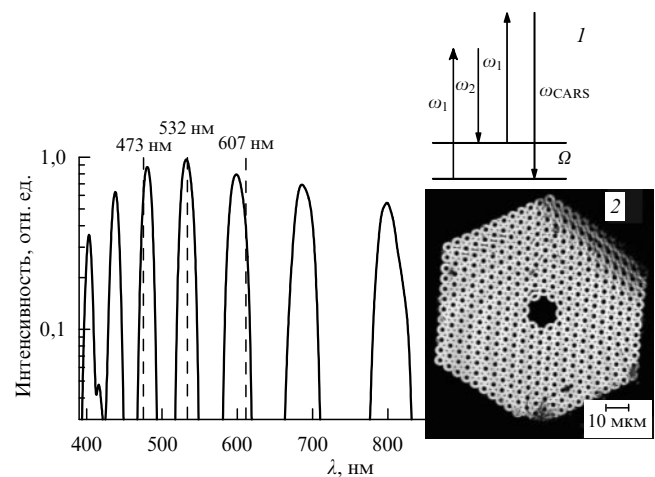


Рис. 17. Спектр пропускания полого ФК-волновода, одновременно обеспечивающего существование волноводных мод на частотах накачки, зондирующего сигнала и КАРС-сигнала (показаны вертикальными линиями). На вставках представлены диаграмма КАРС-процесса (1) и поперечное сечение ФК-волновода (2).

ваются непригодными для количественного анализа состава газовых смесей, а также для нестационарной нелинейной спектроскопии.

В настоящем разделе мы обсудим возможность когерентного приготовления и зондирования комбинационно-активных молекулярных колебаний в газовой фазе методом КАРС в изолированных волноводных модах полых ФК-волноводов. Представленные ниже результаты экспериментов [115] также указывают на возможность радикального увеличения эффективности КАРС в полых ФК-волокнах. Интенсивность КАРС-сигнала, генерируемого в полом ФК-волокне длиной 3 см наносекундными импульсами накачки с частотами, настроенными в комбинационный резонанс с колебательными переходами молекулярного азота, в 5–7 раз превосходит интенсивность КАРС-сигнала в режиме жесткой фокусировки.

Полые ФК-волокна в экспериментах по КАРС-спектроскопии молекулярного азота [115] имели период структуры оболочки 5 мкм и диаметр сердцевинки 14 мкм. Типичное изображение структуры поперечного сечения волокна представлено на вставке 2 к рис. 17. Для экспериментов по когерентному возбуждению и зондированию комбинационно-активных колебаний молекул в газовой фазе были спроектированы волокна с полосами пропускания на частотах второй гармоники лазера на гранате с неодимом (длина волны 532 нм), перестраиваемого излучения лазера на красителе (600–610 нм) и КАРС-сигнала (473 нм). Длина ФК-волокна в экспериментах составляла 3 см.

Методика спектроскопических измерений была основана на стандартной схеме двухчастотного КАРС с регистрацией антистоксова сигнала на частоте $\omega_{\text{CARS}} = 2\omega_1 - \omega_2$, где ω_1, ω_2 — частоты волн накачки. В качестве задающего генератора лазерной системы использовался Nd:YAG-лазер, работающий в режиме модуляции добротности и позволяющий получать импульсы излучения с длиной волны 1,064 мкм и длительностью 15 нс (рис. 18). Для удвоения частоты усиленных наносекундных импульсов излучения Nd:YAG-лазера использовался кристалл KDP.

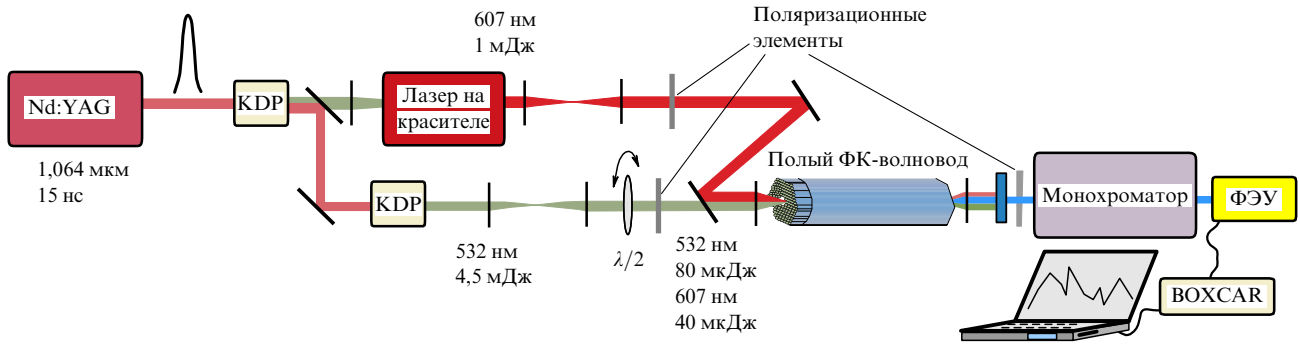


Рис. 18. Схема экспериментальной установки для когерентного возбуждения и зондирования комбинационно-активных мод изолированными волноводными модами полого ФК-волокна.

Излучение второй гармоники использовалось в качестве одной из волн накачки в схеме КАРС (частота ω_1). Непреобразованное во вторую гармонику излучение основной частоты отделялось от излучения второй гармоники с помощью дихроичного зеркала и использовалось для генерации второй гармоники в кристалле KDP. Полученное таким образом излучение второй гармоники использовалось для накачки лазера на красителе сульфородамин-101. Излучение лазера на красителе использовалось в качестве второй волны накачки в схеме КАРС (частота ω_2). Волны накачки совмещались на дихроичном зеркале и заводились в полое ФК-волокно с помощью сферической линзы. Энергии импульсов накачки с частотами ω_1 и ω_2 варьировались в диапазоне 10–200 мкДж (излучение второй гармоники) и 10–80 мкДж соответственно.

Лазер на красителе настраивался таким образом, чтобы частота генерируемого этим источником излучения ω_2 удовлетворяла условию комбинационного резонанса $\omega_1 - \omega_2 = \Omega$ с комбинационно-активным переходом молекулярного азота с частотой $\Omega = 2331 \text{ см}^{-1}$ (вставка 1 к рис. 17). Данное условие выполнялось при длине волны излучения лазера на красителе 607 нм. КАРС-сигнал, генерируемый на колебаниях молекулярного азота из атмосферного воздуха, заполнявшего полый волновод, имел при этом длину волны 473 нм. Этот сигнал коллимировался сферической линзой, отделялся от излучения накачки с помощью системы оптических фильтров, проходил через монохроматор и регистрировался с помощью оптического многоканального анализатора.

Поля накачки с частотами ω_1 и ω_2 приводят к когерентному возбуждению комбинационно-активных колебаний молекул азота в атмосферном воздухе, наполняющем сердцевину полого ФК-волокна. Пробное поле с частотой ω_1 испытывает неупругое рассеяние на сфазированных колебаниях комбинационных мод молекул азота, что приводит к генерации КАРС-сигнала. Спектр этого сигнала представлен на рис. 19. Производилось сравнение мощности КАРС-сигнала, генерируемого в ФК-волокне, с мощностью КАРС-сигнала, генерируемого импульсами накачки с теми же энергиями в режиме жесткой фокусировки. Фактор увеличения мощности ЧВВ-сигнала при описанных выше экспериментальных условиях достигал 5–7.

Основным физическим фактором, ограничивающим волноводное увеличение эффективности КАРС в усло-

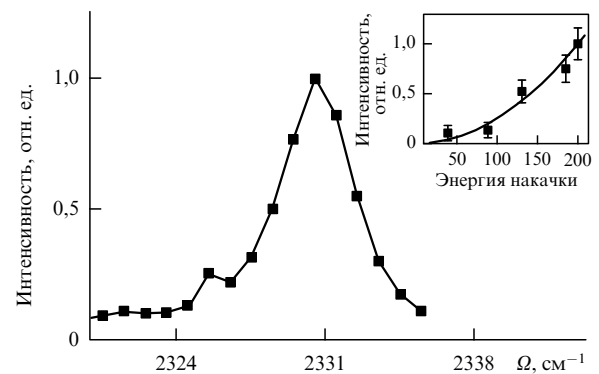


Рис. 19. Спектр КАРС комбинационно-активной моды Q-полосы молекул азота из атмосферного воздуха при атмосферном давлении в полом ФК-волокне. На вставке представлена зависимость сигнала КАРС от энергии излучения второй гармоники.

виях наших экспериментов, является расстройка постоянных распространения волноводных мод, участвующих в процессе нелинейно-оптического взаимодействия. Имея в виду зависимость $\lambda^2 l^2 / a^4$ фактора волноводного увеличения эффективности четырехволновых взаимодействий [116] как функции длины волны λ , длины нелинейно-оптического взаимодействия l и радиуса сердцевины полого волновода a , следует ожидать, что при увеличении когерентной длины до 30 см полые ФК-волокна смогут позволить более чем в 500 раз повысить мощность волноводного ЧВВ-сигнала по сравнению с режимом жесткой фокусировки. Зависимость интенсивности КАРС-сигнала от энергии излучения второй гармоники с высокой точностью аппроксимируется квадратичной функцией (вставка к рис. 19), что свидетельствует о пренебрежимо малом вкладе конкурирующих нелинейно-оптических взаимодействий.

Выполненные экспериментальные исследования показывают возможность радикального увеличения эффективности КАРС в полых ФК-волокнах. Волокна этого класса, таким образом, открывают возможности значительного повышения чувствительности нелинейно-оптической спектроскопии газовых сред и позволяют снизить требования к энергиям лазерных импульсов в задачах нелинейной спектроскопии. Как следует из представленных результатов, полое ФК-волокно может совмещать функции элемента, увеличивающего эффективную длину нелинейно-оптического взаимодействия, и

узкополосного фильтра. Полосы прозрачности в спектре пропускания полого ФК-волокна, связанные с фотонными запрещенными зонами оболочки, обеспечивают эффективную спектральную фильтрацию КАРС-сигнала, что может быть использовано для повышения чувствительности нелинейной спектроскопии.

7. Заключение

Создание лазера сделало возможной генерацию направленного когерентного оптического излучения — мощного средства фундаментальных научных исследований и передовых технологий. Устройства волоконной оптики позволили преодолеть дифракционную расходимость лазерного излучения, препятствующую передаче лазерного излучения на большие расстояния, и создать высокоэффективные и практичные системы для передачи и обработки оптических сигналов. Увеличение интенсивности и уменьшение длительности лазерных импульсов являются основными тенденциями развития лазерной оптики, открывающими новые возможности для исследования фундаментальных аспектов взаимодействия излучения с веществом и создания качественно новых оптических технологий.

Решение задачи передачи мощных лазерных импульсов на большие расстояния и управления параметрами таких импульсов требует принципиально новых решений в области физики направляемых волн. Разработанные в конце 90-х годов XX века полые ФК-волноводы впервые позволяют сформировать устойчивые изолированные направляемые пространственные моды сверхкоротких световых импульсов субгигаваттного уровня мощности. Волокна этого класса позволяют осуществить эффективные нелинейно-оптические преобразования изолированных направляемых мод интенсивных световых полей и открывают возможности использования полей в таких состояниях для когерентного возбуждения и зондирования молекулярных колебаний в волноводном режиме.

Представленные в настоящем обзоре результаты экспериментальных и теоретических исследований показывают, что полые ФК-волокна со специальным профилем дисперсии обеспечивают выполнение условий фазового синхронизма для нелинейно-оптических взаимодействий мощных фемтосекундных импульсов в режиме изолированных волноводных мод, локализованных в полой сердцевине волокна. Фазовый синхронизм изолированных волноводных мод интенсивных лазерных импульсов, взаимодействующих в полой ФК-волокне, в условиях наших экспериментов приводит к эффективному преобразованию частоты интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью порядка 10^{14} Вт см⁻² и стабилизирует пространственный профиль ЧВВ-сигнала.

Экспериментальные данные указывают на влияние эффектов временного и пространственного самовоздействия на распространение сверхкоротких импульсов интенсивного лазерного излучения через полые ФК-волокна. Светоиндуцированное изменение показателя преломления газа, наполняющего волновод, приводит не только к спектральному уширению лазерных импульсов за счет эффекта фазовой самомодуляции, но и открывает возможность передачи мощных сверхкоротких импульсов в режиме самоканалирования. Экспериментально продемонстрирована возможность когерент-

ного приготовления и зондирования комбинационно-активных молекулярных колебаний в газовой фазе методом КАРС в изолированных волноводных модах полых ФК-волноводов. Волноводный режим нелинейно-оптического взаимодействия, реализуемый в изолированных модах полых ФК-волноводов, приводит к радикальному увеличению эффективности КАРС по сравнению с режимом жесткой фокусировки, открывая возможность существенного повышения чувствительности спектроскопии когерентного комбинационного рассеяния.

Автор выражает сердечную признательность С.О. Конорову, Е.Е. Серебрянникову, А.Б. Федотову, Д.А. Сидорову-Бирюкову, Д.А. Акимову, В.П. Митрохину (физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова), А.А. Иванову, М.В. Алфимову (Центр фотохимии РАН), Д. фон дер Линде, А.П. Тарасевичу (Университет Эссена-Дуйсбурга), Р. Майлсу (Принстонский университет), Ф. Расселлу (Университет г. Бас), М. Скалоре (Редстон Арсенал, Хантсвилл), В.И. Белоголову, Н.Б. Скибиной, А.В. Щербакову (Институт технологии и обработки стеклянных структур, г. Саратов), Д. Хорвату, Д. Хорвату мл., И. Бугару (Международный лазерный центр, Братислава) Э. Витнеру (Технический университет, г. Вена), Л.А. Мельникову (Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского) за полезные обсуждения и плодотворное сотрудничество.

Работа выполнена при поддержке гранта МД-42.2003.02 Президента Российской Федерации, грантов РФФИ (03-02-16929, 04-02-81036-Бел2004-а, 03-02-20002-БНТС-а) и ИНТАС (03-51-5037, 03-51-5288), а также грантов Американского фонда гражданских исследований и разработок (CRDF, проект RP2-2558) и Европейского офиса научных исследований (проект 62558-04-P-6043).

Список литературы

1. *Euclidis Optica & Catoptrica* (è Greco versa per I Penam) (Parisus: Apud Andream Wechelum, 1557)¹
2. Einstein A *Mitteil. Phys. Gesellschaft Zurich* **16** 47 (1916)
3. Ladenburg R *Z. Phys.* **48** 15 (1928)
4. Басов Н Г, Прохоров А М *ЖЭТФ* **27** 431 (1954)
5. Schawlow A L, Townes C H *Phys. Rev.* **112** 1940 (1958)
6. Maiman T H *Nature* **187** 493 (1960)
7. Fresnel A *J Oeuvres complètes d'Augustin Fresnel* Vol. 1 (Paris: Imprimerie Impériale, 1866) p. 17
8. Hondros D, Debye P *Ann. Phys. (Leipzig)* **32** 465 (1910)
9. Snyder A W, Love J D *Optical Waveguide Theory* (London: Chapman and Hall, 1983)
10. Adams M J *An Introduction to Optical Waveguides* (Chichester: Wiley, 1981)
11. Дианов Е М, в кн. *Справочник по лазерам* Т. 2 (Под ред. А М Прохорова) (М.: Сов. радио, 1978) с. 108
12. Tajima T, Mourou G *Phys. Rev. ST Beams* **5** 031301 (2002)
13. Аскарьян Г А *ЖЭТФ* **42** 1567 (1962)
14. Hercher M J *Opt. Soc. Am.* **54** 563 (1964)
15. Пилипеккий Н Ф, Рустамов А Р *Письма в ЖЭТФ* **2** 88 (1965)
16. Chiao R Y, Garmire E, Townes C H *Phys. Rev. Lett.* **13** 479 (1964)
17. Луговой В Н, Прохоров А М *Письма в ЖЭТФ* **7** 153 (1968)
18. Loy M M T, Shen Y R *Phys. Rev. Lett.* **22** 994 (1969)
19. Ахманов С А, Сухоруков А П, Хохлов Р В *УФН* **93** 19 (1967)
20. Shen Y R *The Principles of Nonlinear Optics* (New York: J. Wiley, 1984) [Шен И Р *Принципы нелинейной оптики* (М.: Наука, 1989)]
21. Marcatili E A J, Schmeltzer R A *Bell Syst. Tech. J.* **43** 1783 (1964)
22. Желтиков А М *УФН* **172** 743 (2002)
23. Nisoli M, De Silvestri S, Svelto O *Appl. Phys. Lett.* **68** 2793 (1996)

¹ Сохранился перевод эпохи Возрождения.

24. Nisoli M et al. *Opt. Lett.* **22** 522 (1997)
25. Zavoronkov N, Korn G *Phys. Rev. Lett.* **88** 203901 (2002)
26. Rundquist A et al. *Science* **280** 1412 (1998)
27. Constant E et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 1668 (1999)
28. Durfee III C G et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 2187 (1999)
29. Paul A et al. *Nature* **421** 51 (2003)
30. Miles R B, Laufer G, Bjorklund G C *Appl. Phys. Lett.* **30** 417 (1977)
31. Fedotov A B et al. *Appl. Phys. B* **72** 575 (2001)
32. Наумов А Н и др. *ЖЭТФ* **120** 280 (2001)
33. Наумов А Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **73** 300 (2001)
34. Konorov S O et al. *J. Raman Spectrosc.* **33** 955 (2002)
35. Nibbering E T J et al. *Opt. Lett.* **21** 62 (1996)
36. Brodeur A et al. *Opt. Lett.* **22** 304 (1997)
37. La Fontaine B et al. *Phys. Plasmas* **6** 1615 (1999)
38. Kasparian J et al. *Opt. Lett.* **25** 1397 (2000)
39. Rairoux P et al. *Appl. Phys. B* **71** 573 (2000)
40. Méjean G et al. *Appl. Phys. B* **77** 357 (2003)
41. Cregan R F et al. *Science* **285** 1537 (1999)
42. Russell P *Science* **299** 358 (2003)
43. Knight J C *Nature* **424** 847 (2003)
44. Smith C M et al. *Nature* **424** 657 (2003)
45. Желтиков А М *Оптика микроструктурированных волокон* (М.: Наука, 2004)
46. Коноров С О и др. *Письма в ЖЭТФ* **76** 401 (2002)
47. Benabid F et al. *Science* **298** 399 (2002)
48. Benabid F et al., in *Conf. on Laser Electro-Optics/Intern. Quantum Electronics Conf. & Photonic Applications, Systems and Technologies, CLEO/IQEC & PhAST 2004, May 16–21, 2004, San Francisco, Calif., USA, Conf. Program, CThEE5*, p. 156
49. Konorov S O, Fedotov A B, Zheltikov A M *Opt. Lett.* **28** 1448 (2003)
50. Konorov S O et al. *Appl. Phys. B* **78** 547 (2004)
51. Ouzounov D G et al. *Science* **301** 1702 (2003)
52. Luan F et al. *Opt. Express* **12** 835 (2004)
53. Benabid F, Knight J C, Russell P St J *Opt. Express* **10** 1195 (2002)
54. Konorov S O et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 1375 (2003)
55. Shephard J D et al. *Opt. Express* **12** 717 (2004)
56. Konorov S O et al. *Appl. Opt.* **43** 2251 (2004)
57. Bloch F Z. *Phys.* **52** 555 (1928)
58. Bragg W H, Bragg W L *X Rays and Crystal Structure* 4th ed. (London: G. Bell, 1924); Bragg W L "The diffraction of X-rays by crystals", in *Nobel Lectures. Physics, 1901–1921* (Amsterdam: Elsevier, 1967); <http://nobelprize.org/physics/laureates/1915/wl-bragg-lecture.pdf>
59. Yablonovitch E *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059 (1987)
60. John S *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486 (1987)
61. Sakoda K *Optical Properties of Photonic Crystals* (Berlin: Springer, 2001)
62. Bowden C M, Zheltikov A M (Eds) "Nonlinear optics of photonic crystals: feature issue" *J. Opt. Soc. Am. B* **19** (9) (2002)
63. Yeh P, Yariv A *Opt. Commun.* **19** 427 (1976)
64. Yariv A, Yeh P *Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation* (New York: Wiley, 1984) [Ярив А, Юх П *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987)]
65. Serebryannikov E E, Zheltikov A M *Laser Phys.* **14** (12) (2004) (in press)
66. Mogilevtsev D, Birks T A, Russell P St J *Opt. Lett.* **23** 1662 (1998)
67. Monro T M et al. *J. Lightwave Technol.* **17** 1093 (1999)
68. Monro T M et al. *J. Lightwave Technol.* **18** 50 (2000)
69. Коноров С О и др. *ЖЭТФ* **123** 975 (2003)
70. Broeng J et al. *Opt. Lett.* **25** 96 (2000)
71. Konorov S O et al. *Laser Phys. Lett.* (in press)
72. Konorov S O et al. *Laser Phys.* **13** 1046 (2003)
73. Konorov S O et al. *Laser Phys.* **14** 780 (2004)
74. Spielmann Ch et al. *Science* **278** 661 (1997)
75. Chang Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 2967 (1997)
76. Paul P M et al. *Science* **292** 1689 (2001)
77. Drescher M et al. *Science* **291** 1923 (2001)
78. Hentschel M et al. *Nature* **414** 509 (2001)
79. Желтиков А М *УФН* **174** 73 (2004)
80. Коноров С О и др. *Письма в ЖЭТФ* **79** 499 (2004)
81. Serebryannikov E E, von der Linde D, Zheltikov A M *Phys. Rev. E* (accepted)
82. Konorov S O et al. *Phys. Rev. A* (accepted)
83. Konorov S O et al. *Opt. Lett.* (accepted)
84. Fibich G, Merle F *Physica D* **155** 132 (2001)
85. Fibich G, Gaeta A L *Opt. Lett.* **25** 335 (2000)
86. Fibich G *SIAM J. Appl. Math.* **61** 1680 (2001)
87. Dudley J M et al. *Opt. Express* **10** 1215 (2002)
88. Moll K D, Gaeta A L, Fibich G *Phys. Rev. Lett.* **90** 203902 (2003)
89. Raman C V, Krishnan K S *Nature* **121** 501 (1928)
90. Landsberg G S, Mandelstam L I *Naturwissenschaften* **16** 557 (1928)
91. Woodbury E J, Ng W K *Proc. IRE* **50** 2347 (1962)
92. Hellwarth R W *Phys. Rev.* **130** 1850 (1963)
93. Garmire E, Pandarese F, Townes C H *Phys. Rev. Lett.* **11** 160 (1963)
94. Maker P D, Terhune R W *Phys. Rev.* **137** A801 (1965)
95. Ахманов С А, Коротеев Н И *Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света: активная спектроскопия рассеяния света* (М.: Наука, 1981)
96. Eesley G L *Coherent Raman Spectroscopy* (Oxford: Pergamon Press, 1981)
97. Druet S A J, Taran J-P E *Prog. Quantum Electron.* **7** 1 (1981)
98. Eckbreth A C *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species* (Energy and Engineering Science Ser., Vol. 7) (Cambridge, Mass.: Abacus Press, 1988)
99. Желтиков А М *УФН* **169** 385 (1999)
100. Zheltikov A M, in *Handbook of Vibrational Spectroscopy* Vol. 1 (Eds J M Chalmers, P R Griffiths) (New York: J. Wiley, 2002) p. 572
101. Kiefer W (Ed.) "Femtosecond coherent Raman spectroscopy: special issue" *J. Raman Spectrosc.* **31** (1/2) (2000)
102. Zeidler D et al. *J. Chem. Phys.* **116** 5231 (2002)
103. Heinzen D J, Wineland D J *Phys. Rev. A* **42** 2977 (1990)
104. Monroe C et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 4011 (1995)
105. Harris S E, Sokolov A V *Phys. Rev. Lett.* **81** 2894 (1998)
106. Sokolov A V, Yavuz D D, Harris S E *Opt. Lett.* **24** 557 (1999)
107. Sokolov A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 562 (2000)
108. Nazarkina A, Korn G *Phys. Rev. A* **58** R61 (1998)
109. Korn G, Dühr O, Nazarkina A *Phys. Rev. Lett.* **81** 1215 (1998)
110. Nazarkina A et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 2560 (1999)
111. Oron D et al. *Phys. Rev. A* **65** 043408 (2002)
112. Dudovich N, Oron D, Silberberg Y *Nature* **418** 512 (2002)
113. Stegeman G I et al. *Opt. Lett.* **8** 295 (1983)
114. de Boeij W P et al. *Appl. Spectrosc.* **47** 723 (1993)
115. Fedotov A B et al. *Phys. Rev. A* (accepted)
116. Желтиков А М *ЖЭТФ* **124** 558 (2003)

Isolated waveguide modes of high-intensity light fields

A.M. Zheltikov

Physics Department, International Laser Center, M.V. Lomonosov Moscow State University
Vorob'evy gory, 119992 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 939-5174. Fax (7-095) 939-3113
E-mail: zheltikov@top.phys.msu.ru

Isolated guided modes of high intensity light fields is a unique physical object that can never be observed in standard optical fibers, hollow waveguides, plasma filaments or in the bulk of a transparent dielectric or gas. Hollow photonic-crystal fibers is the only way so far to transmit ultrashort subpicosecond light pulses in robust isolated truly guided spatial modes, to achieve high efficiencies of nonlinear-optical transformation of electromagnetic fields in such states, and to implement new waveguide regimes of coherent excitation and probing of molecular Raman-active vibrations in the gas phase.

PACS numbers: 42.65.Dr, 42.65.Ky, 42.65.Re, 42.65.Wi
Bibliography — 116 references

Received 9 June 2004, revised 21 July 2004