

## ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ

## Генерация многозонного суперконтинуума в револьверном световоде с полой воздушной сердцевиной

Ю.П.Яценко, Е.Н.Плетенева, А.Г.Охримчук, А.В.Гладышев, А.Ф.Косолапов, А.Н.Колядин, И.А.Буфетов

*Впервые экспериментально и теоретически изучена генерация многозонного суперконтинуума в револьверном световоде с заполненной атмосферным воздухом полой сердцевиной, имеющем в широком спектральном интервале большое количество зон пропускания. Изготовленный нами световод обладает уникальными дисперсионными и волноводными характеристиками для перекачки излучения из зоны в зону, несмотря на наличие больших потерь на границах зон. При вводе в световод импульсов излучения с энергией 110 мкДж и длительностью 205 фс на длине волны 1028 нм экспериментально получен суперконтинуум со спектральным диапазоном, перекрывающим область длин волн 415–1593 нм с одиннадцатью зонами пропускания. Численно показано, что при реализации в световоде одномодового режима распространения импульсов такой энергии суперконтинуум может перекрывать 14 зон пропускания и иметь спектральную ширину более трех октав с длинноволновой границей на 4200 нм.*

**Ключевые слова:** микроструктурированные волоконные световоды с полой сердцевиной, фемтосекундные импульсы, суперконтинуум.

## 1. Введение

Микроструктурированные световоды с полой сердцевиной (МСПС) обладают широкими возможностями для транспортировки мощного лазерного излучения. Благодаря высокой локализации излучения в сердцевине излучение распространяется в заполняющей ее газовой среде, которая обладает низкими значениями дисперсии и нелинейности. Поэтому такие световоды позволяют передавать с минимальными искажениями сверхкороткие импульсы с энергиями вплоть до нескольких сотен мкДж [1–3]. Кроме того, важным достоинством МСПС является возможность управления нелинейными свойствами активной среды при заполнении световода под давлением различными газами [4]. Газовые среды имеют очень высокие пороговые интенсивности пробоя для сверхкоротких импульсов, поэтому даже при малых нелинейных коэффициентах излучение высокой мощности на достаточно больших длинах световода позволяет реализовать различные нелинейные процессы, в том числе и генерацию суперконтинуума.

Впечатляющие успехи по генерации суперконтинуума в УФ области импульсами фемтосекундной длительности достигнуты в световоде с оболочкой типа Кагоме при заполнении его полой сердцевины водородом [4, 5]. Управляя с помощью давления газа дисперсионными и волноводными характеристиками, авторы работы [5] получили ре-

кордно малое значение (124 нм) для коротковолновой границы суперконтинуума, причем ширина спектра суперконтинуума составила более трех октав – от 124 до 1200 нм. В световодах этого типа получен также суперконтинуум в виде рамановского комба (последовательности уширенных стокс-антискосовых спектральных компонент комбинационного рассеяния в водороде), простирающийся от УФ до среднего ИК диапазона [6–9]. Используемый в этих работах для получения суперконтинуума световод с оболочкой типа Кагоме имел одну или несколько широких зон пропускания, ограничивающих спектральную ширину суперконтинуума.

Револьверные волоконные световоды с полой сердцевиной (РСПС), образованной оболочкой из одного слоя одиночных или нескольких слоев вложенных капилляров [10–16], имеют механизм формирования направленного излучения, определяемый отрицательной кривизной отражающей оболочки [17, 18]. В отличие от световодов типа Кагоме, имеющих широкие зоны пропускания, РСПС может иметь большое количество более узких зон, характеризующихся низкими потерями в центре, границы которых могут быть приближенно определены из резонансного условия для плоского интерферометра в соответствии с ARROW-моделью [19]:

$$\lambda_m = \left( \frac{2n_1 d}{m} \right) \left[ \left( \frac{n_2}{n_1} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}, \quad m = 1, 2, \dots,$$

где  $\lambda_m$  – длина волны, соответствующая минимуму пропускания для зоны с номером  $m$ ;  $d$  – толщина стенки капилляра;  $n_1$  и  $n_2$  – показатели преломления газовой среды, заполняющей сердцевину, и материала оболочки. Из этого условия следует, что для слабо диспергирующей газовой среды зоны пропускания имеют почти одинаковую по частоте спектральную ширину.

Высокая локализация излучения в РСПС позволяет достичь меньших потерь в центре каждой зоны и продвинуть дальше в средний ИК диапазон длинноволновую границу суперконтинуума по сравнению со световодом

Ю.П.Яценко, А.В.Гладышев, А.Ф.Косолапов, А.Н.Колядин, И.А.Буфетов. Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: yuriya@fo.gpi.ru

Е.Н.Плетенева. Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141701 Долгопрудный, Институтский пер., 9

А.Г.Охримчук. Международный центр лазерных технологий РХТУ им. Д.И.Менделеева, Россия, 125047 Москва, Миусская пл., 9

Поступила в редакцию 28 февраля 2017 г., после доработки – 18 апреля 2017 г.

типа Кагоме. Насколько нам известно, суперконтинуум, охватывающий большое количество зон пропускания в полых световодах, ранее не исследовался.

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследована возможность получения многозонного суперконтинуума в РСФС с одиночными разделенными капиллярами в оболочке. При вводе в световод, заполненный атмосферным газом, лазерных импульсов длительностью 205 фс с энергией 110 мкДж на длине волны 1028 нм экспериментально получен суперконтинуум со спектральным диапазоном, перекрывающим область длин волн 415–1593 нм с одиннадцатью зонами пропускания. Рассмотрены основные нелинейные процессы, ответственные за распределение энергии импульса по зонам пропускания. Численно показано, что при указанных параметрах импульсов на входе и реализации в световоде одно-модового режима распространения длинноволновая граница суперконтинуума может быть продвинута до 4200 нм, перекрывая 14 зон пропускания световода.

## 2. Характеристики световода

Для исследований суперконтинуума нами был изготовлен световод, поперечное сечение которого изображено на рис.1. Отражающая оболочка полого волоконного световода состоит из восьми не связанных между собой капилляров, симметрично окружающих сердцевину диаметром 61.5 мкм. Толщина стенок капилляров составила 2.7 мкм при внешнем их диаметре 25 мкм.

Волноводные и дисперсионные характеристики в 14 зонах пропускания световода, перекрывающих диапазон длин волн от 370 нм до 5 мкм, были рассчитаны методом конечных элементов с использованием стандартного пакета COMSOL. На рис.2,*a* показаны расчетные спектральные потери для фундаментальной моды для интервала длин волн, соответствующего 14 зонам пропускания. В соответствии с механизмом ARROW-модели все зоны пропускания световода имеют практически одинаковую ширину (54 ТГц), однако наличие отрицательной кривизны границы сердцевины и оболочки приводит к смещению границ зон (в пределах 5%) в коротковолновую область спектра, по сравнению с приведенным выше резонансным условием для плоского интерферометра. На рис.2,*б* представлены спектральные потери, рассчитанные для шести низших мод в 4-й, 5-й и 6-й зонах пропускания. Здесь же показаны потери, измеренные в этих зонах (кривые I, II, III). Видно, что для основной моды измеренные поте-

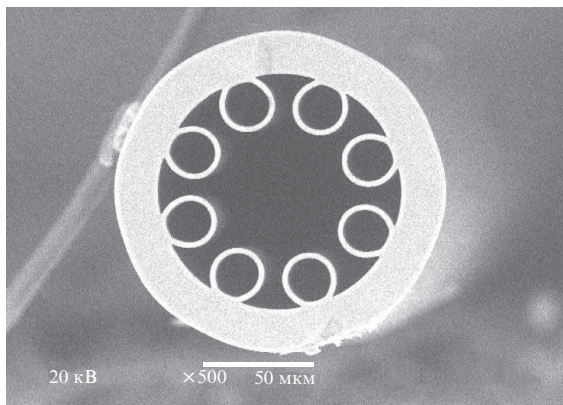


Рис.1. Электронная фотография поперечного сечения волоконно-го световода с полый сердцевиной.

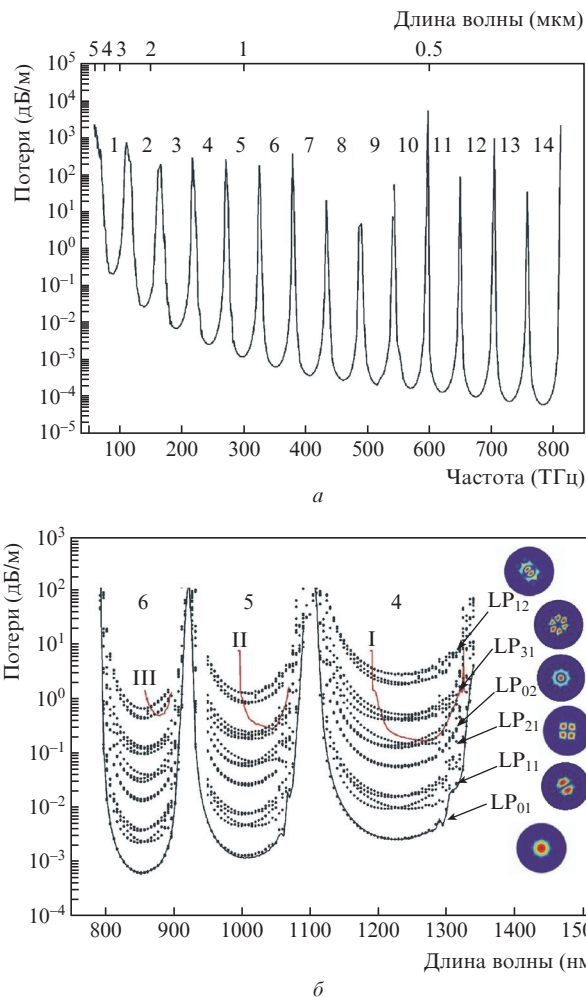


Рис.2. Расчетные значения потерь для фундаментальной моды в спектральном интервале, соответствующем 14 зонам пропускания (*a*); экспериментально измеренные потери (кривые I, II, III) и расчетные потери (пунктирные кривые) для шести низших мод с различными направлениями поляризации в 4-й, 5-й и 6-й зонах пропускания (*б*) (потери фундаментальной моды  $LP_{01}$  показаны сплошной линией). Цветные варианты рис.2, 4, 6, 8–10 и 13 помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

ри на два и более порядка превосходят расчетные, причем с увеличением номера зоны и перехода к более коротким длинам волн разность этих потерь увеличивается. Этот факт можно объяснить тем, что измеренные потери соответствуют потерям в высших модах, число которых увеличивается при переходе к более коротким длинам волн с ростом номера зоны. Из рис.2,*б* следует, что в 5-й зоне, в которую попадает длина волны генерации (1028 нм) используемого лазера, четыре моды ( $LP_{01}$ ,  $LP_{11}$ ,  $LP_{21}$  и  $LP_{02}$ ) имеют расчетные потери ниже измеренных. Расчетная ширина пятой зоны для основной моды составила 148 нм по уровню потерь 0.1 дБ/м. На длине волны 1028 нм диаметр поля моды равен 45 мкм и расчетные потери для основной моды составили  $1.32 \times 10^{-3}$  дБ/м.

На рис.3 показана спектральная зависимость квадратичной дисперсии в 4-й, 5-й и 6-й зонах для основной ( $LP_{01}$ ) моды и одной из низших мод ( $LP_{21}$ ). В центральной части каждой из зон дисперсия для отдельной моды имеет одно нулевое значение. Можно видеть, что дисперсионные зависимости обеих мод имеют мало отличающиеся значения длин волн нулевой дисперсии и различаются

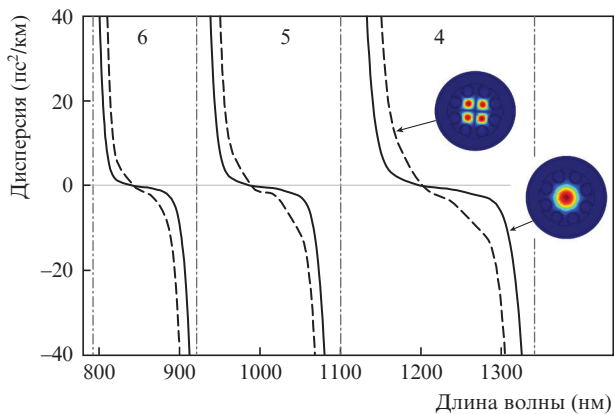


Рис.3. Зависимость квадратичной дисперсии от длины волны в 4-й, 5-й и 6-й зонах для мод LP<sub>01</sub> и LP<sub>21</sub>. Штрих-пунктирными линиями выделены границы зон пропускания.

лишь наклоном кривых. Для основной моды нули дисперсии в каждой из зон находятся на  $\lambda_{04} = 843$  нм,  $\lambda_{05} = 989$  нм и  $\lambda_{06} = 1201$  нм. На длине волны  $\lambda = 1028$  нм дисперсия для основной моды  $\beta_2 = -1.16$  ps<sup>2</sup>/км. Для других зон получены аналогичные дисперсионные зависимости.

### 3. Эксперимент

Пучок излучения фемтосекундного лазера PHAROS-SP, генерирующего импульсы длительностью 205 фс с частотой следования 1 кГц на длине волны 1028 нм, с помощью плосковыпуклой линзы ( $f = 10$  см) фокусировался на торец световода длиной 3 м. Линза с выбранным фокусным расстоянием позволила оптимизировать условия ввода в световод, при этом диаметр перетяжки пучка на входном торце световода составил 42 мкм. Энергия фемтосекундных импульсов контролировалась с помощью поляризационного аттенюатора. Максимальная энергия импульсов на входе в РСПС составляла 130 мкДж.

На рис.4,*а* показаны распределения интенсивности на выходе из световода, полученные для энергий импульса на входе  $\sim 100$  нДж при изменении условий ввода излучения. Видно, что в световоде длиной 3 м могут одновременно распространяться как минимум четыре низшие моды. На рис.4,*б* продемонстрировано изменение модового распределения на выходе световода при неизменных условиях ввода излучения в световод и увеличении энергии импульса от 7 до 130 мкДж. Налицо заметное искажение модовой симметрии, которое можно связать с возникновением высших мод вследствие перекачки энергии из основной моды, происходящей за счет нелинейных процессов [20].

На рис.5 представлена измеренная зависимость пропускания световода от входной энергии импульса. Быстрое практически линейное уменьшение пропускания с 75% до 40% на начальном участке кривой в области энергий до 30 мкДж сменяется более медленным спадом при больших энергиях. Одной из причин быстрого спада на начальном участке может быть связанная с нелинейными эффектами перекачка излучения в высшие моды, обладающие большими потерями.

На рис.6 приведены спектры, измеренные на выходе из световода, для энергий импульса на входе в диапазоне 2.5 нДж – 3 мкДж (рис.6,*а*) и 5–24 мкДж (рис.6,*б*). Спектры измерены в диапазоне длин волн 1000–1100 нм, соответствующем пятой зоне пропускания световода, в которой

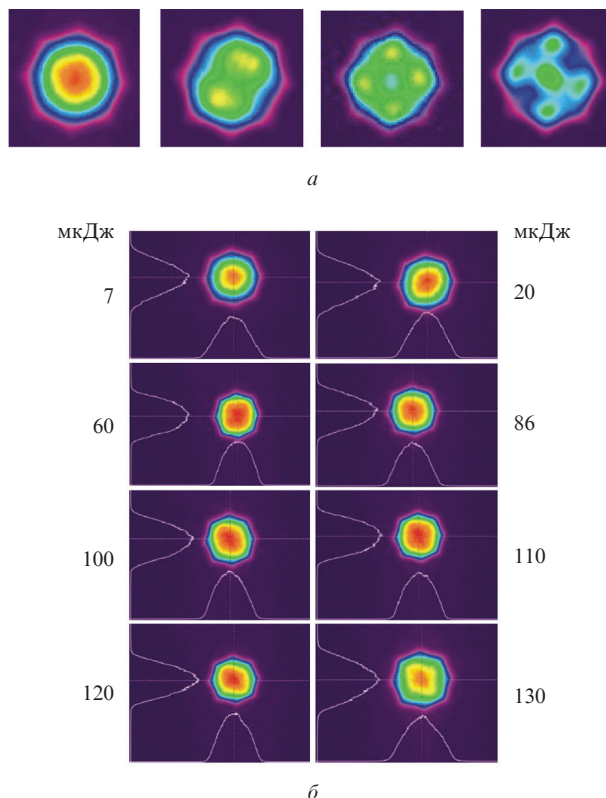


Рис.4. Распределения интенсивности, полученные с помощью камеры Spigon, на выходном торце световода в зависимости от условий ввода (*а*) и различных энергий импульса на входе (соответственно 7, 20, 60, 86, 100, 110, 120 и 130 мкДж) (*б*).

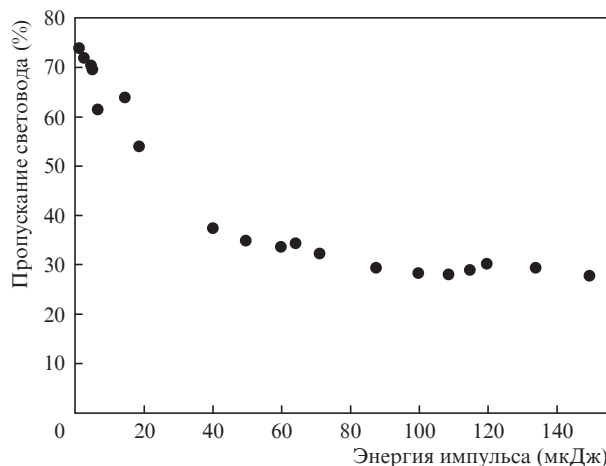


Рис.5. Зависимость пропускания световода от входной энергии импульса.

находится длина волны входного импульса 1028 нм. Из рис.6,*а* следует, что спектр при входной энергии 2.5 нДж сохраняет форму спектра входного импульса, однако уже при энергии 624 нДж форма спектра искажена модуляцией, которая возрастает с ростом энергии. Искажения спектра могут быть связаны с керровской нелинейностью, вращательным ВКР и межмодовым взаимодействием. Стоит отметить, что для этого диапазона энергии импульса не наблюдается ВКР-смещение максимума спектра. Влияние ВКР проявляется лишь в заметной асимметрии крыльев при энергии 3 мкДж. Существенный сдвиг максимума спектра в длинноволновую область наблюдается на рис.6,*б*. При увеличении энергии до 24 мкДж сдвиг составил 32 нм

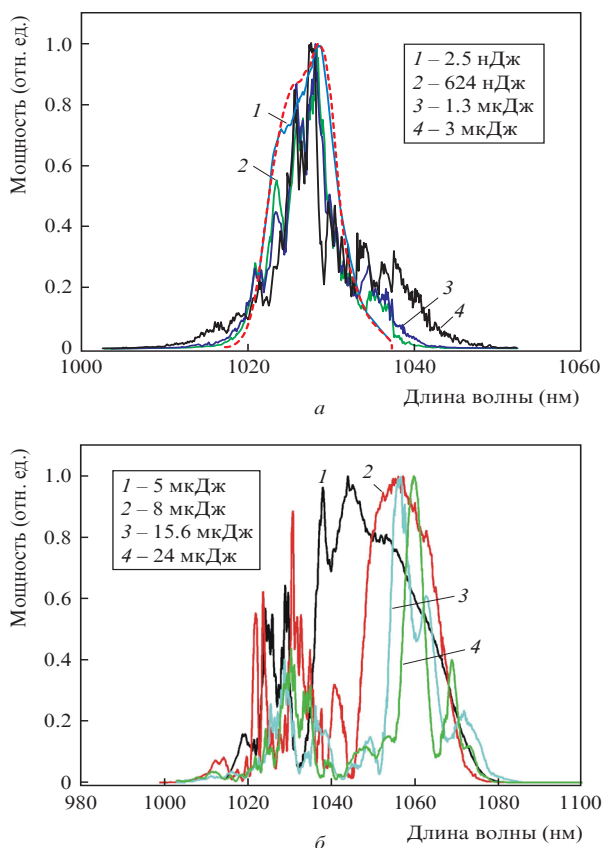


Рис.6. Измеренный спектр лазерного излучения на выходе из световода длиной 3 м при энергии входного импульса от 2.5 нДж до 3 мкДж (а) и от 5 до 24 мкДж (б). На рис.6,а штриховой кривой показан спектр лазерного импульса на входе в световод.

при одновременном сужении спектра по полувысоте в 1.8 раза.

Измерение спектров входных импульсов, имеющих энергию от 80 до 130 мкДж, позволило обнаружить уширение спектра, значительно превышающее ширину 5-й зоны пропускания, соответствующей длине волны импульса на входе. На рис.7 показан один из таких спектров, измеренный при энергии на входе 110 мкДж. Спектр представляет собой суперконтинуум, простирающийся от 415 до 1593 нм и перекрывающий 11 зон пропускания. Наблюдавшееся при этом свечение световода показано на рис.8.

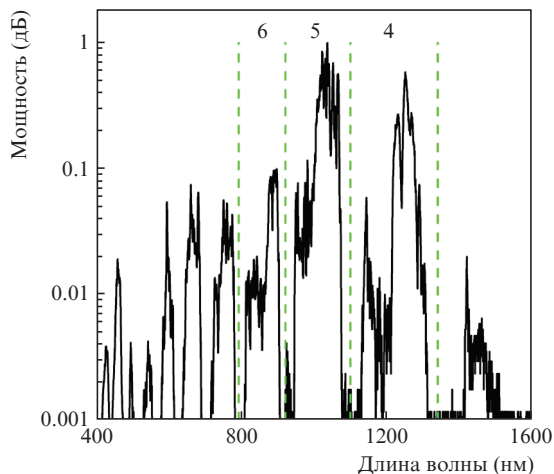


Рис.7. Измеренный спектр лазерного излучения на выходе из световода длиной 3 м при входной энергии импульса 110 мкДж.

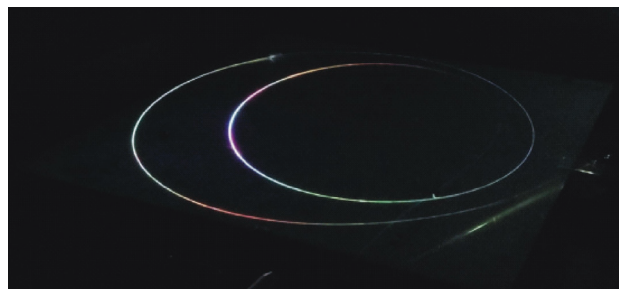


Рис.8. Свечение световода при энергии импульса на входе 130 мкДж.

Характерной особенностью полученного суперконтинуума является его полосовая структура – наличие провалов в спектре на длинах волн, соответствующих области максимальных потерь на стыке зон пропускания. В зависимости от энергии импульса и номера зоны пропускания ширина провалов в спектре варьируется от десятков до сотен нанометров.

### 4. Результаты численного анализа и сравнение с экспериментом

Использованная нами методика расчетов распространения импульсов в полом световоде аналогична описанной в работе [15]. Численное моделирование проводилось для спектрально-ограниченных гауссовых импульсов, распространяющихся в одномодовом световоде, заполненном атмосферным воздухом при давлении 1 атм. Параметры импульсов на входе в световод соответствовали экспериментальным значениям. Для численного анализа распространения фемтосекундных импульсов в РСФС использовалось обобщенное нелинейное уравнение Шредингера для комплексной спектральной огибающей импульса [21], учитывающее дисперсию высших порядков, керровскую нелинейность и ВКР на вращательных переходах азота. Предполагалось, что для импульсов длительностью 200 фс эффект Керра и ВКР вносят одинаковый вклад в нелинейный показатель преломления  $n_{2K} = n_{2R} = 3 \times 10^{-23} \text{ м}^2/\text{Вт}$  [22–25]. Для рамановской функции отклика атмосферного азота  $h_R(t)$  использовалось выражение [23]

$$h_R(t) = \Omega^2 \tau_s \exp(-\frac{t}{\tau_d}) \sin(\frac{t}{\tau_s}),$$

где  $\Omega^2 = \tau_s^{-2} + \tau_d^{-2}$ ;  $\tau_s = 1/\omega_R$ ;  $\omega_R$  – циклическая частота перехода между вращательными уровнями молекулы  $N_2$  с  $J = 8$  и  $J = 6$ ;  $\omega_R = 1.6 \times 10^{13} \text{ с}^{-1}$ ;  $\tau_d = 1/\Gamma_2$ ;  $\Gamma_2 = 1.3 \times 10^{13} \text{ с}^{-1}$  – скорость дефазировки дипольного момента возбужденного вращательного уровня  $J = 8$ .

Численный анализ проводился в среде MATLAB с использованием встроенных алгоритмов для быстрого фурье-преобразования и решения уравнения методом Рунге–Куты 4-го порядка. Спектральный диапазон, содержащий 14 зон пропускания (от 370 нм до 5 мкм), разбивался на  $2^{15}$  интервалов, при этом максимальный временной интервал составлял 40 пс. Зависимости потерь и эффективного показателя преломления от длины волны для отдельной моды световода рассчитывались с использованием COMSOL Multiphysics.

На рис.9 приведены спектр и форма импульса на выходе из световода длиной 3 м, заполненного атмосферным воздухом, рассчитанные для спектрально-ограни-

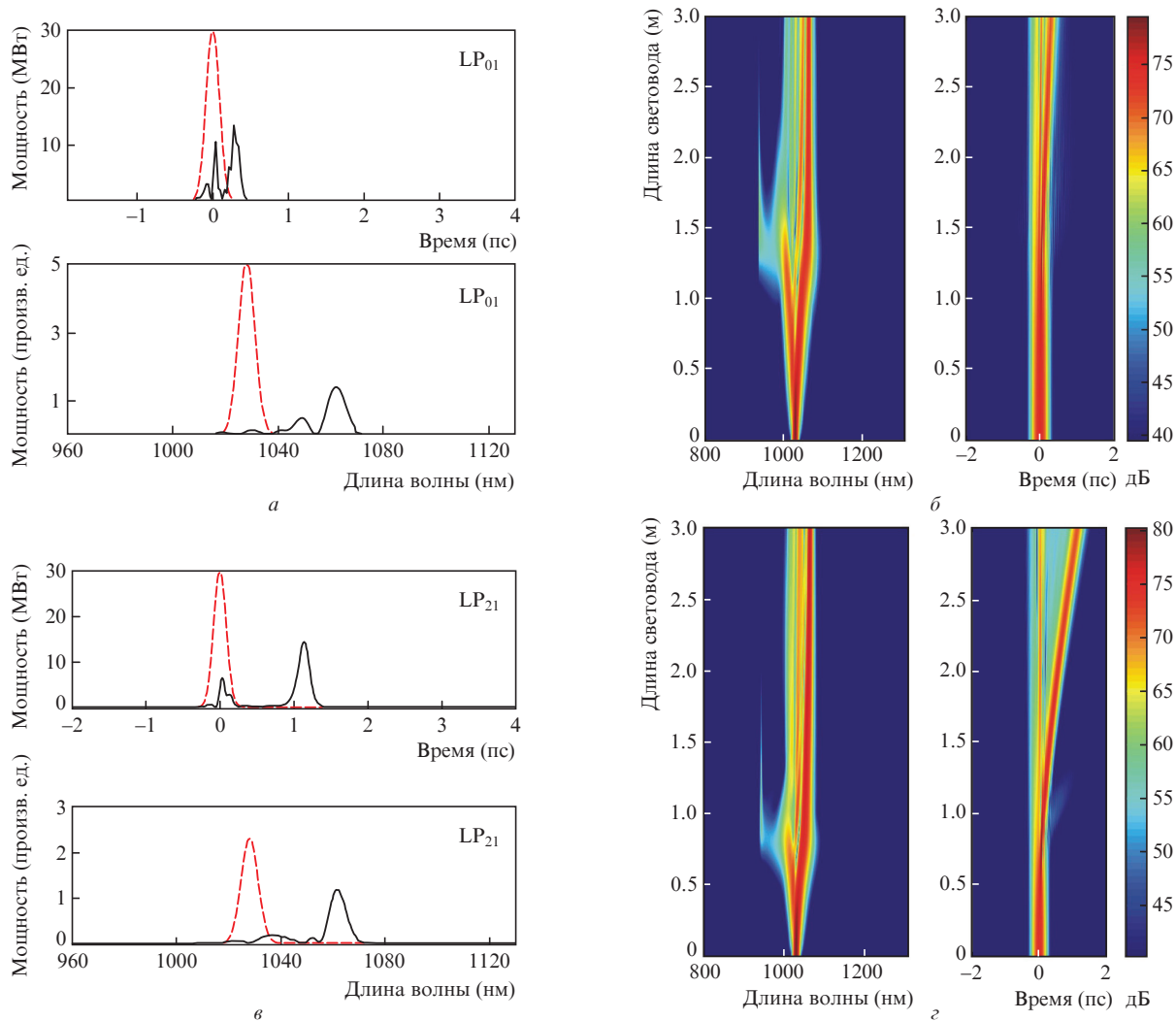


Рис.9. Распространение спектрально-ограниченного гауссового импульса длительностью 200 фс в модах LP<sub>01</sub> и LP<sub>21</sub> при энергии входного импульса в каждой моде 6 мкДж: форма и спектр излучения на выходе световода длиной 3 м для мод LP<sub>01</sub> (а) и LP<sub>02</sub> (б); денситограммы эволюции спектра и формы импульса по длине световода для мод LP<sub>01</sub> (в) и LP<sub>02</sub> (г). На этом рисунке и рис.10 штриховой кривой показаны форма и спектр импульса на входе в световод.

ченного гауссового импульса при энергии входного импульса 6 мкДж. Результаты расчета приведены для мод LP<sub>01</sub> (рис.9,а) и LP<sub>21</sub> (рис.9,б) в предположении, что по световоду распространяется только одна из этих двух мод с энергией 6 мкДж. Спектры и форма импульса в этих модах различаются несущественно, несколько большее нелинейное искажение в спектре и меньшую временную задержку имеет импульс, распространяющийся в основной моде, обладающей меньшей дисперсией. Более существенные различия можно выявить при сравнении спектров на рис.9 с экспериментальными спектрами в этом диапазоне мощностей, приведенными на рис.6.

Измеренные спектры имеют дополнительную хаотичную модуляцию, и в тоже время их максимумы заметно меньше смещены относительно длины волны входного импульса. Наиболее вероятная причина хаотической модуляции – межмодовое взаимодействие. Используемая программа расчета его не учитывает, однако она позволяет по стоксову сдвигу максимума спектра установить, что энергия в световоде не полностью локализована в основной моде. Так, расчетный сдвиг максимума спектра на длине световода 3 м для обеих мод составляет 34 нм при энергии 6 мкДж. В измеренном спектре примерно такой же

сдвиг (32 нм) был получен при энергии на входе 24 мкДж. Поскольку величина стоксова сдвига имеет прямую зависимость от мощности, это дает основание полагать, что входная энергия в световоде перераспределяется между различными модами, имеющими меньшую пиковую мощность по сравнению с пиковой мощностью при одномодовом характере распространения.

Представленные денситограммы на рис.9 показывают характерные особенности распространения импульса, спектр которого находится в пределах одной зоны пропускания. Из рисунка видно, что спектр и форма импульса существенно меняются при прохождении по световоду. На длине световода до 1 м основное воздействие оказывает фазовая самомодуляция, при этом спектр расширяется и импульс в основном сохраняет свою форму. При длинах больше 1 м под воздействием эффектов типа «самоукручения» фронта и рамановского самосдвига спектра происходит разбиение импульса на рамановские солитоны, распространяющиеся с различными скоростями, что приводит к сдвигу максимума спектра к длинноволновому краю полосы и рождению на коротковолновом краю дисперсионных волн. На денситограммах видно рождение дисперсионной волны с длиной волны 936 нм при сдвиге макси-

му спектра рамановского солитона к длинноволновому краю зоны на 30 нм. При дальнейшем сдвиге солитона спектр дисперсионной волны (в соответствии с условием фазового синхронизма) смещается в область сильного поглощения на коротковолновом краю зоны и волна затухает на расстоянии ~1 м. При энергии импульса 6 мкДж перекачки излучения в соседние зоны не обнаружено вплоть до уровня мощности -40 дБ, однако уже при 12 мкДж наблюдается перекачка энергии в соседние зоны, что приводит к рождению суперконтинуума (рис.10).

На рис.11 показаны спектры суперконтинуума для различных отрезков световода, рассчитанные при энергии импульса в одной моде 110 мкДж. Максимальная ширина суперконтинуума (370–2760 нм по уровню мощности -30 дБ и 370–4200 нм по уровню -50 дБ) достигается уже на длине световода 50 см. На первых 50 см световода потери оказывают слабое влияние на эффективно протекающие нелинейные процессы. Спектр имеет относитель-

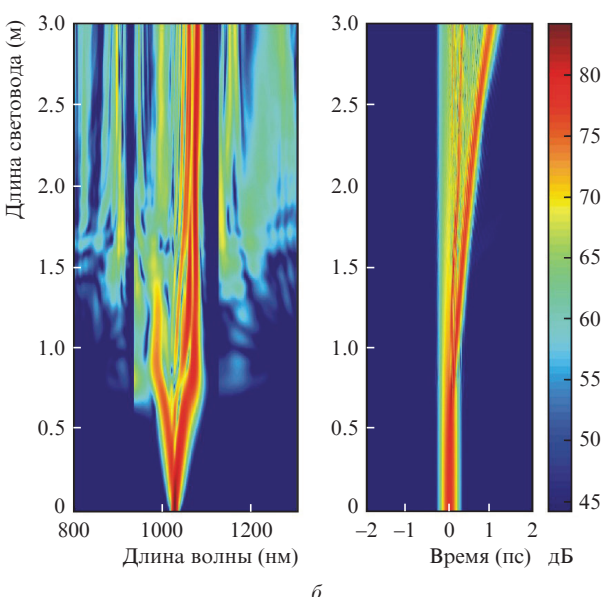
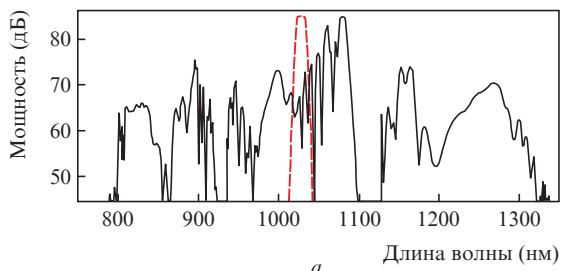
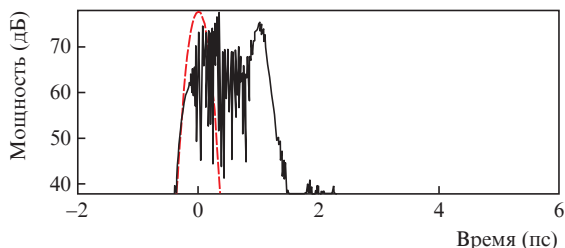


Рис.10. Распространение спектрально-ограниченного гауссового импульса длительностью 200 фс в моде LP<sub>01</sub> при энергии входного импульса 12 мкДж: форма и спектр излучения на выходе из световода длиной 3 м (а); денситограмма эволюции спектра и формы импульса по длине световода (б).

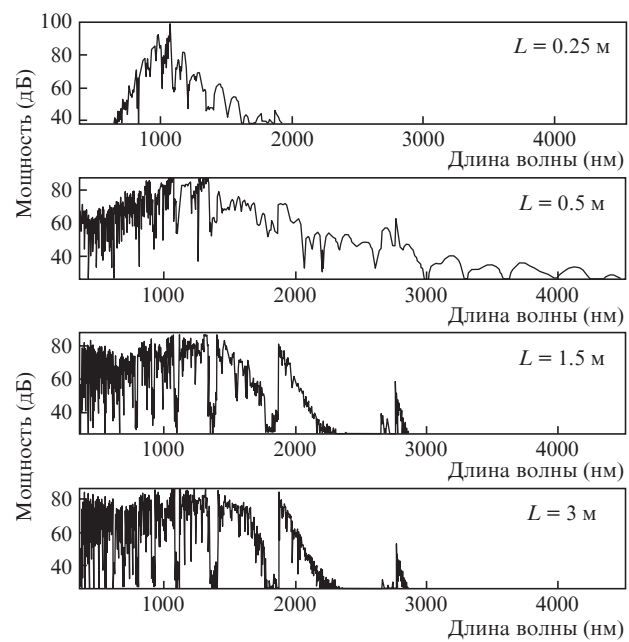


Рис.11. Спектры суперконтинуума на различных длинах световода, полученные численно для моды LP<sub>01</sub> при энергии входного импульса 110 мкДж.

но гладкую форму с уменьшенными глубиной и шириной провалов на границах зон. На длине световода 1.5 м спектр приобретает выраженную полосовую структуру. Дальнейшее прохождение импульса вплоть до выхода из световода практически не изменяет форму спектра, за исключением более резкого прочерчивания провалов, соответствующих краям зон поглощения.

На рис.12,а показано, как изменяется энергия импульса длительностью 200 фс с входной энергией 110 мкДж при распространении по световоду. На длине световода 50 см, при которой ширина спектра максимальна, сохраняется 55% от энергии на входе. На рис.12,б приведена теоретическая зависимость ширины спектра суперконтинуума от энергии импульса в одной световодной моде. Сравнимые с полученными в эксперименте ширины спектра суперконтинуума имеют место при гораздо меньших входных энергиях импульса. Этот факт может быть объяснен значительным уменьшением пиковой мощности импульсов в световоде за счет перераспределения энергии по нескольким модам.

Основными механизмами, ответственными за перекачку энергии в соседние зоны, являются модуляционная неустойчивость, связанная с четырехфотонными нелинейными процессами (вырожденное и невырожденное четырехволновое смешение), и рождение дисперсионных волн. Это проиллюстрировано на рис.13, где стрелками показаны максимумы, связанные между собой нелинейными процессами, в 4-й, 5-й и 6-й зонах пропускания в измеренном спектре (см. рис.7) при энергии входного импульса 110 мкДж и пиковой мощности  $P_{in} = 550$  МВт. Так, длины волн 1251, 1036 и 884 нм максимумов S(P1), P1, AS(P1), относящихся соответственно к 4-й, 5-й и 6-й зонам пропускания, удовлетворяют условию для вырожденного четырехволнового процесса ( $2\omega_{1036} = \omega_{1251} + \omega_{884}$ ). В этом процессе излучение на длине волны максимума P1 в 5-й зоне служит накачкой для стоксова излучения на длине волны максимума S(P1) в 4-й зоне и антистоксова излучения на длине волны максимума AS(P1) в 6-й зоне. Этому же про-

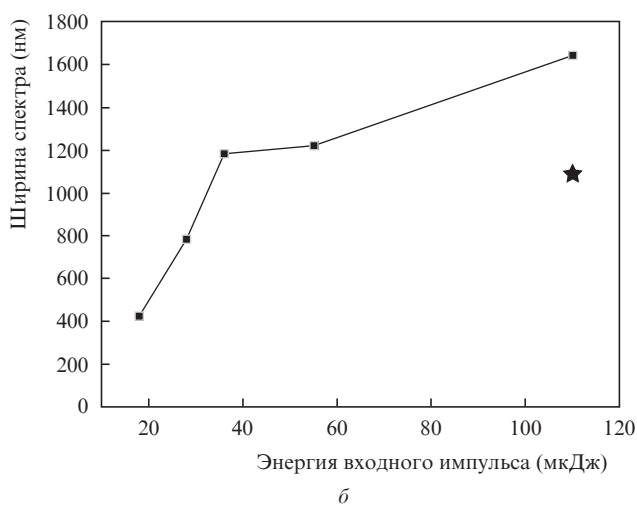
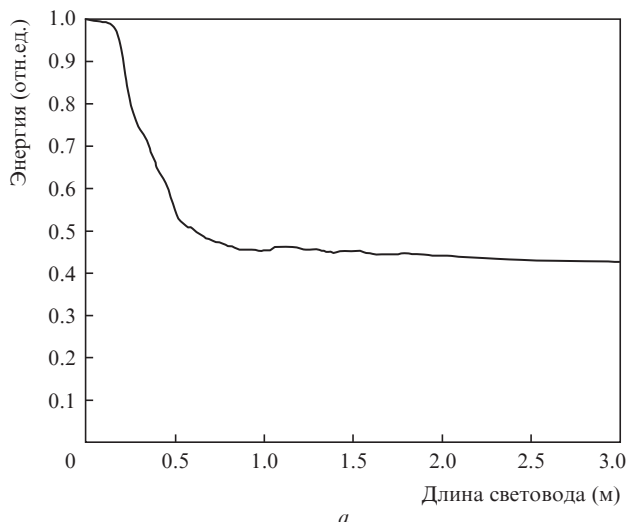


Рис.12. Зависимость энергии излучения от длины световода при распространении по световоду импульса длительностью 200 фс с энергией на входе 110 мкДж (а) и ширина спектра суперконтинуума по уровню мощности -30 дБ на выходе световода длиной 3 м в зависимости от входной энергии импульса длительностью 200 фс (квадраты – расчетные значения, звездочка – экспериментальное значение при энергии 110 мкДж).

цессу удовлетворяют максимумы S(P3), P3, AS(P3) с длинами волн 1230, 1030 и 886 нм ( $2\omega_{1030} = \omega_{1230} + \omega_{886}$ ) и максимумы S(P4), P4, AS(P4) с длинами волн 1290, 1052 и 889 нм ( $2\omega_{1052} = \omega_{1290} + \omega_{889}$ ). Два максимума в 5-й зоне P1 (1036 нм) и P2 (1022 нм) связаны с максимумами S(P3) (1230 нм) и AS(P1) (884 нм) в 4-й и 6-й зонах условием, отвечающим невырожденному четырехволновому процессу  $\omega_{1036} + \omega_{1022} = \omega_{1230} + \omega_{884}$ . Невырожденный четырехволновый процесс определяет также перераспределение энергии между максимумами P1 (1036 нм) и P4 (1052 нм) в 5-й зоне и максимумами S(P1, P4) и AS(P1, P4) на длинах волн 1268 и 887 нм соответственно в 4-й и 6-й зонах ( $\omega_{1036} + \omega_{1052} = \omega_{1268} + \omega_{887}$ ).

Наличие связанных между собой нелинейными процессами максимумов в разных зонах пропускания на выходе из световода длиной 3 м свидетельствует о высокой эффективности протекания четырехфотонных процессов для далеко отстоящих друг от друга длин волн накачки, сигнальной и холостой волн. Этот факт можно объяснить в первую очередь высокой локализацией излучения в слабо диспергирующей воздушной среде, благодаря чему эффективные показатели преломления для каждой моды

мало отличаются даже для далеко отстоящих зон. Кроме того, значительную роль для достижения синхронизма и эффективной перекачки энергии из зоны в зону играет наличие нулей квадратичной дисперсии в центре каждой зоны. Так, расчеты, сделанные для основной моды, показывают, что условие фазового синхронизма  $\Delta\beta = 2\beta_{1036} - \beta_{1251} - \beta_{884} + 2\gamma P = 0$  ( $\beta$  – постоянная распространения,  $\gamma$  – нелинейный коэффициент,  $P$  – мощность накачки) для процесса  $2\omega_{1036} = \omega_{1251} + \omega_{884}$  выполняется точно при мощности накачки  $P_{1036} = 58$  МВт. Участвующие в этом процессе длины волн находятся в отрицательной области дисперсии приблизительно на одинаковом расстоянии относительно дисперсионного нуля в своей зоне и имеют близкие значения квадратичной дисперсии ( $\beta_2$  составляет -1.439, -1.314 и -1.89 пс<sup>2</sup>/км для длин волн соответственно 1036, 1251 и 884 нм). С учетом малого различия спектральных ширин зон пропускания световода стокс-антистоксово излучение в 4-й и 6-й зонах может служить накачкой для такой же эффективной передачи излучения вблизи нулевого значения дисперсии соответственно в 3-ю и 7-ю зоны. Такой каскадный процесс для достаточно мощных фемтосекундных импульсов может охватывать большое количество зон пропускания и приводить к генерации широкополосного суперконтинуума, несмотря на наличие потерь на границах зон.

Перекачка в соседние зоны может происходить также за счет рождения дисперсионных волн. На рис.13 отмечен максимум в 4-й зоне на длине волны  $\lambda_D = 1144$  нм, удовлетворяющий условию синхронизма для дисперсионной волны  $\Delta\beta_D = \beta(\omega_S) - \beta(\omega_D) - \beta_1(\omega_S - \omega_D) + 0.5\gamma P = 0$  ( $\omega_S, \omega_D$  – циклические частоты солитона и дисперсионной волны,  $\beta_1 = (d\beta/d\omega)_{\omega_S}$ ) при распространении солитона с мощностью  $P = 276$  МВт на длине волны  $\lambda_S = 1028$  нм в 5-й зоне.

Для эффективной перекачки энергии из зоны в зону, вращательное ВКР в атмосферном азоте имеет слишком маленький стоков сдвиг ( $75$  см<sup>-1</sup>), однако внутри каждой зоны оно играет активную роль в уширении спектра. На рис.13 указаны длины волн, отвечающие перекачке энергии в 4-й зоне от коротковолновых компонент к длинноволновым за счет вращательного ВКР. Структура главного пика на 1251 нм промодулирована частотой  $75$  см<sup>-1</sup>,

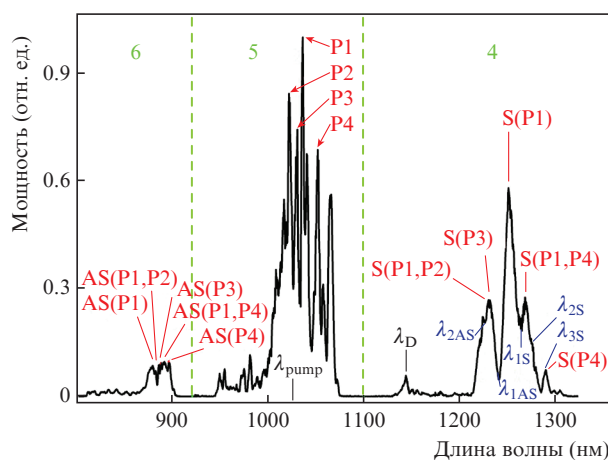


Рис.13. Нелинейные процессы, определяющие перекачку энергии между тремя соседними зонами пропускания в измеренном спектре при энергии входного импульса 110 мкДж. Часть спектра, соответствующая 4-й, 5-й и 6-й зонам пропускания рис.7, показана в линейном масштабе. Описание обозначений приведено в тексте.

с провалами в коротковолновой области и максимумами в длинноволновой области спектра.

## 5. Заключение

Представленный в работе световод обладает уникальными дисперсионными и волноводными характеристиками для генерации суперконтинуума. Из результатов численного анализа следует, что используемые в его конструкции параметры оболочки позволили получить практически одинаковые по спектральной ширине и форме зоны пропускания в области длин волн от УФ до среднего ИК диапазона. Благодаря слабой дисперсии воздушной среды дисперсионные характеристики для отдельной моды в идентичных по форме зонах пропускания также практически совпадают. Наличие нулей квадратичной дисперсии вблизи центра каждой зоны создает благоприятные условия для эффективной перекачки энергии излучения из зоны в зону за счет нелинейных эффектов.

Экспериментально получен суперконтинуум со спектральным диапазоном, перекрывающим область длин волн 415–1593 нм с одиннадцатью зонами пропускания, при вводе в световод импульсов с энергией 110 мкДж и длительностью 205 фс. Многомодовый характер распространения излучения в исследованном РСПС снижает эффективность нелинейных процессов, приводящих к генерации суперконтинуума, вследствие перераспределения энергии между модами. Численный анализ показал, что при близких к эксперименту мощностях входных импульсов и реализации в РСПС одномодового режима суперконтинуум может перекрывать 14 зон пропускания, простираясь от 370 до 4200 нм. Такую ширину спектра (больше 3 октав) можно получить на длинах световода ~50 см, при этом импульс сохраняет свыше 50% своей энергии.

Исследование структуры спектра в различных зонах пропускания позволило установить ответственные за перекачку энергии из зоны в зону основные нелинейные процессы, такие как вырожденное и невырожденное четырехволновое смешение, а также генерация солитонами дисперсионных волн. Следует подчеркнуть высокую эффективность протекания каскадных нелинейных процессов в РСПС, заполненном атмосферным воздухом, благодаря равномерному распределению нулевых значений дисперсии в широкой спектральной области.

Вращательное ВКР в азоте оказывает негативное воздействие на генерацию многозонного суперконтинуума. Хотя его стокс-антистоксовы компоненты способствуют быстрому уширению спектра внутри зоны, малая величина стоксова сдвига не позволяет осуществить передачу излучения из зоны в зону. Более того, рамановский сдвиг максимума спектра внутри каждой зоны приводит к смещению энергии в спектре к длинноволновым краям зон пропускания, где она быстро поглощается. Потеря излучения на границах полос пропускания, связанных с ВКР, можно избежать, заполнив сердцевину световода газовой

ми средами, такими как аргон, в которых этот эффект отсутствует.

Как следует из представленных результатов, оптимизация конструкции РСПС с целью получения одномодового режима распространения позволит раздвинуть границы многозонного суперконтинуума как в УФ, так и средний ИК диапазон.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 16-19-10513).

1. Wang Y.Y., Peng X., Alharbi M., Dutin C.F., Bradley T.D., Gérôme F., Mielke M., Booth T., Benabid F. *Opt. Lett.*, **37**, 3111 (2012).
2. Debord B., Alharbi M., Vincetti L., Husakou A., Fourcade-Dutin C., Hoenninger C., Mottay E., Gérôme F., Benabid F. *Opt. Express*, **22**, 10735 (2014).
3. Jaworski P., Yu F., Carter R.M., Knight J.C., Shephard J.D., Hand D.P. *Opt. Express*, **23**, 8498 (2015).
4. Travers J.C., Chang W., Nold J., Joly N.Y., Russell P.St.J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **28**, A11 (2011).
5. Belli F., Abdolvand A., Chang W., Travers J.C., Russell P.St.J. *Optica*, **2**, 292 (2015).
6. Couny F., Benabid F., Roberts P.J., Light P.S., Raymer M.G. *Science*, **318**, 1118 (2007).
7. Wang Y.Y., Couny F., Light P.S., Mangan B.J., Benabid F. *Opt. Lett.*, **35**, 1127 (2010).
8. Tani F., Belli F., Abdolvand A., Travers J.C., Russell P.St.J. *Opt. Lett.*, **40**, 1026 (2015).
9. Benoît A., Beaudou B., Alharbi M., Debord B., Gérôme F., Salin F., Benabid F. *Opt. Express*, **23**, 14002 (2015).
10. Pryamikov A.D., Biriukov A.S., Kosolapov A.F., Plotnichenko V.G., Semjonov S.L., Dianov E.M. *Opt. Express*, **19**, 1441 (2011).
11. Kolyadin A.N., Kosolapov A.F., Pryamikov A.D., Biriukov A.S., Plotnichenko V.G., Dianov E.M. *Opt. Express*, **21**, 9514 (2013).
12. Alagashev G.K., Pryamikov A.D., Kosolapov A.F., Kolyadin A.N., Lukovkin A.Yu., Biriukov A.S. *Laser Phys.*, **25**, 055101 (2015).
13. Belardi W., Knight J.C. *Opt. Express*, **22**, 10091 (2014).
14. Poletti F. *Opt. Express*, **22**, 23807 (2014).
15. Яценко Ю.П., Крылов А.А., Прямыков А.Д., Косолапов А.Ф., Колядин А.Н., Гладышев А.В., Буфетов И.А. *Квантовая электроника*, **46**, 617 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 617 (2016)].
16. Прямыков А.Д., Косолапов А.Ф., Алагашев Г.К., Колядин А.Н., Вельмискин В.В., Бирюков А.С., Буфетов И.А. *Квантовая электроника*, **46**, 1129 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 1129 (2016)].
17. Pryamikov A.D., Alagashev G.K., Kosolapov A.F., Biriukov A.S. *Laser Phys.*, **26**, 125104 (2016).
18. Debord B., Ansampally A., Chafer M., Baz A., Maurel M., Blondy G.M., Hugonnot E., Scol F., Vincetti L., Gerome F., Benabid F. *Optica*, **4**, 209 (2017).
19. Litchinitser N.M., Abeeluck A.K., Headley C., Eggleton B. *J. Opt. Lett.*, **27**, 1592 (2002).
20. Tani F., Travers J.C., Russell P.St.J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **31**, 311 (2014).
21. Dudley J., Taylor R. *Supercontinuum Generation in Optical Fibers* (Cambridge: University Press, 2010).
22. Nibbering E.T.J., Grillon G., Franco M.A., Prade B.S., Mysyrowicz A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 650 (1997).
23. Sprangle P., Penano J.R., Hafizi B. *Phys. Rev. E*, **66**, 046418 (2002).
24. Penano R., Sprangle P., Serafim P., Hafizi J.B., Tang A. *Phys. Rev. E*, **68**, 056502 (2003).
25. Penano J.R., Sprangle P., Hafizi B., Ting A., Gordon D.F., Kapetanacos C.A. *Phys. Plasmas*, **11**, 2865 (2004).