

УДК 535.92

А.Н. Денисов, С.Л. Семенов

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова, г. Москва, Россия

ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЯЮЩИЕ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ С БОЛЬШИМ СПЕКТРАЛЬНЫМ ДИАПАЗОНОМ ОДНОМОВОДОГО РЕЖИМА

Приведены результаты теоретических исследований двулучепреломляющих микроструктурированных волоконных световодов (ДМВС) оригинального дизайна, содержащих три слоя одинаковых круглых отверстий вокруг эллиптической сердцевины с различными расстояниями между слоями. Две пары отверстий в первом слое расположены на увеличенном расстоянии по сравнению с остальными. Численный анализ свойств этих ДМВС проведен с использованием метода конечных элементов. Рассчитаны потери на вытекание фундаментальных и высших мод в спектральном диапазоне от 0,2 до 2,65 мкм. Рассмотрен физический механизм, объясняющий появление локальных максимумов в спектральных зависимостях потерь на вытекание высших мод. Результаты расчетов показывают, что существует оптимальная конфигурация рассматриваемого дизайна ДМВС, для которой достигается максимальный спектральный диапазон одномодового режима: от 0,2 до 2,3 мкм.

Ключевые слова: микроструктурированные волоконные световоды, двулучепреломление, двулучепреломляющие микроструктурированные волоконные световоды, одномодовые волоконные световоды, метод конечных элементов, суперконтинуум.

A.N. Denisov, S.L. Semjonov

Institute of General Physics named after A.M. Prokhorov RAS,
Scientific Center for Fiber Optics named after E.M. Dianov, Moscow, Russia

BIREFRINGENT MICROSTRUCTURED FIBERS WITH A WIDE SPECTRAL RANGE OF SINGLE-MODE GUIDANCE

In this study the results of the numerical analysis of birefringent microstructured fibers (BMSFs) containing three rings of identical air holes around an elliptical core with different distances between the rings of holes are presented. The first ring contains two pairs of holes, which are more widely spaced than others. The BMSFs were characterized using the finite element method. Confinement losses for fundamental and higher-order modes were calculated in the spectral range of 0.20 to 2.65 microns. The underlying physical mechanism that is responsible for appearance of local maxima on spectral dependences of confinement losses of higher-order modes is discussed. Simulation results show that an optimum configuration of the proposed design existed, for which the widest spectral range of single-mode guidance of fibers was obtained: from 0.2 to 2.3 microns.

Keywords: Microstructured fiber, photonic crystal fiber, birefringence, birefringent microstructured fiber, single-mode fiber, finite element method, supercontinuum.

Введение

Микроструктурированные волоконные световоды (МВС) из чистого кварцевого стекла с сердцевинной диаметром несколько микрон и оболочкой с относительно большими отверстиями обеспечивают высокую степень локализации света в их сердцевине благодаря большому контрасту показателя преломления между сердцевинной и оболочкой. Вследствие этого они обладают высокой нелинейностью и имеют большой потенциал для многих научных и прикладных задач, таких как генерация суперконтинуума и четырехволновое смешение [1–3]. МВС с большой величиной двулучепреломления ($>10^{-4}$) (ДМВС) используются во многих случаях, где необходимо сохранение поляризации излучения при его распространении по световоду [4–6]. Среди них стоит отметить генерацию поляризованного суперконтинуума [7, 8], которая представляет для нас особый интерес.

Для большого числа задач требуется также хорошее качество светового пучка, которое может быть обеспечено одномодовыми световодами. Хотя широко распространенные МВС с классической гексагональной структурой отверстий потенциально позволяют получить «бесконечный» по спектру одномодовый режим (так называемые “endlessly single-mode fibers”) [9], для достижения этой задачи необходимо, чтобы диаметры их отверстий d и расстояния между их центрами Λ удовлетворяли условию: $d/\Lambda < 0,406$ [10]. Но одновременно для обеспечения малых потерь на вытекание для основной моды число слоев отверстий должно быть достаточно большим (например, МВС SC-5.0-1040 фирмы NKT имеет 11 слоев отверстий).

Возможность получения одномодового режима в МВС с небольшим числом отверстий рассматривалась ранее в ряде работ [11–19], которые были посвящены так называемым «световодам с каналами вытекания» (leakage channel fibers или LCF). При этом основное внимание уделялось МВС с большим диаметром сердцевины (более 20 мкм) и одним или двумя слоями отверстий. Рассмотренные варианты показали возможность такого подбора параметров d и Λ , которые обеспечивают низкие потери на вытекание для фундаментальной моды (менее 0,1 дБ/м) и одновременно высокие потери на вытекание для высших мод (более 1,0 дБ/м), которые и определяют одномодовый режим МВС [12]. Однако для рассмотренных МВС одномодовый режим достигался в узком спектральном диапазоне, что было вполне достаточно для таких случа-

ев применения, как передача мощного лазерного излучения фиксированной длины волны, и для использования в мощных волоконных лазерах и усилителях. Для таких задач, как генерация поляризованного суперконтинуума, требуется значительно более широкий спектральный диапазон одномодового режима.

В работе [13] был теоретически рассмотрен МВС с легированной сердцевинной и двумя слоями одинаковых круглых отверстий, расположенных в гексагональном порядке (так называемый “hole-assisted fiber”). При этом в первом слое отверстия располагались на расстоянии Λ_1 от ближайших отверстий этого слоя, а во втором слое – на расстоянии Λ_2 от ближайших отверстий слоя. Подавление высших мод сердцевины объяснялось автором [13] их резонансным взаимодействием с модами оболочки, имеющими большие потери на вытекание, вследствие совпадения их эффективных показателей преломления (index-matching coupling) при некоторых параметрах МВС. Однако конкретного физического механизма такого резонансного взаимодействия мод автором [13] предложено не было. Кроме того, для расчетов эффективных показателей преломления высших мод сердцевины и мод оболочки использовалась модель эффективного индекса (“effective index model”), которая была разработана и применялась ранее для МВС с регулярной структурой отверстий и большим их числом [20, 21]. Поэтому возникают сомнения в точности получаемых с ее помощью результатов для МВС с малым числом отверстий, к тому же расположенных в нерегулярном порядке. Возможность практического изготовления такого МВС автором [13] не рассматривалась, хотя очевидно, что традиционная технология сборки заготовки из капилляров и стержней для МВС с такой структурой (при $\Lambda_2 \neq \Lambda_1$) невозможна.

В работах [14 – 16] был теоретически рассмотрен МВС с большой сердцевиной из чистого кварцевого стекла и двумя слоями круглых отверстий (12 и 24 отверстия), причем отверстия первого слоя имели разные диаметры d_1 и d_2 , а отверстия второго слоя имели диаметр d . Все отверстия располагались на расстоянии $\Lambda = 20$ мкм от ближайших соседей. Теоретически такая структура может быть изготовлена методом сборки заготовки для нее из кварцевых стержней и капилляров с отверстиями разного диаметра, причем для сердцевины используются 7 стержней, для первого слоя отверстий – 12 капилляров, затем для кольцевого слоя используются 18 стержней и для второго

слоя отверстий – 24 капилляра. Путем подбора диаметров отверстий d_1 и d_2 , расположенных поочередно, можно регулировать величину перемычек (зазоров) между отверстиями первого слоя и обеспечивать высокий уровень потерь на вытекание для высших мод сердцевины. Дополнительное подавление высших мод сердцевины объяснялось авторами [14] их резонансным взаимодействием с модами кольцевого слоя, имеющими большие потери на вытекание вследствие совпадения их эффективных показателей преломления при некоторых параметрах МВС. Для выбранной длины волны ($\lambda = 1,064$ мкм) расчеты авторов [14] дали потери на вытекание для одной из высших мод сердцевины 1,4 дБ/м при спектральной ширине одномодового режима этого МВС около 0,1 мкм. Стоит отметить, что процедура вытяжки такого МВС чрезвычайно сложна ввиду необходимости отдельно регулировать давление газа в отверстиях разного диаметра [22–24]. Возможно, именно поэтому авторы [14–16] не провели каких-либо экспериментальных исследований предложенной структуры МВС.

Ранее нами были проведены теоретические и экспериментальные исследования оригинального дизайна ДМВС с эллиптической сердцевиной, окруженной двумя слоями одинаковых круглых отверстий [25, 26]. Расстояние между ближайшими отверстиями первого слоя равно Λ , за исключением одной или двух пар отверстий, расположенных на увеличенном расстоянии Λ_w . При этом отверстия второго слоя находятся на том же расстоянии Λ от двух ближайших отверстий первого слоя. Для обеспечения достаточно низких потерь на вытекание для фундаментальной моды мы выбрали отношение $d/\Lambda = 0,95$. Однако оценка V -параметра для такого ДМВС (с помощью выражения (4) из работы [10]) дала нам длину волны отсечки около 6 мкм. Следовательно, этот ДМВС имел большое число высших мод с низким уровнем потерь на вытекание в области длин волн менее 1,5 мкм.

1. Описание геометрической структуры ДМВС

В настоящей работе мы рассматриваем дизайн ДМВС, который был ранее предложен нами в работе [27] и теоретически частично исследован в работах [28, 29]. Этот ДМВС содержит три слоя одинаковых круглых отверстий вокруг эллиптической сердцевины, причем третий слой неполный, так что общее число отверстий ДМВС равно 30.

Отверстия первого слоя находятся на расстоянии Λ_1 друг от друга, за исключением двух пар отверстий, которые расположены на увеличенных расстояниях $\Lambda_{1w} > \Lambda_1$. При этом величина перемычки (зазора) между отверстиями первого слоя определяется как $Z_{11} = \Lambda_1 - d$, а величина увеличенной перемычки – $Z_{1w} = \Lambda_{1w} - d$. Отверстия второго слоя находятся на расстоянии $\Lambda_2 > \Lambda_1$ от ближайших отверстий первого слоя, а отверстия третьего слоя находятся на расстоянии $\Lambda_3 \geq \Lambda_2$ от ближайших отверстий второго слоя. Соответственно, величины зазоров между отверстиями первого и второго слоев $Z_{12} = \Lambda_2 - d$, а между отверстиями второго и третьего слоев $Z_{23} = \Lambda_3 - d$. Для удобства дальнейшего изложения будем называть промежуток между отверстиями первого и второго слоев «кольцевым зазором». Диаметры сердцевин ДМВС вдоль осей x и y равны D_x и D_y соответственно. Эллиптичность сердцевин мы определили как $e = D_x/D_y$. Этот вариант мы условно назвали ДМВС-30, где 30 означает полное число отверстий (рис. 1).

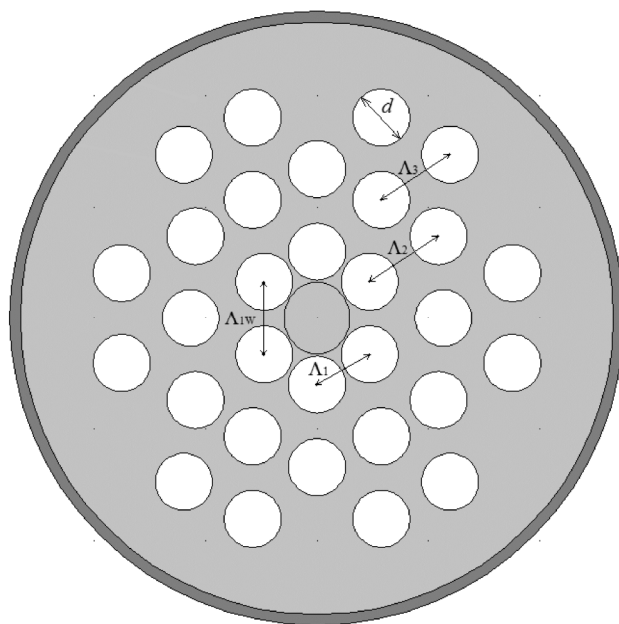


Рис. 1. Структура ДМВС-30 при $e = 0,9$; $d/\Lambda_1 = 0,94$;
 $d/\Lambda_{1w} = 0,77$; $d/\Lambda_2 = d/\Lambda_3 = 0,69$

Такой дизайн дает широкие возможности для подбора параметров ДМВС-30, в частности, величин различных зазоров (Z_{11} , Z_{1w} , Z_{12} и Z_{23}),

которые обеспечивают низкие потери на вытекание для фундаментальной моды и одновременно высокие потери на вытекание для высших мод, которые определяют одномодовый режим ДМВС-30 [12]. Кроме того, при определенном соотношении между величиной увеличенного зазора Z_{1W} и эллиптичностью сердцевины e этот ДМВС может иметь большую величину двулучепреломления и равные размеры фундаментальной моды по двум ортогональным осям [25, 26]. Для определения наиболее оптимального соотношения параметров ДМВС-30 для конкретной задачи целесообразно использование алгоритма мультиобъектной оптимизации [30], однако на первом этапе мы выбрали простую задачу – определение зависимости ширины спектрального диапазона одномодового режима от соотношения d/Λ_1 при условии равенства зазоров Z_{12} и Z_{23} , т.е. при $d/\Lambda_3 = d/\Lambda_2$. Кроме того, для получения длины волны нулевой дисперсии ДМВС-30 около 925 нм мы взяли величину диаметра его сердцевины $D_y = 3,45$ мкм при ее эллиптичности $e = 0,9$. Для обеспечения равенства размеров фундаментальной моды по двум ортогональным осям мы выбрали $\Lambda_{1W} = 1,22 \cdot \Lambda_1$ [25, 26].

2. Результаты расчетов

Численные расчеты характеристик ДМВС-30 мы проводили с использованием метода конечных элементов (FEM) с цилиндрическим PML-слоем (perfectly matched layer), который условно обозначен темно-серым кольцом на рис. 1. Стоит отметить, что метод FEM позволяет рассчитывать эффективные комплексные модальные показатели преломления и распределения полей мод МВС с произвольной формой и расположением воздушных отверстий, что обеспечивает высокую точность получаемых результатов [31]. В качестве материала для ДМВС-30 было выбрано кварцевое стекло, а его показатель преломления определялся с помощью уравнения Селлмейера [32]. Потери на вытекание α (в дБ/м) определялись по получаемой в расчетах мнимой части эффективного показателя преломления k_{eff} с помощью выражения [33]:

$$\alpha = \frac{20}{\ln(10)} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} k_{eff}. \quad (1)$$

Для каждого из выбранных значений d/Λ_1 мы определяли d/Λ_2 (и $d/\Lambda_3 = d/\Lambda_2$), которые обеспечивали величину потерь на вытекание

для основной моды $0,1 \text{ дБ/м} \pm 0,1 \%$ на длине волны $2,3 \text{ мкм}$, т.е. мы выбрали длинноволновую границу одномодового режима $\lambda_{LW} = 2,3 \text{ мкм}$. Затем мы проводили расчеты потерь на вытекание для двух основных мод, имеющих разную поляризацию (условно обозначенную цифрами 1 и 2), и для четырех высших мод (условно обозначенных цифрами от 3 до 6 в порядке убывания действительной части их эффективного показателя преломления n_{eff}) в спектральном диапазоне от $0,2$ до $2,65 \text{ мкм}$. Коротковолновую границу одномодового режима λ_{SW} мы определяли из условия: потери на вытекание для высших мод $> 1,0 \text{ дБ/м}$ [12].

При необходимости для любой конкретной задачи выбираются нужная граница λ_{LW} и требуемые уровни потерь на вытекание для основных и для высших мод и проводятся соответствующие расчеты.

На рис. 2 приведены пространственные распределения интенсивности основных (1, 2) и высших (3–6) мод для ДМВС-30 при $d/\Lambda_1 = 0,91$ для длины волны $1,05 \text{ мкм}$.

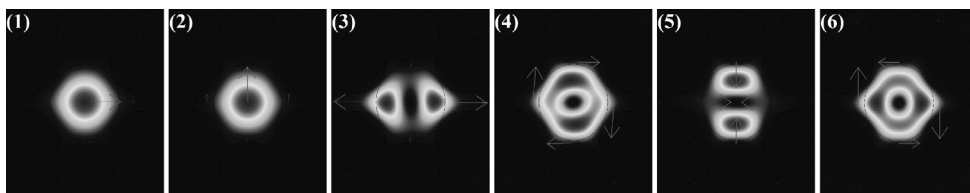


Рис. 2. Пространственные распределения интенсивности фундаментальных (1, 2) и высших (3–6) мод для ДМВС-30 при $d/\Lambda_1 = 0,91$ для длины волны $1,05 \text{ мкм}$

Как видно из рис. 2, a , b , фундаментальные моды имеют практически круглую форму, точные расчеты показали, что диаметры поля моды (MFD) для них (по уровню $1/e$ от интенсивности в максимуме) по осям x и y равны: $MFD_{1x} = 2,22 \text{ мкм}$; $MFD_{1y} = 2,22 \text{ мкм}$; $MFD_{2x} = 2,20 \text{ мкм}$ и $MFD_{2y} = 2,16 \text{ мкм}$. Таким образом, x -поляризованная фундаментальная мода (мода 1) имеет равные размеры по двум ортогональным координатам, тогда как y -поляризованная фундаментальная мода (мода 2) имеет слегка различающиеся размеры. Однако для большинства случаев практического применения такая разница (2 %) не имеет значения.

На рис. 3 приведены примеры спектральных зависимостей потерь на вытекание для основных и высших мод при значениях параметров $d/\Lambda_1 = 0,85$ (a) и $d/\Lambda_1 = 0,91$ (b). Также на этих рисунках обо-

значены уровни потерь 0,1 и 1,0 дБ/м, которые позволяют определять границы λ_{LW} и λ_{SW} .

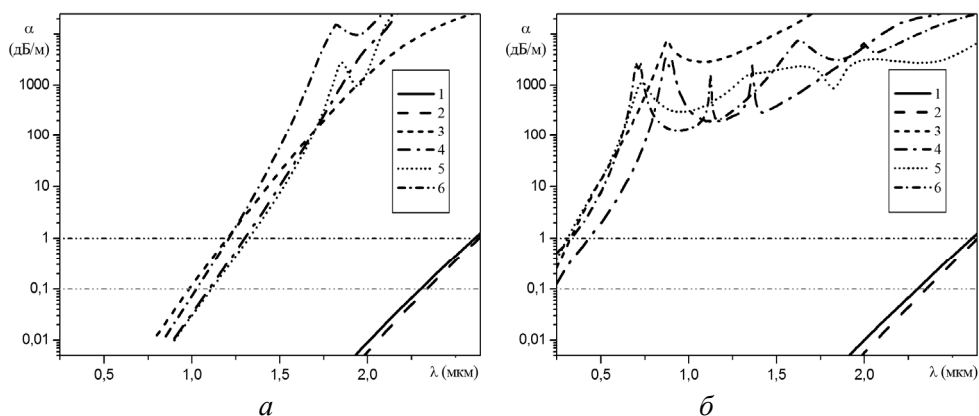


Рис. 3. Спектральные зависимости потерь на вытекание ДМВС-30 для основных (1, 2) и высших мод (3–6) при значениях $d/\Lambda_1 = 0,85$ (а) и $d/\Lambda_1 = 0,91$ (б)

На рис. 4, а приведена зависимость диапазона одномодового режима ДМВС-30 от соотношения d/Λ_1 (область 1). Область 2 ($\lambda > \lambda_{LW}$) на этом рисунке соответствует значениям параметров, для которых потери на вытекание для основной моды 1 более 0,1 дБ/м. Для области 3 потери на вытекание для одной или нескольких высших мод менее 1,0 дБ/м.

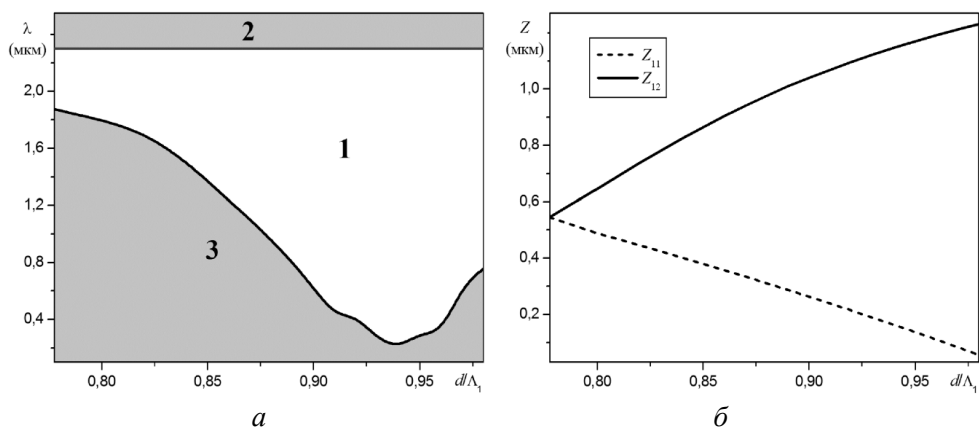


Рис. 4. Зависимость диапазона одномодового режима ДМВС-30 (область 1) от величины d/Λ_1 (а); зависимости зазоров между отверстиями Z_{11} и Z_{12} от величины d/Λ_1 (б)

На рис. 4, б приведена зависимость ширины кольцевого зазора Z_{12} от величины d/Λ_1 , которая обеспечивает потери на вытекание для основной моды 0,1 дБ/м на длине волны 2,3 мкм. Также на рис. 4, б приведена зависимость зазоров между отверстиями первого слоя Z_{11} от величины d/Λ_1 . Стоит отметить, что значению $d/\Lambda_1 = 0,78$ соответствует случай $Z_{11} = Z_{12} = Z_{23}$, и для такого ДМВС-30 ширина спектрального диапазона одномодового режима относительно невелика: от 1,9 до 2,3 мкм.

Как видно из рис. 4, а, для выбранных параметров ДМВС-30 (диаметр сердцевины D_y , ее эллиптичность e и отношение Λ_{1W}/Λ_1) существует оптимальное значение отношения $d/\Lambda_1 = 0,94$, при котором достигается максимальный спектральный диапазон одномодового режима: от 0,2 до 2,3 мкм.

3. Обсуждение результатов

Как видно из рис. 3, а, б, спектральные зависимости потерь на вытекание для высших мод ДМВС-30 имеют сложный характер с локальными максимумами на различных длинах волн для разных высших мод. При этом локальные максимумы потерь на вытекание для высших мод имеют достаточно большой «фоновый» уровень, который существенно превышает величину 1 дБ/м для большей части рассматриваемого спектрального диапазона. Таким образом, эти локальные максимумы в основном не влияют на коротковолновую границу одномодового режима λ_{SM} , однако могут представлять определенный интерес для улучшения параметров ДМВС-30.

Для того чтобы понять причину появления этих локальных максимумов, рассмотрим более подробно эти зависимости на примере высшей моды 4 для ДМВС-30 при $d/\Lambda_1 = 0,91$. На рис. 5 приведены пространственные распределения интенсивности моды 4 для нескольких длин волн вблизи локального максимума $\lambda_{m4} = 1,363$ мкм.

Прежде всего стоит отметить, что вблизи локального максимума наблюдаются две моды, которые относятся к моде 4, поскольку они имеют такие же, как на рис. 2, з, пространственные распределения интенсивности в сердцевине ДМВС-30. При этом они немного отличаются значениями действительной части эффективного показателя преломления n_{eff} , поэтому для удобства мы условно обозначим эти моды 4а и 4б в порядке уменьшения их n_{eff} . Поскольку для нашей задачи нахождения спектрального диапазона одномодового режима ДМВС-30

важным является определение минимальных потерь для высших мод, то для приведенных на рис. 3 спектральных зависимостей мы естественным образом выбирали из этих двух мод 4а и 4б только ту, которая имела меньшие потери на вытекание для конкретной длины волны.

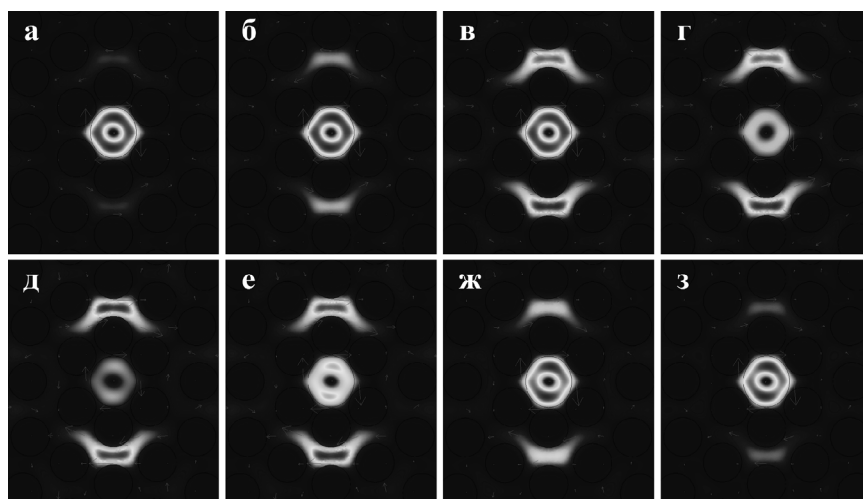


Рис. 5. Пространственные распределения интенсивности моды 4а для длин волн 1,355 (а), 1,360 (б), 1,365 (в) и 1,370 мкм (г), и пространственное распределение интенсивности моды 4б для длин волн 1,355 (д), 1,360 (е), 1,365 (ж) и 1,370 мкм (з)

На рис. 5, а–г приведены пространственные распределения интенсивности моды 4а для длин волн 1,355 (а), 1,360 (б), 1,365 мкм (в) и 1,370 мкм (г), а на рис. 5, д–з приведены пространственные распределения интенсивности моды 4б для этих же длин волн.

Как видно из рис. 5, эти моды 4а и 4б имеют дополнительные максимумы интенсивности в кольцевом зазоре, т.е. в области оболочки. Причем основное отличие этих дополнительных максимумов для мод 4а и 4б заключается в ориентации вектора электрического поля: для моды 4б этот вектор направлен, как и вектор электрического поля моды в сердцевине ДМВС-30, по часовой стрелке, а для моды 4а этот вектор направлен против часовой стрелки. Таким образом, в спектральном диапазоне вблизи локального максимума $\lambda_{m4} = 1,363$ мкм моды 4а и 4б в значительной степени локализованы и в оболочке, т.е. уже не являются в чистом виде модами сердцевины, их необходимо рассматривать как моды ДМВС-30 в целом.

Также из рис. 5 видно, что дополнительные максимумы мод 4а и 4б в кольцевом зазоре отличаются спектральной зависимостью их интенсивностей. Для лучшей наглядности на рис. 6 приведены профили относительных интенсивностей моды 4а (а) и моды 4б (б) вдоль оси y для выбранных длин волн, нормированные на 1 в их максимуме.

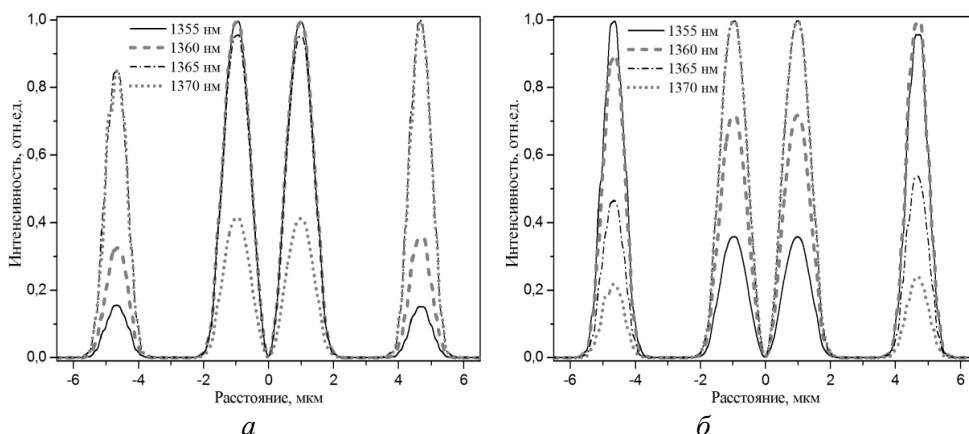


Рис. 6. Профили относительных интенсивностей моды 4а (а) и моды 4б (б) вдоль оси y для выбранных длин волн, нормированные на 1 в их максимуме

Для моды 4а в представленной области спектра интенсивность дополнительных максимумов увеличивается по мере увеличения длины волны, при этом интенсивность основного максимума моды 4а в сердцевине ДМВС-30 уменьшается. Для моды 4б аналогичные зависимости имеют противоположный характер. Таким образом, вдали от локального максимума λ_{m4} в коротковолновой области спектра для моды 4а остается только основной максимум интенсивности в сердцевине ДМВС-30, а для моды 4б остаются только максимумы интенсивности в кольцевом зазоре, т.е. мода 4б становится модой оболочки. В длинноволновой области спектра вдали от λ_{m4} , наоборот, для моды 4б остается только основной максимум интенсивности в сердцевине ДМВС-30, а для моды 4а остаются только максимумы интенсивности в кольцевом зазоре, т.е. мода 4а становится модой оболочки.

На рис. 7, а приведены спектральные зависимости потерь на вытекание для мод 4а и 4б в диапазоне длин волн от 1,340 до 1,384 мкм. Характер этих зависимостей вполне согласуется с описанным выше изменением интенсивностей дополнительных максимумов мод 4а и 4б в кольцевом зазоре.

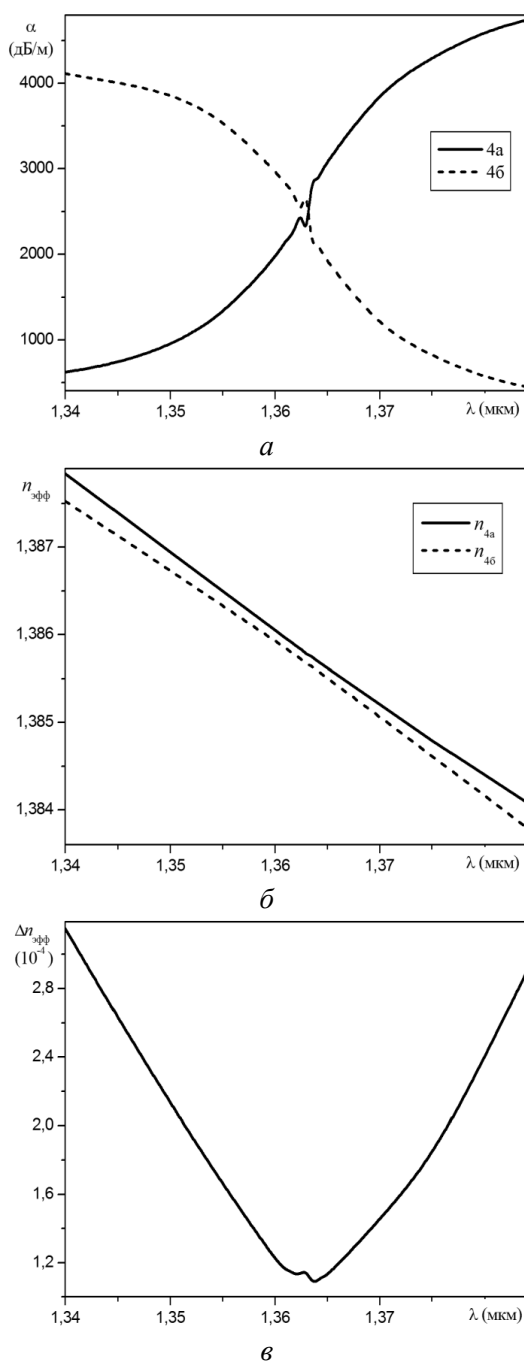


Рис. 7. Спектральные зависимости потерь на вытекание для мод 4а и 4б (*a*); спектральные зависимости эффективных показателей преломления n_{4a} и $n_{4б}$ для мод 4а и 4б (*б*); спектральная зависимость разности эффективных показателей преломления Δn_4 мод 4а и 4б (*в*)

Для моды 4а с увеличением длины волны растет интегральная доля ее интенсивности в кольцевом зазоре, который расположен достаточно близко к внешней границе оболочки, что в итоге приводит к росту ее потерь на вытекание. Для моды 4б, наоборот, рост потерь на вытекание наблюдается с уменьшением длины волны и также связан с ростом при этом интегральной доли ее интенсивности в кольцевом зазоре. Итоговая спектральная зависимость потерь на вытекание для моды 4 в этом диапазоне, приведенная на рис. 3, б, представляет собой минимум из двух кривых для мод 4а и 4б, приведенных на рис. 7, а. Хотя внешне получается вид с острым пиком на длине волны λ_{m4} , похожий на резонансную зависимость, на самом деле никакого резонанса нет, а есть относительно плавное изменение потерь на вытекание, противоположное по знаку для мод 4а и 4б.

С другой стороны, поскольку это изменение происходит в узком спектральном интервале, около 40 нм, можно условно описать его как квазирезонансную трансформацию высшей моды сердцевины 4а в моду оболочки по мере увеличения длины волны и при этом одновременную трансформацию оболочечной моды 4б в высшую моду сердцевины. Положение квазирезонансной длины волны λ_{m4} зависит, вероятно, от ширины Z_{12} кольцевого зазора и в общем случае от некоторых других параметров ДМВС-30, которые мы выбрали фиксированными. Вполне вероятно, что положение λ_{m4} зависит от диаметра сердцевины D_y , поскольку радиальное распределение интенсивности моды 4 в сердцевине зависит от ее диаметра. Более детальное исследование влияния различных параметров ДМВС-30 на положение λ_{m4} может быть проведено в отдельной работе.

Что касается физического механизма квазирезонансной трансформации мод при изменении длины волны вблизи λ_{m4} , то он обусловлен влиянием параметров структуры ДМВС-30, в первую очередь величины кольцевого зазора Z_{12} , на пространственные распределения интенсивности мод 4а и 4б, которое проявляется в узком спектральном интервале. Это приводит к изменению соотношения интегральных интенсивностей мод в сердцевине ДМВС-30 и в кольцевом зазоре при изменении длины волны. Различие в поведении мод 4а и 4б обусловлено, по-видимому, отмеченной ранее разной ориентацией вектора электрического поля в кольцевом зазоре для этих мод.

На рис. 7, б приведены спектральные зависимости действительных частей эффективных показателей преломления n_{4a} и n_{4b} для мод 4а

и 4б соответственно, в диапазоне длин волн от 1,340 до 1,384 мкм. Хорошо заметно, что их поведение отличается от прямолинейного характера: наблюдается небольшое сближение значений n_{4a} и $n_{4б}$ вблизи длины волны λ_{m4} . Для большей наглядности на рис. 7, в приведена спектральная зависимость разности эффективных показателей преломления $\Delta n_4 = n_{4a} - n_{4б}$ для этого диапазона, которая показывает, что в центре диапазона $\Delta n_4 \sim 1,1 \times 10^{-4}$, а на его краях $\Delta n_4 > 2,9 \times 10^{-4}$.

Качественно объяснить такое поведение можно, обратившись к хорошо известным соотношениям Крамерса – Кронига, которые отражают принцип причинности и в частном случае означают, что наличие поглощения (потерь) на какой-либо длине волны ведет к появлению отличного от 1 показателя преломления и наоборот:

$$\begin{aligned} n(\omega_0) &= 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega k(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega, \\ k(\omega_0) &= -\frac{2\omega_0}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{n(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega. \end{aligned} \quad (2)$$

В работе [34] были выведены соотношения Крамерса – Кронига для эффективного индекса мод в оптических волноводах. Авторами [34] было показано, что когда в интересующем спектральном диапазоне дисперсией и поглощением материала можно пренебречь, потери на затухание (вытекание) выступают в качестве эффективного члена потерь в соотношениях Крамерса – Кронига.

В нашем случае можно заключить, что изменения потерь на вытекание приводят к соответствующим отклонениям показателей преломления. Поскольку спектральные зависимости потерь на вытекание для мод 4а и 4б (см. рис. 7, а) имеют противоположный характер, то и отклонения действительных частей эффективных показателей преломления n_{4a} и $n_{4б}$ от линейной зависимости направлены в противоположную сторону. В итоге получается картина, представленная на рис. 7, б, в. Более точные количественные расчеты выходят за рамки настоящей работы.

Для высших мод 3, 5 и 6 наблюдается в целом похожая картина, т.е. вблизи каждого локального максимума наблюдаются две близкие по пространственному распределению интенсивности в сердцевине МВС-30 моды 3а и 3б, 5а и 5б, 6а и 6б. Основные отличия проявляются в пространственных распределениях интенсивностей для этих мод в кольцевом

зазоре – они имеют свой специфический азимутальный характер, отличный от распределения для мод 4а и 4б. Что касается спектральных зависимостей потерь на вытекание, эффективных показателей преломления и разностей эффективных показателей преломления для мод 3, 5 и 6 вблизи своих локальных максимумов, то они имеют качественно такой же вид, как зависимости для моды 4, представленные на рис. 7, с некоторым отличием в величине вариаций соответствующих величин.

Стоит еще раз подчеркнуть, что локальные максимумы потерь на вытекание для высших мод имеют величину порядка 1000 дБ/м (см. рис. 3, б)) и достаточно большой «фоновый» уровень, около 100 дБ/м, который существенно превышает величину 1 дБ/м для большей части рассматриваемого спектрального диапазона. Таким образом, именно спектральная зависимость этого фонового уровня имеет определяющее влияние на значение коротковолновой границы одномодового режима λ_{SM} . Сам же фоновый уровень обусловлен собственно вытеканием высших мод через перемычки (зазоры) между отверстиями ДМВС-30. Поскольку этот ДМВС-30 имеет большой набор различных зазоров (Z_{11} , Z_{1W} , Z_{12} и Z_{23}) плюс зависящие от них зазоры между отверстиями во втором и третьем слоях, то их суммарное влияние и приводит к большому спектральному диапазону одномодового режима.

Дисперсия групповых скоростей GVD является одним из ключевых параметров для генерации суперконтинуума, она определяется выражением [32, с. 17]:

$$GVD \approx -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}. \quad (3)$$

На рис. 8, а приведены спектральные зависимости GVD основных мод 1 и 2 для ДМВС-30 при $d/\Lambda_1 = 0,94$. Из этого рисунка можно определить длины волн нулевой дисперсии (ZDW) для этих мод: $ZDW_1 = 926$ нм и $ZDW_2 = 924$ нм. Эти величины достаточно близки к величине $ZDW = 925$ нм для симметричного МВС с гексагональной структурой отверстий и круглой сердцевинной диаметром $D = 3,27$ мкм. Такие параметры ДМВС-30 позволяют применить его для генерации поляризованного суперконтинуума с использованием импульсного лазера, имеющего длину волны около 1,06 мкм.

Большая величина двулучепреломления также важна для генерации поляризованного суперконтинуума. На рис. 8, б приведены спектральные

зависимости фазового (B) и группового (G) двулучепреломления для ДМВС-30 при $d/\Lambda_1 = 0,94$. Как видно из этого рисунка, для длины волны 1,55 мкм величина группового двулучепреломления $G = 6,4 \cdot 10^{-4}$.

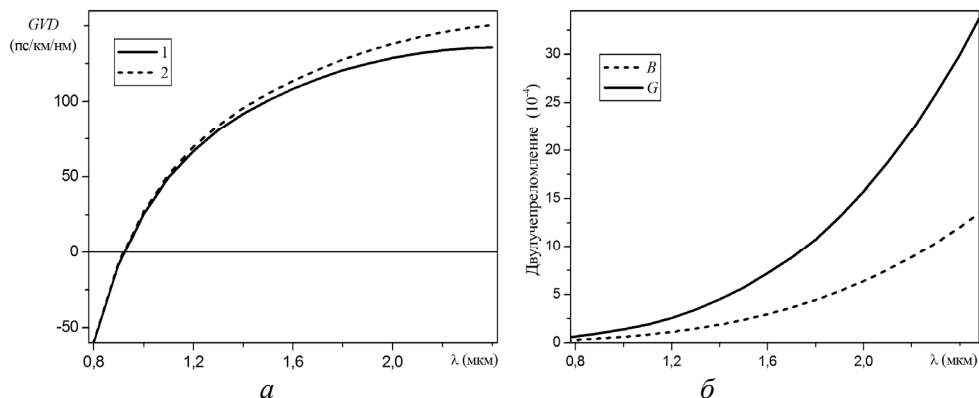


Рис. 8. Спектральные зависимости дисперсии групповых скоростей фундаментальных мод 1 и 2 для ДМВС-30 при $d/\Lambda_1 = 0,94$ (а); спектральные зависимости фазового (B) и группового (G) двулучепреломления для этого ДМВС (б)

Изготовление рассмотренного ДМВС-30 не представляет сложности, для этого может использоваться метод высверливания отверстий в монолитном кварцевом стекле трубчатыми алмазными сверлами с последующим вытягиванием полученной заготовки в световод [25, 26]. В отличие от стандартной технологии сборки заготовок из кварцевых капилляров и стержней данная технология позволяет реализовать любое взаимное расположение воздушных отверстий в заготовке и, следовательно, в ДМВС-30. Для случая одинаковых круглых отверстий изготовление таких заготовок и вытяжка их в ДМВС-30 достаточно просты. Поэтому в ближайшее время такой ДМВС-30 будет изготовлен и исследован экспериментально. Стоит отметить, что для вариаций отношения d/Λ_1 от 0,91 до 0,96 (см. рис. 4, а) значение коротковолновой границы одномодового режима λ_{SM} составляет менее 0,43 мкм, следовательно, небольшие отклонения структурных параметров ДМВС-30 в процессе изготовления от идеальных расчетных значений не приведут к существенному ухудшению его характеристик.

Таким образом, ДМВС-30 может быть использован для генерации поляризованного суперконтинуума с хорошим качеством светового пучка в большом спектральном диапазоне.

Заключение

Проведены теоретические исследования двулучепреломляющих микроструктурированных волоконных световодов оригинального дизайна, характерными чертами которого являются три слоя одинаковых круглых отверстий вокруг эллиптической сердцевины с различными расстояниями между слоями. Кроме того, две пары отверстий в первом слое расположены на увеличенном расстоянии по сравнению с остальными. Для расчетов характеристик этих ДМВС использовался метод конечных элементов. Приведены спектральные зависимости потерь на вытекание фундаментальных и высших мод в диапазоне от 0,20 до 2,65 мкм для различных параметров ДМВС. Отмечено наличие локальных максимумов в спектральных зависимостях потерь на вытекание высших мод, которые обусловлены существованием в окрестности каждого максимума двух мод, имеющих одинаковые пространственные распределения интенсивности в сердцевине ДМВС, но различные дополнительные максимумы интенсивности в кольцевом зазоре между первым и вторым слоями отверстий. Различная спектральная зависимость потерь на вытекание для каждой такой пары мод приводит к тому, что результирующий минимум из двух спектральных зависимостей приобретает вид, характерный для резонансного пика. Физический механизм, ответственный за появление этих максимумов, и зависимость их положения от параметров ДМВС обусловлены квазирезонансным влиянием параметров структуры ДМВС, в первую очередь величины кольцевого зазора, на соотношение интегральных интенсивностей мод в сердцевине ДМВС и в кольцевом зазоре при изменении длины волны.

Показано, что предложенный дизайн ДМВС позволяет получить одномодовый режим в широком спектральном диапазоне: от 0,2 до 2,3 мкм. Предложенный ДМВС может быть использован, например, для генерации поляризованного суперконтинуума с хорошим качеством светового пучка в широком спектральном диапазоне.

Список литературы

1. Ultrashort pulse propagation in highly birefringent photonic crystal fibers / A. Ortigosa-Blanch, J.C. Knight, W.J. Wadsworth, B.J. Mangan, P.S.J. Russell // Conference on Lasers and Electro-Optics / J. Kafka, K. Vahala, R. Williamson, A. Willner, eds. OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2001). – Paper JTuC1.

2. Supercontinuum generation in irregularly microstructured elliptic core fibers / H.G. Choi, C.S. Kee, J.H. Sung, T.J. Yu, D.K. Ko, J. Lee, H.Y. Park, J.E. Kim // *Phys. Rev. A* – 2008. – Vol. 77, № 3. – P. 0358041–0358044.

3. Supercontinuum generation for coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy with photonic crystal fibers / P. Klarskov, A. Isomäki, K.P. Hansen, P.E. Andersen // *Opt. Express*. – 2011. – Vol. 19, № 27. – P. 26672–26683.

4. Temperature-insensitive displacement sensor based on high-birefringence photonic crystal fiber loop mirror / H. Zhang, B. Liu, Z. Wang, J. Luo, S. Wang, C. Jia, X. Ma // *Optica Applicata*. – 2010. – Vol. 40, № 1. – P. 209–217.

5. Design of a highly-birefringent microstructured photonic crystal fiber for pressure monitoring / C.M. Jewart, S.M. Quintero, A.M.B. Braga, K.P. Chen // *Opt. Express*. – 2010. – Vol. 18, № 25. – P. 25657–25664.

6. Directional force measurement using specialized single-mode polarization-maintaining fibers / M. Karimi, F. Surre, T. Sun, K.T.V. Grattan, W. Margulis, P. Fonjallaz // *J. Lightwave Technol.* – 2011. – Vol. 29, № 24. – P. 3611–3615.

7. High power polarization maintaining supercontinuum source / F.D. Nielsen, M.Ø. Pedersen, Y. Qian, T.V. Andersen, L. Leick, K.P. Hansen, C.F. Pedersen, C.L. Thomsen // *CLEO/Europe and IQEC 2007 Conference Digest (Optical Society of America, 2007)*. – Paper CJ5_4.

8. Xiong C., Wadsworth W.J. Polarized supercontinuum in birefringent photonic crystal fibre pumped at 1064 nm and application to tuneable visible/UV generation // *Opt. Express*. – 2008. – Vol. 16, № 8. – P. 2438–2445.

9. Birks T.A., Knight J.C., Russell P.St.J. Endlessly single-mode photonic crystal fiber // *Opt. Lett.* – 1997. – Vol. 22, № 13. – P. 961–963.

10. Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers / N.A. Mortensen, J.R. Folkenberg, M.D. Nielsen, K.P. Hansen // *Opt. Lett.* – 2003. – Vol. 28, № 20. – P. 1879–1881.

11. Confinement losses in microstructured optical fibers / T.P. White, R.C. McPhedran, C.M. de Sterke, L.C. Botten, M.J. Steel // *Opt. Lett.* – 2001. – Vol. 26, № 21. – P. 1660–1662.

12. Breaking the limit of maximum effective area for robust single-mode propagation in optical fibers / W.S. Wong, X. Peng, J.M. McLaughlin, L. Dong // *Opt. Lett.* – 2005. – Vol. 30, № 21. – P. 2855–2857.

13. Fini J.M. Design of solid and microstructure fibers for suppression of higher-order modes // *Opt. Express*. – 2005. – Vol. 13, № 9. – P. 3477–3490.

14. Tsuchida Y., Saitoh K., Koshiba M. Design of single-moded holey fibers with large-mode-area and low bending losses: The significance of the ring-core region // *Opt. Express.* – 2007. – Vol. 15, № 4. – P. 1794–1803.
15. Tsuchida Y., Saitoh K., Koshiba M. Large-mode-area single-mode holey fiber with low bending losses: Towards high power beam delivery systems // *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and The National Fiber Optic Engineers Conference, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2007).* – Paper OThA1.
16. Bend-insensitive lasing characteristics of single-mode, large-mode-area Ytterbium-doped photonic crystal fiber / K. Iizawa, S.K. Varshney, Y. Tsuchida, K. Saitoh, M. Koshiba // *Opt. Express.* – 2008. – Vol. 16, № 2. – P. 579–591.
17. Dong L., Peng X., Li J. Leakage channel optical fibers with large effective area // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2007. – Vol. 24, № 8. – P. 1689–1697.
18. Single-Mode Large-Mode-Area Leakage Channel Fibers with Octagonal Symmetry / L. Rosa, K. Saitoh, Y. Tsuchida, S.K. Varshney, M. Koshiba, F. Poli, D. Passaro, A. Cucinotta, S. Selleri, L. Vincetti // *Conference Integrated Photonics and Nanophotonics Research and Applications (July 2008).* – Paper IWB3. DOI: 10.1364/IPNRA.2008.IWB3.
19. Limitation on Effective Area of Bent Large-Mode-Area Leakage Channel Fibers / K. Saitoh, S. Varshney, K. Sasaki, L. Rosa, M. Pal, M.C. Paul, D. Ghosh, S.K. Bhadra, M. Koshiba // *J. Lightwave Technol.* – 2011. – Vol. 29, № 17. – P. 2609–2615.
20. Properties of photonic crystal fiber and the effective index model / J.C. Knight, T.A. Birks, P.S.J. Russell, J.P. de Sandro // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1998. – Vol. 15, № 3. – P. 748–752.
21. Holey optical fibers: an efficient modal model / T.M. Monro, D.J. Richardson, N.G.R. Broderick, P.J. Bennett // *J. Lightwave Technol.* – 1999. – Vol. 17, № 6. – P. 1093.
22. Photonic crystal fibres / Patent 6888992B2 U.S. 2005. P.St.J. Russell, T.A. Birks, J.C. Knight.
23. Influence of Surface Tension and Inner Pressure on the Process of Fibre Drawing / G. Luzi, P. Epple, M. Scharrer, K. Fujimoto, C. Rauh, A. Delgado // *J. Lightwave Technol.* – 2010. – Vol. 28, № 13. – P. 1882–1888.
24. Microstructured optical fibre drawing with active channel pressurisation / M.J. Chen, Y.M. Stokes, P.Buchak, D.G. Crowdy, H. Ebendorff-Heidepriem // *J. Fluid Mech.* – 2015. – Vol. 783. – P. 137–165.

25. Микроструктурированные волоконные световоды с большим двулучепреломлением и малой асимметрией поля моды / А.Н. Денисов, А.Е. Левченко, С.Л. Семенов, Е.М. Дианов // Квантовая электроника. – 2011. – Т. 41, № 3. – С. 243–248.

26. Highly Birefringent Microstructured Fibers with Low Mode Asymmetry / A.N. Denisov, S.L. Semjonov, M.S. Astapovich, A.K. Senatorov // J. Lightwave Technol. – 2015. – Vol. 33, № 24. – P. 5184–5194.

27. Денисов А.Н., Семенов С.Л. Микроструктурированные волоконные световоды с большим спектральным диапазоном одномодового режима // Фотон-экспресс. – 2019. – № 6 (158). – С. 388–389. DOI: 10.24411/2308-6920-2019-16203.

28. Denisov A.N., Kosolapov A.F., Semjonov S.L. Birefringent Microstructured Fibres with Single-Mode Guidance in the Spectral Range of 0.2 – 2.3 microns // 2020 22nd International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON). – Bari, Italy, 2020. – P. 1–4. DOI: 10.1109/ICTON51198.2020.9203332.

29. Denisov A.N., Semjonov S.L. Microstructured fibers with high birefringence and a wide spectral range of single-mode guidance // Proceedings of the 32nd European Modeling & Simulation Symposium (EMSS 2020). – P. 336–343. DOI: 10.46354/i3m.2020.emss.049

30. Optimal Design of Large Mode Area Photonic Crystal Fibers Using a Multiobjective Gray Wolf Optimization Technique / K. Rashidi, S.M. Mirjalili, H. Taleb, D. Fathi // J. Lightwave Technol. – 2018. – Vol. 36, № 23. – P. 5626–5632.

31. Saitoh K., Koshiba M. Full-vectorial Imaginary-Distance Beam Propagation Method Based on a Finite Element Scheme: Application to Photonic Crystal Fibres // IEEE J. Quantum Electron. – 2002. – Vol. 38, № 7. – P. 927–933.

32. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. – М.: Мир, 1996. – С. 15.

33. Kuhlmeiy B.T., McPhedran R.C., de Sterke C.M. Modal cutoff in microstructured optical fibers // Opt. Lett. – 2002. – Vol. 27, № 19. – P. 1684–1686.

34. Haakestad M.W., Skaar J. Causality and Kramers-Kronig relations for waveguides // Opt. Express – 2005. – Vol. 13, № 24. – P. 9922–9934.

References

1. Ortigosa-Blanch A., Knight J.C., Wadsworth W.J., Mangan B.J., Russell P.S.J. Ultrashort pulse propagation in highly birefringent photonic crystal fibers. *Conference on Lasers and Electro-Optics*. Eds. Kafka J., Vahala K., Williamson R., Willner A. OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2001). Paper JTuC1.
2. Choi H.G., Kee C.S., Sung J.H., Yu T.J., Ko D.K., Lee J., Park H.Y., Kim J.E. Supercontinuum generation in irregularly microstructured elliptic core fibers. *Phys. Rev. A*, 2008, vol. 77, no. 3, pp. 0358041-0358044.
3. Klarskov P., Isomäki A., Hansen K.P., Andersen P.E. Supercontinuum generation for coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy with photonic crystal fibers. *Opt. Express*, 2011, vol. 19, no. 27, pp. 26672-26683.
4. Zhang H., Liu B., Wang Z., Luo J., Wang S., Jia C., Ma X. Temperature-insensitive displacement sensor based on high-birefringence photonic crystal fiber loop mirror. *Optica Applicata*, 2010, vol. 40, no. 1, pp. 209-217.
5. Jewart C.M., Quintero S.M., Braga A.M.B., Chen K.P. Design of a highly-birefringent microstructured photonic crystal fiber for pressure monitoring. *Opt. Express*, 2010, vol. 18, no. 25, pp. 25657-25664.
6. Karimi M., Surre F., Sun T., Grattan K.T.V., Margulis W., Fonjallaz P. Directional force measurement using specialized single-mode polarization-maintaining fibers. *J. Lightwave Technol*, 2011, vol. 29, no. 24, pp. 3611-3615.
7. Nielsen F.D., Pedersen M.Ø., Qian Y., Andersen T.V., Leick L., Hansen K.P., Pedersen C.F., Thomsen C.L. High power polarization maintaining supercontinuum source. *CLEO/Europe and IQEC 2007 Conference Digest* (Optical Society of America, 2007). Paper CJ5_4.
8. Xiong C., Wadsworth W.J. Polarized supercontinuum in birefringent photonic crystal fibre pumped at 1064 nm and application to tuneable visible/UV generation. *Opt. Express*, 2008, vol. 16, no. 8, pp. 2438-2445.
9. Birks T.A., Knight J.C., Russell P.St.J. Endlessly single-mode photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 1997, vol. 22, no 13, pp. 961-963.
10. Mortensen N.A., Folkenberg J.R., Nielsen M.D., Hansen K.P. Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers. *Opt. Lett.*, 2003, vol. 28, no. 20, pp. 1879-1881.

11. White T.P., McPhedran R.C., Sterke de C.M., Botten L.C., Steel M.J. Confinement losses in microstructured optical fibers. *Opt. Lett.*, 2001, vol. 26, no. 21, pp. 1660-1662.
12. Wong W.S., Peng X., McLaughlin J.M., Dong L. Breaking the limit of maximum effective area for robust single-mode propagation in optical fibers. *Opt. Lett.*, 2005, vol. 30, no. 21, pp. 2855-2857.
13. Fini J.M. Design of solid and microstructure fibers for suppression of higher-order modes. *Opt. Express*, 2005, vol. 13, no. 9, pp. 3477-3490.
14. Tsuchida Y., Saitoh K., Koshiba M. Design of single-moded holey fibers with large-mode-area and low bending losses: The significance of the ring-core region. *Opt. Express*, 2007, vol. 15, no. 4, pp. 1794-1803.
15. Tsuchida Y., Saitoh K., Koshiba M. Large-mode-area single-mode holey fiber with low bending losses: Towards high power beam delivery systems. *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and The National Fiber Optic Engineers Conference, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2007)*. Paper OThA1.
16. Iizawa K., Varshney S.K., Tsuchida Y., Saitoh K., Koshiba M. Bend-insensitive lasing characteristics of single-mode, large-mode-area Ytterbium-doped photonic crystal fiber. *Opt. Express*, 2008, vol. 16, no. 2, pp. 579-591.
17. Dong L., Peng X., Li J. Leakage channel optical fibers with large effective area. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2007, vol. 24, no. 8, pp. 1689-1697.
18. Rosa L., Saitoh K., Tsuchida Y., Varshney S.K., Koshiba M., Poli F., Passaro D., Cucinotta A., Selleri S., Vincetti L. Single-Mode Large-Mode-Area Leakage Channel Fibers with Octagonal Symmetry. *Conference Integrated Photonics and Nanophotonics Research and Applications (July 2008)*. Paper IWB3. DOI: 10.1364/IPNRA.2008.IWB3
19. Saitoh K., Varshney S., Sasaki K., Rosa L., Pal M., Paul M.C., Ghosh D., Bhadra S.K., Koshiba M. Limitation on Effective Area of Bent Large-Mode-Area Leakage Channel Fibers. *J. Lightwave Technol.*, 2011, vol. 29, no. 17, pp. 2609-2615.
20. Knight J.C., Birks T.A., Russell P.S.J., Sandro de J.P. Properties of photonic crystal fiber and the effective index model. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1998, vol. 15, no. 3, p. 748-752.
21. Monro T.M., Richardson D.J., Broderick N.G.R., Bennett P.J. Holey optical fibers: an efficient modal model. *J. Lightwave Technol.*, 1999, vol. 17, no. 6, 1093 p.

22. Russell P.St.J., Birks T.A., Knight J.C. Photonic crystal fibres. Patent 6888992B2 U.S. (2005).
23. Luzi G., Epple P., Scharrer M., Fujimoto K., Rauh C., Delgado A. Influence of Surface Tension and Inner Pressure on the Process of Fibre Drawing. *J. Lightwave Technol.*, 2010, vol. 28, no. 13, pp. 1882-1888.
24. Chen M.J., Stokes Y.M., Buchak P., Crowdy D.G., Ebendorff-Heidepriem H. Microstructured optical fibre drawing with active channel pressurization. *J. Fluid Mech.*, 2015, vol. 783, pp. 137–165.
25. Denisov A.N., Levchenko A.E., Semenov S.L., Dianov E.M. Mikrostrukturirovannye volokonnye svetovody s bol'shim dvulucheprelomleniem i maloi asimmetrii polia mody [Microstructured optical fibers with high birefringence and low asymmetry of the mode field]. *Kvantovaya elektronika*, 2011, vol. 41, no. 3, pp. 243-248.
26. Denisov A.N., Semjonov S.L., Astapovich M.S., Senatorov A.K. Highly Birefringent Microstructured Fibers with Low Mode Asymmetry. *J. Lightwave Technol.*, 2015, vol. 33, no. 24, pp. 5184-5194.
27. Denisov A.N., Semenov S.L. Mikrostrukturirovannye volokonnye svetovody s bol'shim spektral'nym diapazonom odnomodovogo rezhima [Microstructured Fiber Optics with a Large Spectral Range, Single-Mode]. *Foton-ekspress*, 2019, no. 6(158), pp. 388-389. DOI: 10.24411/2308-6920-2019-16203
28. Denisov A.N., Kosolapov A.F., Semjonov S.L. Birefringent Microstructured Fibres with Single-Mode Guidance in the Spectral Range of 0.2-2.3 microns. *2020 22nd International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*. Bari, Italy, 2020, pp. 1-4. DOI: 10.1109/ICTON51198.2020.9203332
29. Denisov A.N., Semjonov S.L. Microstructured fibers with high birefringence and a wide spectral range of single-mode guidance. *Proceedings of the 32nd European Modeling & Simulation Symposium (EMSS 2020)*, pp. 336-343. DOI: 10.46354/i3m.2020.emss.049
30. Rashidi K., S Mirjalili.M., Taleb H., Fathi D. Optimal Design of Large Mode Area Photonic Crystal Fibers Using a Multiobjective Gray Wolf Optimization Technique. *J. Lightwave Technol.*, 2018, vol. 36, no. 23, pp. 5626-5632.
31. Saitoh K., Koshiba M. Full-vectorial Imaginary-Distance Beam Propagation Method Based on a Finite Element Scheme: Application to

Photonic Crystal Fibres. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2002, vol. 38, no. 7, pp. 927-933.

32. Agraval G. *Nelineinaia volokonnaia optika* [Nonlinear fiber optics]. Moscow: Mir, 1996, 15 p.

33. Kuhlmei B.T., McPhedran R.C., de Sterke C.M. Modal cutoff in microstructured optical fibers. *Opt. Lett.*, 2002, vol. 27, no. 19, pp. 1684-1686.

34. Haakestad M.W., Skaar J. Causality and Kramers-Kronig relations for waveguides. *Opt. Express.*, 2005, vol. 13, no. 24, pp. 9922-9934.

Получено 14.10.2020