

УДК 621.372.8.029.7:681.586.36

И. А. ГОНЧАРЕНКО, В. Н. РЯБЦЕВ

МЕТОД РАСЧЕТА ИЗОГНУТЫХ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ВОЛНОВОДОВ С НЕСКОЛЬКИМИ СЕРДЦЕВИНАМИ

*Командно-инженерный институт МЧС Республики Беларусь, Минск, Беларусь,
e-mail: igor02@tut.by, v.reabtsev@gmail.com*

В работе представлена модификация метода линий для расчета параметров направляемых мод прямых и изогнутых микроструктурированных волокон с тремя сердцевинами. Проанализированы эффективные показатели преломления, коэффициент потерь на излучение, а также поперечное распределение полей основных мод таких волокон в зависимости от их структурных параметров (диаметра и разнесения воздушных отверстий, разнесения сердцевин) и величины изгиба.

Ключевые слова: микроструктурированное волокно, волокно с несколькими сердцевинами, метод линий, изгиб волокна, эффективный показатель преломления моды, распределение полей мод.

I. A. GONCHARENKO, V. N. REABTSEV

METHOD OF CALCULATION OF BENT MULTI-CORE MICRO-STRUCTURED FIBERS

*Institute for Command Engineers of the Ministry for Emergency Situations of the Republic of Belarus, Minsk, Belarus,
e-mail: igor02@tut.by, v.reabtsev@gmail.com*

We present the modification of the line method for calculation of the parameters of guided modes of straight and bent three-core microstructured fibers. On the basis of the method proposed, we analyzed the effective indices, radiation loss coefficients and a transverse field distribution of the fundamental modes in such fibers as a function of their structure (air holes diameter and separation, core separation) and bend value.

Keywords: microstructured fiber, multi-core fiber, line method, bent fiber, effective mode index, mode field distribution.

Введение. Высокая чувствительность характеристик распространения микроструктурированных оптических волокон (МОВ) к параметрам структуры волокна открывает возможности создания датчиков на их основе. Такие волоконно-оптические системы могут с успехом применяться для контроля температуры, механических напряжений, давления и других параметров.

Деформации наблюдаемых объектов и сооружений приводят к изгибам микроструктурированных волокон, являющихся чувствительными элементами датчиков. В области изгиба возникают потери на излучение, которые влияют на направляющие свойства МОВ. Таким образом, для оценки величины внешних воздействий следует изучить поведение мод микроструктурированных волокон с несколькими сердцевинами в области изгиба.

Для расчета направляющих свойств микроструктурированных волноводов необходимы полностью векторные модели, которые учитывают комплексную структуру профиля поперечного сечения. Они могут быть использованы для анализа микроструктурированных волноводов различной структуры с механизмами локализации излучения как на основе полного внутреннего отражения, так и с более сложным механизмом на основе фотонных запрещенных зон. Однако полностью численные методы требуют больших вычислительных и временных затрат. Кроме того, при их применении помимо корректных могут появляться и случайные решения. Поэтому на определение корректного решения из множества полученных должны быть затрачены дополнительные усилия.

Для уменьшения затрат при расчете параметров и распределении полей направляемых мод в микроструктурированных волокнах можно использовать метод линий [1, 2] – специальный метод конечных разностей, позволяющий анализировать распространение волн в многослойных диэлектрических структурах [3]. В данном методе применяется полуаналитический подход, что позволяет получать результаты с меньшими вычислительными затратами по сравнению с другими методами; автоматически учитывается связь мод; при решении не возникают нефизические или случайные моды, поэтому не имеется проблем со сходимостью [4, 5]. Недостатком метода линий является отсутствие гибкости: для каждой структуры требуется свой алгоритм.

В настоящей работе предлагается модификация метода линий для расчета параметров и распределения полей направляемых мод прямых и изогнутых микроструктурированных волокон с тремя сердцевинами. Три сердцевинки соответствуют симметрии гексагональной структуры микроструктурированного волокна и дают возможность по наиболее простому алгоритму производить расчет направления изгиба.

Основные уравнения. Поперечное сечение микроструктурированных волокон гексагональной структуры с тремя сердцевинами и система координат показаны на рис. 1.

Мы используем цилиндрическую систему координат, где угловая координата φ соответствует изгибу. Согласно методу линий, исследуемая структура делится на слои в направлении оси z . В каждом слое диэлектрическая проницаемость считается функцией только радиальной координаты: $\varepsilon = \varepsilon(r)$. Распространение волны в $+\varphi$ направлении описывается как

$$\exp(-jk_\varphi \varphi) = \exp(-j\sqrt{\varepsilon_{re}} \varphi r_0), \quad (1)$$

где ε_{re} – эффективная постоянная распространения моды.

Следовательно, производную по координате φ можно записать

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} = -jk_\varphi = -j\sqrt{\varepsilon_{re}} r_0, \quad (2)$$

где $r_0 = k_0 r_0$; k_0 – волновое число; r_0 – радиус изгиба.

Из уравнений Максвелла для каждого слоя выводятся два связанных обобщенных уравнения передающей линии относительно координаты z [6]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} -\tilde{H}_r \\ j\bar{r}_n \tilde{H}_\varphi \end{bmatrix} &= -[R_E] \begin{bmatrix} j\bar{r}_n E_\varphi \\ E_r \end{bmatrix}, \\ \frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} j\bar{r}_n E_\varphi \\ E_r \end{bmatrix} &= -[R_H] \begin{bmatrix} -\tilde{H}_r \\ j\bar{r}_n \tilde{H}_\varphi \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (3)$$

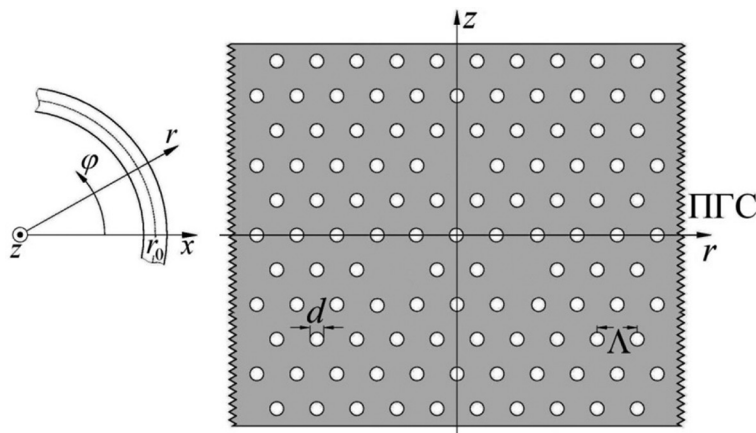


Рис. 1. Поперечное сечение микроструктурированного волокна и система координат, используемая при расчетах

$$\begin{aligned}
[R_E] &= \begin{bmatrix} D_{\bar{r}} \mu^{-1} \bar{r}_n^{-1} D_{\bar{r}} + \varepsilon_{\varphi} \bar{r}_n^{-1} & -\sqrt{\varepsilon_{re}} D_{\bar{r}} \mu^{-1} \bar{r}_n^{-1} \\ -\sqrt{\varepsilon_{re}} \mu^{-1} \bar{r}_n^{-1} D_{\bar{r}} & \varepsilon_{re} \bar{r}_n^{-1} \mu^{-1} - \bar{r}_n \varepsilon_r \end{bmatrix}, \\
[R_H] &= \begin{bmatrix} \varepsilon_{re} \bar{r}_n^{-1} \varepsilon_z^{-1} - \bar{r}_n \mu & \sqrt{\varepsilon_{re}} \bar{r}_n^{-1} \varepsilon_z^{-1} D_{\bar{r}} \\ \sqrt{\varepsilon_{re}} D_{\bar{r}} \varepsilon_z^{-1} \bar{r}_n^{-1} & D_{\bar{r}} \varepsilon_z^{-1} \bar{r}_n^{-1} D_{\bar{r}} + \mu \bar{r}_n^{-1} \end{bmatrix}, \\
E_z &= \varepsilon_z^{-1} \begin{bmatrix} \sqrt{\varepsilon_{re}} \bar{r}_n^{-1}; & -\bar{r}_n^{-1} D_{\bar{r}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\tilde{H}_r \\ j\bar{r}_n \tilde{H}_{\varphi} \end{bmatrix}, \\
\tilde{H}_z &= \mu^{-1} \begin{bmatrix} \bar{r}_n^{-1} D_{\bar{r}}; & -\sqrt{\varepsilon_{re}} \bar{r}_n^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j\bar{r}_n E_{\varphi} \\ E_r \end{bmatrix},
\end{aligned} \tag{4}$$

где $\tilde{H}_{r,\varphi,z} = \sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} H_{r,\varphi,z}$; $E_{r,\varphi,z}$ и $H_{r,\varphi,z}$ – составляющие электрического и магнитного полей; $D_{\bar{r}}$ – обозначение $\partial/\partial\bar{r}$.

Все координаты и размерности нормированы относительно волнового числа k_0 в свободном пространстве: $\bar{z} = k_0 z$, $\bar{r} = k_0 r$, $\bar{r}_n = \bar{r}/\bar{r}_0$. Комбинация двух уравнений (3) дает волновые уравнения для электрических и магнитных полей, которые полностью эквивалентны:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2}{\partial \bar{z}^2} \begin{bmatrix} \bar{r}_n E_{\varphi} \\ E_r \end{bmatrix} - [R_H][R_E] \begin{bmatrix} \bar{r}_n E_{\varphi} \\ E_r \end{bmatrix} &= 0, \\
\frac{\partial^2}{\partial \bar{z}^2} \begin{bmatrix} -H_r \\ \bar{r}_n H_{\varphi} \end{bmatrix} - [R_E][R_H] \begin{bmatrix} -H_r \\ \bar{r}_n H_{\varphi} \end{bmatrix} &= 0.
\end{aligned} \tag{5}$$

Например, для произведения $[Q_H] = [R_E][R_H]$ мы получаем четыре подматрицы:

$$\begin{aligned}
Q_{H11} &= -D_{\bar{r}} \mu^{-1} \bar{r}_n^{-1} D_{\bar{r}} \mu \bar{r}_n + \varepsilon_{re} \varepsilon_{\varphi} \varepsilon_z^{-1} \bar{r}_n^{-2} - \varepsilon_{\varphi} \mu, \\
Q_{H12} &= \sqrt{\varepsilon_{re}} \left(\bar{r}_n^{-2} \varepsilon_{\varphi} \varepsilon_z^{-1} D_{\bar{r}} - D_{\bar{r}} \bar{r}_n^{-2} \right), \\
Q_{H21} &= \sqrt{\varepsilon_{re}} \left(\bar{r}_n^{-1} D_{\bar{r}} \bar{r}_n - \bar{r}_n \varepsilon_r D_{\bar{r}} \varepsilon_z^{-1} \bar{r}_n^{-1} \right), \\
Q_{H22} &= -\varepsilon_r \bar{r}_n D_{\bar{r}} \varepsilon_z^{-1} \bar{r}_n^{-1} D_{\bar{r}} + \varepsilon_{re} \bar{r}_n^{-2} - \varepsilon_r \mu.
\end{aligned} \tag{6}$$

Произведение $[R_H][R_E]$ дает матрицу $[Q_E]$, также состоящую из четырех подматриц.

Дискретизация дифференциальных уравнений. Проведем дискретизацию дифференциальных уравнений в частных производных (5) по координате r для получения обыкновенных дифференциальных уравнений, которые можно решить аналитически. При этом необходимо дискретизировать не только компоненты полей, но и диэлектрическую проницаемость и координату r .

Дискретизация проводится по двум различным системам линий:

$$\begin{aligned}
E_r, H_{\varphi}, H_z &\rightarrow \mathbf{E}_r, \mathbf{H}_{\varphi}, \mathbf{H}_z, & H_r, E_{\varphi}, E_z &\rightarrow \mathbf{H}_r, \mathbf{E}_{\varphi}, \mathbf{E}_z, \\
\varepsilon_r &\rightarrow \mathbf{e}_r, & \varepsilon_{\varphi}, \varepsilon_z &\rightarrow \mathbf{e}_{\varphi}, \mathbf{e}_z, \\
\bar{r}_n &\rightarrow \bar{\mathbf{r}}_0, & \bar{r}_n &\rightarrow \bar{\mathbf{r}}_0, \\
D_{\bar{r}} &\rightarrow \bar{h}^{-1} \mathbf{D}_r^{\circ} = \bar{\mathbf{D}}_r^{\circ}, & D_{\bar{r}} &\rightarrow \bar{h}^{-1} \mathbf{D}_r^{\bullet} = \bar{\mathbf{D}}_r^{\bullet},
\end{aligned} \tag{7}$$

где $\bar{h} = k_0 h$ – нормализованный шаг дискретизации; \mathbf{e} и $\bar{\mathbf{r}}$ – диагональные матрицы, и приводит к преобразованию скалярных величин в набор значений.

Символы \circ и \bullet обозначают систему линий дискретизации, к которой принадлежат величины. Системы линий смещены относительно друг друга на величину $h/2$. Для учета потерь на излучение из-за локализации и изгиба на внешних границах структуры вводятся поглощающие граничные условия (ПГС) [7]. В результате уравнение (5) переписывается в виде

$$\frac{d^2}{d\bar{z}^2} \mathbf{F} - \mathbf{Q} \mathbf{F} = 0, \tag{8}$$

где \mathbf{F} означает либо электрическое, либо магнитное поле, т. е. $\mathbf{F} = \mathbf{E}$, \mathbf{H} , $\mathbf{E} = \begin{bmatrix} j\bar{\mathbf{r}}_0 \mathbf{E}_\varphi \\ \mathbf{E}_r \end{bmatrix}$, $\mathbf{H} = \begin{bmatrix} \mathbf{H}_r \\ j\bar{\mathbf{r}}_0 \mathbf{H}_\varphi \end{bmatrix}$
и, например,

$$\begin{aligned} \mathbf{Q}_{H11} &= -\bar{\mathbf{D}}_r^\circ \bar{\mathbf{r}}_0^{-1} \bar{\mathbf{D}}_r^\circ \bar{\mathbf{r}}_0 + \varepsilon_{re} \mathbf{e}_\varphi \mathbf{e}_z^{-1} \bar{\mathbf{r}}_0^{-2} - \mathbf{e}_{\varphi\mu}, \\ \mathbf{Q}_{H12} &= \sqrt{\varepsilon_{re}} \left(\bar{\mathbf{r}}_0^{-2} \mathbf{e}_\varphi \mathbf{e}_z^{-1} \bar{\mathbf{D}}_r^\circ - \bar{\mathbf{D}}_r^\circ \bar{\mathbf{r}}_0^{-2} \right), \\ \mathbf{Q}_{H21} &= \sqrt{\varepsilon_{re}} \left(\bar{\mathbf{r}}_0^{-1} \bar{\mathbf{D}}_r^\circ \bar{\mathbf{r}}_0 - \bar{\mathbf{r}}_0 \mathbf{e}_r \bar{\mathbf{D}}_r^\circ \mathbf{e}_z^{-1} \bar{\mathbf{r}}_0^{-1} \right), \\ \mathbf{Q}_{H22} &= -\mathbf{e}_r \bar{\mathbf{r}}_0 \bar{\mathbf{D}}_r^\circ \mathbf{e}_z^{-1} \bar{\mathbf{r}}_0^{-1} \bar{\mathbf{D}}_r^\circ + \varepsilon_{re} \bar{\mathbf{r}}_0^{-2} - \mathbf{e}_r \mu. \end{aligned} \quad (9)$$

С помощью преобразования к главным осям (диагонализации)

$$\mathbf{T}_H^{-1} \mathbf{Q}_H \mathbf{T}_H = \Gamma^2, \quad \mathbf{T}_E = j\mathbf{R}_H \mathbf{T}_H \Gamma^{-1}, \quad (10)$$

или

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_E^{-1} \mathbf{Q}_E \mathbf{T}_E &= \Gamma^2, \quad \mathbf{T}_H = j\mathbf{R}_E \mathbf{T}_E \Gamma^{-1}, \\ \mathbf{E} &= \mathbf{T}_E \bar{\mathbf{E}}, \quad \mathbf{H} = \mathbf{T}_H \bar{\mathbf{H}}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $\mathbf{T}_{E,H}$ – собственные матрицы, т. е. матрицы, столбцы которых состоят из собственных векторов, а Γ – собственные значения, из (9) получим несвязанные уравнения в преобразованном пространстве

$$\frac{d^2}{d\bar{z}^2} \bar{\mathbf{F}} - \Gamma^2 \bar{\mathbf{F}} = 0, \quad (12)$$

общее решение которых имеет вид

$$\bar{\mathbf{F}} = \exp(-\Gamma \bar{z}) \bar{\mathbf{F}}^f + \exp(\Gamma \bar{z}) \bar{\mathbf{F}}^b. \quad (13)$$

Формулировка и решение детерминантного уравнения. Решив задачу на собственные значения (11), можно получить матрицы преобразования $\mathbf{T}_{E,H}$ и собственные векторы Γ для каждого слоя структуры. Для того чтобы выявить соотношение между полями на границе двух слоев в плоскостях $z = z_0$ и $z = z_0 + b$, введем коэффициент отражения \mathbf{p} как отношение между волнами, распространяющимися в прямом и обратном направлениях [8]:

$$\mathbf{p} \bar{\mathbf{F}}^b(\bar{z}) = \mathbf{p}(\bar{z}) \bar{\mathbf{F}}^f. \quad (14)$$

Внутри слоя поля и коэффициент отражения меняются в соответствии с выражениями

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{F}}^f(\bar{z}_0 + \bar{b}) &= \exp(-\Gamma \bar{b}) \bar{\mathbf{F}}^f(\bar{z}_0), \\ \bar{\mathbf{F}}^b(\bar{z}_0) &= \exp(-\Gamma \bar{b}) \bar{\mathbf{F}}^b(\bar{z}_0 + \bar{b}), \end{aligned} \quad (15)$$

$$\mathbf{p}(\bar{z}_0) = \exp(-\Gamma \bar{b}) \mathbf{r}(\bar{z}_0 + \bar{b}) \exp(-\Gamma \bar{b}), \quad (16)$$

где $\bar{b} = k_0 b$, b – толщина слоя.

Преобразование коэффициента отражения на границе слоев II и I, где компоненты поля равны в исходном пространстве, можно получить, используя выражение

$$\mathbf{p}_I = (\mathbf{e}_{II} - \mathbf{h}_{II})(\mathbf{e}_{II} + \mathbf{h}_{II})^{-1}, \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_{II} &= (\mathbf{T}_E^I)^{-1} \mathbf{T}_E^{II} (\mathbf{I} + \mathbf{p}_{II}), \\ \mathbf{h}_{II} &= (\mathbf{T}_H^I)^{-1} \mathbf{T}_H^{II} (\mathbf{I} - \mathbf{p}_{II}), \end{aligned} \quad (18)$$

\mathbf{I} обозначает единичную матрицу.

Используя этот алгоритм, коэффициент отражения последовательно переносится с верхнего и нижнего слоев структуры (где $\mathbf{p} = 0$) на плоскость согласования, которая расположена в середине центрального слоя (см. рис. 1).

Учитывая направление распространения мод, получим однородную систему уравнений относительно компонент полей мод:

$$[\mathbf{I} - \mathbf{p}_l(\varepsilon_{re}) \mathbf{p}_u(\varepsilon_{re})] \bar{\mathbf{F}}^f = 0. \quad (19)$$

Для существования нетривиального решения определитель системы (19) должен обращаться в нуль. В результате получаем детерминантное уравнение

$$\det[\mathbf{I} - \mathbf{p}_l(\varepsilon_{re}) \mathbf{p}_u(\varepsilon_{re})] = 0. \quad (20)$$

Уравнение (20) относительно ε_{re} имеет два решения. Одно из них соответствует моде, поляризованной в направлении оси r . Другой корень описывает моды, поляризованные в ортогональном z -направлении. В результате решения детерминантного уравнения (20) получим нормализованную постоянную распространения $\sqrt{\varepsilon_{re}}$, которая из-за наличия потерь на излучение является комплексной величиной. Действительная часть $\sqrt{\varepsilon_{re}}$ является эффективным (волноводным) показателем преломления $n_{эф}$, а мнимая – определяет коэффициент потерь на излучение $\alpha = 4,343 \cdot k_0 \text{Im}(\sqrt{\varepsilon_{re}})$ дБ/м. Влияние потерь на поглощение при распространении излучения в диэлектрике можно учитывать, используя при построении уравнения комплексную диэлектрическую проницаемость $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon' + i\varepsilon''$. Определив $\sqrt{\varepsilon_{re}}$, с помощью выражения (19) можно рассчитать распределение полей мод в плоскости согласования, а затем, путем обратного переноса, – распределение полей во всей структуре изогнутого микроструктурированного волокна с тремя сердцевинами.

С применением разработанного алгоритма на основе метода линий были рассчитаны эффективные показатели распространения, потери и поперечное распределение полей распространяющихся по волокну мод при различных величинах изгиба, параметрах волокна (отношения диаметра отверстия d к расстоянию между отверстиями Λ , разнесения сердцевин), длин волн излучения λ .

Анализ распределения полей мод в поперечном сечении волокна. Как следует из теории связанных волокон (см., напр., [9]), в волокне с несколькими сердцевинами распространяются две супермоды. Первая формируется сложением фундаментальных решений (мод) для отдельных волокон (сердцевин), и ее постоянная распространения больше постоянной распространения отдельного волокна на величину коэффициента связи. Такую супермоду называют четной. Вторая (нечетная) формируется вычитанием общих решений и имеет постоянную распространения меньше, чем у отдельного волокна на величину коэффициента связи.

Поперечное распределение полей основной моды микроструктурированных волокон с тремя сердцевинами представлено на рис. 2 и 3. Расстояние между отверстиями (период структуры) $\Lambda = 3,2$ мкм, оптическое излучение длиной волны $\lambda = 1,5$ мкм. За внешние границы брались размеры фотонно-кристаллической оболочки, состоящей из 10 отверстий. Отношение размеров отверстий к расстоянию между ними варьировалось от 0,2 до 0,4. Таким образом, размеры оболочки составляли от 33,6 до 67,2 мкм. В качестве материала волновода рассматривался плавный кварц с эффективным показателем преломления 1,45.

На рис. 2 представлены контурные изображения поперечного распределения интенсивности оптического излучения в сердцевинах изогнутого микроструктурированного волокна с различными параметрами. Здесь и на рис. 3 первые 10 и последние 5 контурных линий разделены на 0,01 части максимальной величины поля, остальные – на 0,025. Разнесение сердцевин в два (пять) отверстия означает, что по линии, соединяющей две соседних сердцевин, расположены два (пять) отверстия.

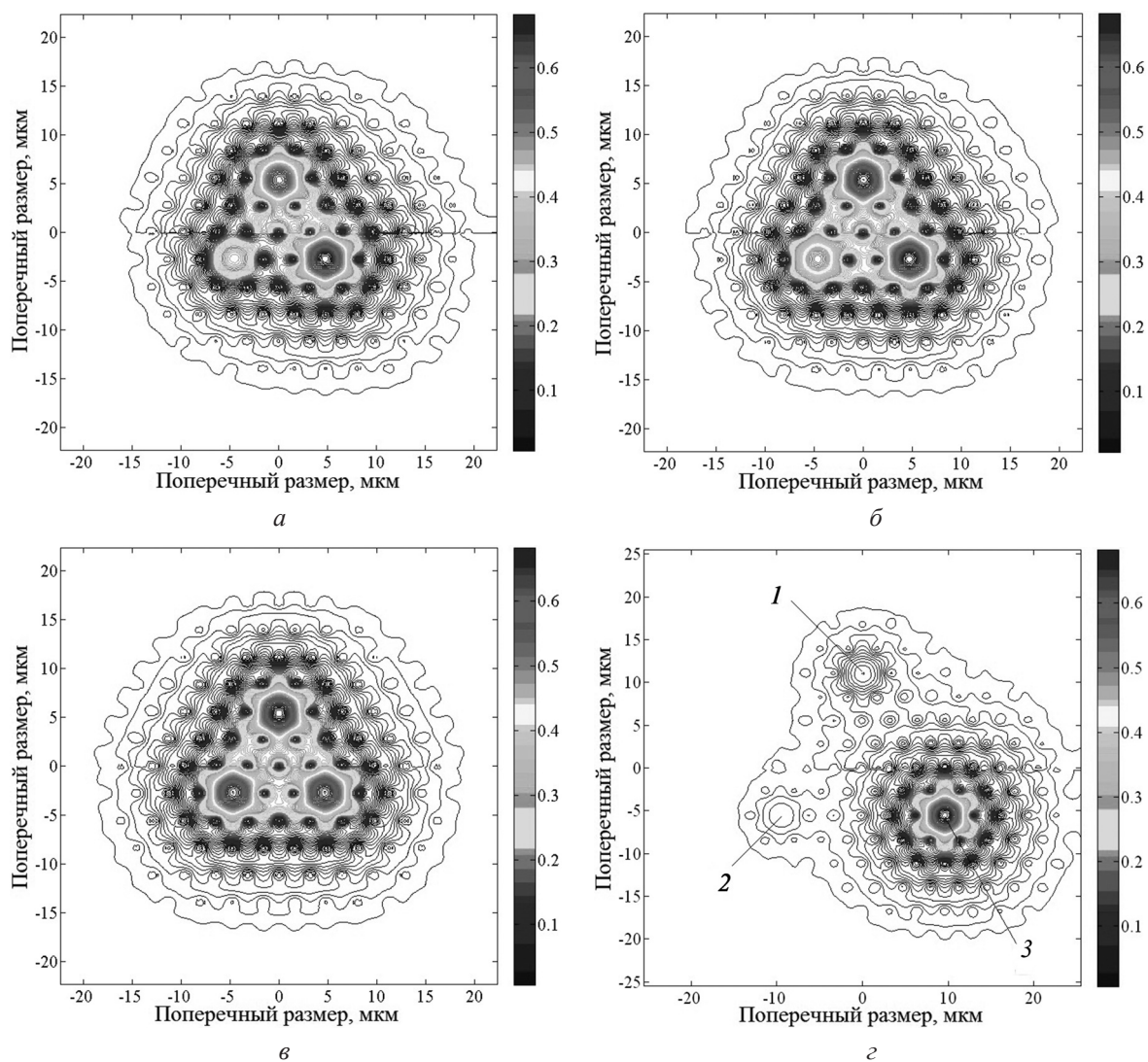


Рис. 2. Контурные изображения распределения интенсивности оптического излучения длиной волны $\lambda = 1,5$ мкм в сердцевинах изогнутого микроструктурированного волокна периодом структуры $\Lambda = 3,2$ мкм: *a* – разнесение сердцевин в два отверстия, $d/\Lambda = 0,2$, радиус изгиба $R = 4$ см; *б* – разнесение сердцевин в два отверстия, $d/\Lambda = 0,2$, радиус изгиба $R = 10$ см; *в* – разнесение сердцевин в два отверстия, $d/\Lambda = 0,4$, радиус изгиба $R = 10$ см; *г* – разнесение сердцевин в пять отверстий, $d/\Lambda = 0,2$, радиус изгиба $R = 10$ см

Как следует из рис. 2, при изгибе волокна происходит перераспределение энергии моды между сердцевинами. При этом отношение оптических мощностей, которые распространяются по двум сердцевинам, расположенным на направлении изгиба, определяет его величину, а относительная доля оптической энергии в каждой из трех сердцевин зависит от направления изгиба. Таким образом, по соотношению интенсивностей оптического излучения в трех сердцевинах волокна можно определить как направление, так и величину его изгиба.

Например, на рис. 2, *г* направление изгиба соответствует линии, соединяющей сердцевин 2 и 3, и перераспределение оптической энергии вследствие изгиба происходит в основном между этими сердцевинами. При изменении направления изгиба на 60° перераспределение энергии происходит преимущественно между сердцевинами 1 и 2. Дальнейшие изменения направления изгиба дают похожие распределения полей, но перекачка оптической мощности в этих случаях происходит между сердцевинами 1, 3 и 2, 3 при изменении направления изгиба соответственно на 120° и 180° .

Эффективность перераспределения оптической мощности между сердцевинами зависит от параметров волокна и длины волны излучения.

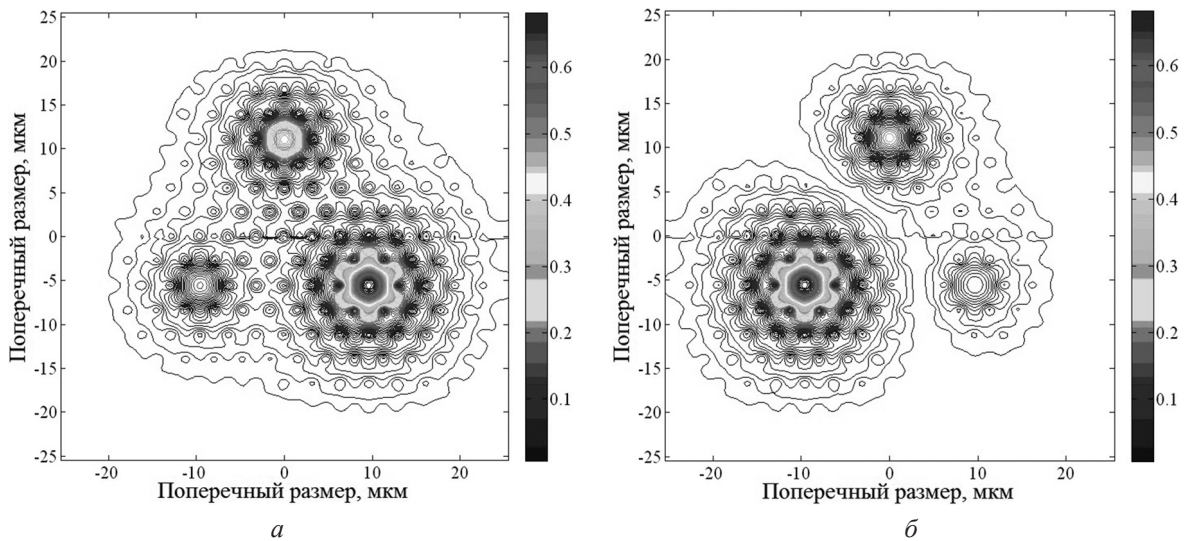


Рис. 3. Контурное изображение распределения интенсивности оптического излучения длиной волны $\lambda = 1,5$ мкм в сердцевинах изогнутого микроструктурированного волокна с разнесением сердцевин в пять отверстий, $d/\Lambda = 0,2$ и радиусом изгиба $R = 40$ см: *a* – первая супермода; *б* – вторая супермода

На рис. 3 представлены контурные изображения распределения интенсивности оптического излучения в первой (*a*) и второй (*б*) супермодах изогнутого микроструктурированного волокна с тремя сердцевинами при равных прочих параметрах ($\lambda = 1,5$ мкм; $d/\Lambda = 0,2$; $R = 40$ см; разнесение сердцевин в пять отверстий). Распределения полей первой и второй супермод схожи в области высокой интенсивности, но в области между сердцевинами интенсивность излучения гораздо ниже для второй супермоды. Также следует отметить, что при изгибе волокна для первой супермоды максимум интенсивности наблюдается в дальней от точки изгиба сердцевине, в то время как для второй – в ближней.

Расчет дисперсионных характеристик изогнутого микроструктурированного волокна.

На рис. 4 представлены эффективные показатели распространения (*a*) и потери на излучение (*б*) основных мод микроструктурированных волокон с разными параметрами в зависимости от радиуса их изгиба. Кривые 1–4 получены при $\lambda = 1,5$ мкм для волокон с $d/\Lambda = 0,2$ и разнесением сердцевин в 2 отверстия (кривая 1), $d/\Lambda = 0,4$ и разнесением сердцевин в 2 отверстия (кривая 2), $d/\Lambda = 0,2$ и разнесением сердцевин в 5 отверстий (кривые 3, 4). Кривая 4 соответствует второй супермоды. Кривая 5 построена для волокна с $d/\Lambda = 0,2$ и разнесением сердцевин в 2 отверстия для $\lambda = 1,3$ мкм.

Как следует из рис. 4, *a*, для волокон с большим отношением d/Λ (кривая 2), т. е. с большим воздушным заполнением, характерен наименьший среди исследуемых волокон эффективный показатель распространения $n_{эф}$. В таких волокнах $n_{эф}$ остается практически неизменным вплоть до радиуса изгиба порядка 60 см. Значительные изменения $n_{эф}$ в таких волокнах наступают при величине изгиба порядка $R = 15$ см. Для волокон с большим разнесением сердцевин (кривая 3) заметные изменения $n_{эф}$ начинаются при радиусах изгиба волокна порядка 100 см и значительно увеличиваются при R порядка 30 см. Эффективный показатель распространения второй супермоды при тех же параметрах волокна, напротив, уменьшается с изгибом (кривая 4). В волокнах с малым воздушным заполнением и малым разнесением сердцевин (кривая 1) $n_{эф}$ изменяется лишь при больших изгибах волокна ($R < 10$ см). Уменьшение длины волны оптического излучения (кривая 5) приводит к увеличению эффективного показателя распространения.

При малых изгибах потери практически постоянны и определяются потерями на локализацию мод в волокне (рис. 4, *б*). При уменьшении радиуса изгиба локализация мод в волокне уменьшается, и потери на излучение увеличиваются. При больших изгибах волокна нарушаются его волноведущие свойства, и потери на излучение резко возрастают.

В волокнах с большим значением d/Λ излучение сильнее сконцентрировано в сердцевинах и практически равно нулю на границах волокна (это видно из сравнения рис. 2, *б* и 2, *в*), поэтому

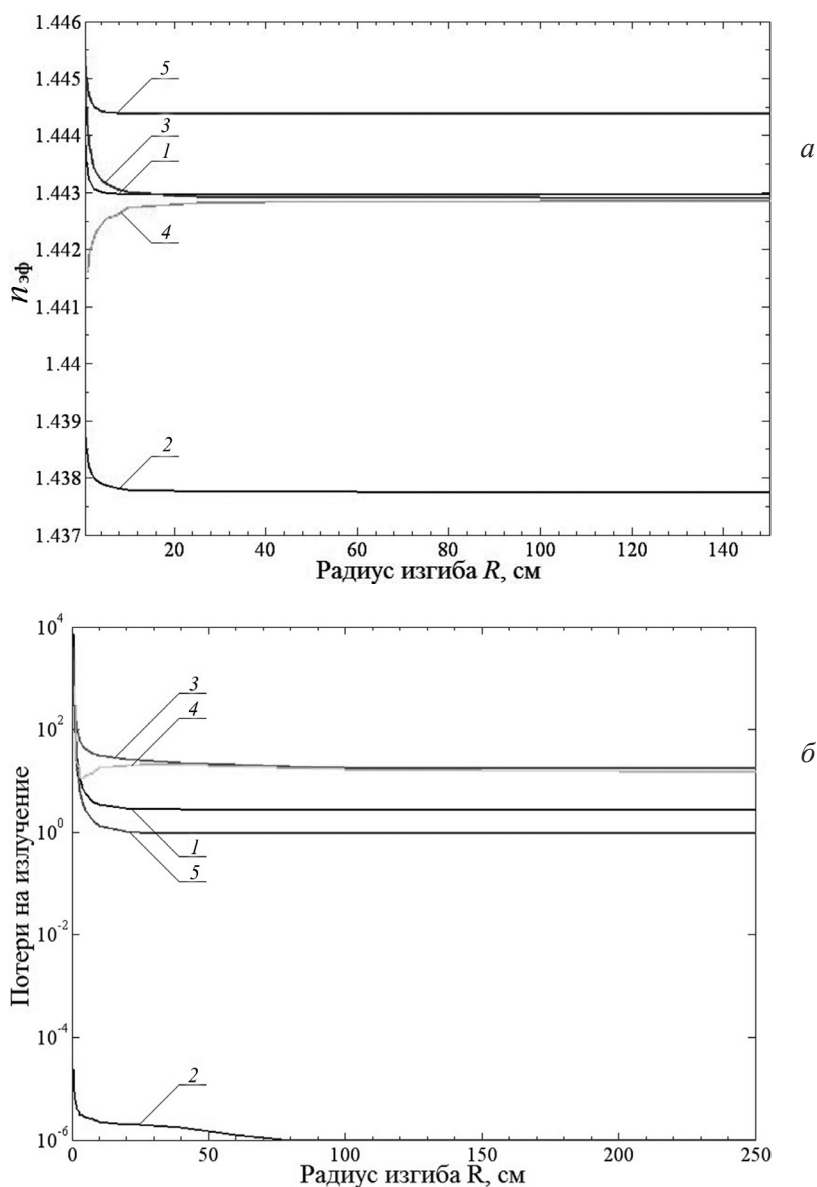


Рис. 4. Зависимость эффективного показателя преломления (а) и потерь на излучение (б) основных мод микроструктурированных волокон с различными параметрами от величины их изгиба

такие волокна обладают наименьшими потерями на локализацию (кривая 2). Заметное увеличение потерь при $d/\Lambda = 0,4$ происходит при R порядка 5 см, а для волокна с $d/\Lambda = 0,2$ – при R порядка 10 см (кривая 1).

При увеличении разнесения сердцевин уменьшается расстояние от сердцевины до внешней границы волокна (толщина оболочки). В результате поля мод на границе волокна спадают недостаточно. Этим объясняется возрастание рассчитанных потерь на излучение для таких волокон (кривые 3, 4). Потери для двух супермод при небольших изгибах совпадают с графической точностью. Различия наблюдаются лишь в области больших изгибов (радиусом более 15 см), когда локализация излучения нарушается.

При уменьшении длины волны оптического излучения основная мода расположена вдали от режима отсечки, и ее поле сильнее концентрируется в сердцевине, что объясняет меньшие потери на излучение (кривая 5). Заметное увеличение потерь происходит при R порядка 8 см.

Заключение. Разработана методика расчета параметров и поперечного распределения полей направляемых мод прямых и изогнутых микроструктурированных волокон с тремя сердцевинами на основе метода линий. Для расчета изогнутых волноводов использовалась цилиндрическая

система координат, где угловая координата соответствует изгибу. Для учета потерь на излучение на изгибе на внешних границах структуры применялись граничные условия с поглощением.

На основе представленной методики были рассчитаны распределение полей мод, эффективные показатели преломления и потери на излучение двух супермод с ортогональными поляризациями, которые распространяются в микроструктурированном волокне с тремя сердцевинами с различными параметрами. Показано, что при изгибе волокна происходит перераспределение энергии моды между сердцевинами, причем отношение интенсивностей оптического излучения, распространяющегося по двум сердцевинам, расположенным в направлении изгиба, определяет его величину, а относительная доля оптической энергии в каждой из трех сердцевинок зависит от направления изгиба. Проведен анализ дисперсии и коэффициента потерь супермод в зависимости от параметров волокна, длины волны распространяющегося излучения и изгиба волокна. Анализ показал, что эффективные показатели преломления супермод уменьшаются при увеличении воздушного заполнения волокна или уменьшении длины волны излучения. Волокна с большим значением d/λ и/или большим разнесением сердцевинок более чувствительны к изгибу, поэтому их целесообразнее использовать для измерения малых изгибов и отклонений. При этом волокна с большим воздушным заполнением, а также волокна с меньшим разнесением сердцевинок обладают наименьшими потерями на локализацию.

Список использованной литературы

1. *Goncharenko, I. A.* Photonic crystal fibre characterization with the method of lines / I. A. Goncharenko, M. Marciniak // J. Telecommunications and Information Technology. – 2004. – No. 1. – P. 106–111.
2. *Goncharenko, I. A.* Radiation loss and mode field distribution in curved holey fibers / I. A. Goncharenko, S. F. Helfert, R. Pregla // Intern. J. Electronics and Communications (AEÜ). – 2005. – Vol. 59, no. 3. – P. 185–191.
3. *Pregla, R.* About the nature of the Method of Lines / R. Pregla // Intern. J. Electronics Communications (AEÜ). – 1987. – Vol. 41. – P. 369–370.
4. *Pregla, R.* The method of lines as generalized transmission line technique for the analysis of multilayered structures / R. Pregla // Intern. J. Electronics Communications (AEÜ). – 1996. – Vol. 50, no. 3. – P. 293–300.
5. *Pregla, R.* The method of lines. Numerical techniques for microwave and millimeter wave passive structures / R. Pregla, W. Pascher; ed. T. Itoh. – New York: J. Wiley Press, 1989. – P. 381–446.
6. *Pregla, R.* Novel algorithms for the analysis of optical fiber structures with anisotropic materials / R. Pregla // Proc. of the Intern. Conf. on Transparent Optical Networks (ICTON'99), June, 1999. – Kielce, Poland, 1999. – P. 49–52.
7. *Pregla, R.* MoL-BPM Method of Lines based beam propagation method / R. Pregla // Methods for modelling and simulation of guided-wave optoelectronic devices / ed. W. P. Huang. – Cambridge, Massachusetts: EMW Publishing, 1995. – No. 11. – P. 65–70.
8. *Helfert, S. F.* The method of lines: a versatile tool for the analysis of waveguide structures / S. F. Helfert, R. Pregla // Electromagnetics. – 2002. – Vol. 22. – P. 615–637.
9. *Снайдер, А.* Теория оптических волноводов / А. Снайдер, Дж. Лав; пер. А. Б. Грудинин [и др.]. – М.: Радио и связь, 1987.

Поступила в редакцию 22.10.2015