

ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОЙ ДЕФОРМАЦИИ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ВОЛОКНА НА ЕГО СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

А.С. Пластун¹, А.И. Конюхов¹

¹ Саратовский государственный университет, Саратов, Россия

Аннотация

При помощи численного моделирования рассмотрено распространение света в цельно-стеклянном фотонно-кристаллическом волокне. Проведено сравнение спектральных характеристик волокна с идеализированной гексагональной структурой и волокна с деформациями поперечного профиля. В расчётах использовались методы, основанные на пространственном преобразовании Фурье. Показана возможность совместного возбуждения мод полного внутреннего отражения и основной моды фотонной запрещённой зоны. Деформация структуры фотонно-кристаллического волокна приводит к сдвигу и сужению фотонной запрещённой зоны. Возбуждение мод полного внутреннего отражения приводит к росту поглощения на границах спектральной полосы пропускания волокна.

Ключевые слова: фотонный кристалл, спектр, волоконная оптика, моделирование.

Цитирование: Пластун, А.С. Влияние поперечной деформации фотонно-кристаллического волокна на его спектральные характеристики / А.С. Пластун, А.И. Конюхов // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 2. – С. 236-243. – DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-2-236-243.

Введение

Фотонная запрещённая зона формируется периодическими диэлектрическими структурами [1]. Известны оптические волокна с волноведущей областью, заполненной воздухом [2], жидкостями [3] или стеклом. Волноведущая сердцевина формируется центром, окружённым оболочкой с фотонной запрещённой зоной [4, 5]. Спектральная избирательность фотонно-кристаллических волокон (ФКВ) открывает большие перспективы их использования в спектроскопии [5]. ФКВ имеют низкие потери на изгиб, хорошую пропускную способность, позволяют управлять дисперсией [3, 4]. Одной из особенностей ФКВ является достаточно высокий уровень потерь. Среди основных источников потерь можно выделить потери, связанные с поглощением в материале, потери при рассеивании, отражении, потери, возникающие за счёт связи мод высшего порядка с основными модами ФКВ [6]. Кроме того, потери возникают из-за появления дефектов и деформации фотонно-кристаллической структуры. Такие дефекты возникают в результате изготовления волокна. Они вносят определённый вклад в картину поля выходного излучения и влияют на пропускание волокна в целом [7].

Специальная конструкция ФКВ позволяет добиться снижения потерь до 2 дБ/км [8]. Цельностеклянные ФКВ из плавленого кварца имеют, как правило, более низкие потери в сравнении с волноводами, изготовленными из других типов стёкол. В ФКВ, имеющем включения из теллуридного стекла, были достигнуты минимальные потери 1,6 дБ/см [9]. Для халькогенидных ФКВ достигнуты потери 3 дБ/м для длины волны 1,55 мкм [10]. Как отмечено в [10], увеличение потерь может быть связано с наличием микропузырьков в стекле. ФКВ, изготовленные полностью из теллуридного стекла, имеют потери около 50 дБ/м [11]. Для халькогенидных ФКВ [12] измеренные потери имеют величину 20–50 дБ/м на длине

волны 3,39 мкм. Многие авторы [8, 9, 10, 12] отмечают, что потери, измеренные экспериментально, намного превосходят величину, связанную с собственным поглощением стекла. Повышенные потери могут быть связаны с рассеянием на границах, кристаллизацией стекла [9], образованием воздушных пузырьков [10]. Другой источник повышенных потерь связан с деформацией структуры ФКВ. В сравнении с воздушно-стеклянными цельностеклянные ФКВ являются более устойчивыми к деформации структуры в процессе вытяжки. Однако нежелательные изменения структуры цельностеклянных ФКВ также могут присутствовать [10, 12]. Величина отклонений периода структуры и размеров основных элементов волокна может достигать нескольких процентов [11]. Поперечные дефекты, связанные с процессом изготовления, приводят к туннелированию поля из сердцевины ФКВ в наружную оболочку. Численные результаты [13] показывают, что в сравнении с идеальной структурой полоса пропускания реального волокна может уменьшиться в два раза. Деформация диаметра сердцевины, изменение показателя преломления на пятипроцентную величину может привести к удвоению величины потерь [14].

Для расчёта пропускания ФКВ традиционно используются методы, нацеленные на нахождение характеристик основной моды или некоторых отдельных мод [7, 11]. Используя поглощающие граничные условия либо комплексный показатель преломления [15], можно рассчитать коэффициент потерь либо линейный коэффициент усиления для каждой моды в отдельности. При таком подходе не учитывается влияние высших мод, хотя известно, что возникновение локальных пиков поглощения в спектре пропускания микроструктурного волокна ассоциируется именно с возбуждением высших мод [7]. Наличие связи между основной модой и другими модами, которые локализованы между структурными элементами волокна, может значительно увеличить поглощение света [16].

Для моделирования многомодовой структуры поля можно использовать метод распространяющихся пучков [17]. Данный метод описывает распространение света вдоль выбранного направления. Его численная реализация может отличаться подходом, используемым для дискретизации в поперечном направлении. Среди таких подходов можно выделить метод конечных разностей, метод конечных элементов, методы, основанные на преобразовании Фурье [17]. В данной работе был использован метод, основанный на преобразовании Фурье для поперечного распределения полей и показателя преломления. При расчёте изменения поля вдоль направления распространения использовалась «широкоугольная» схема (см. ссылки в [17]), которая корректно учитывает фазовую задержку поля. Представленный в работе метод позволяет рассчитать пропускание волокна при его возбуждении лазерным пучком заданной формы. Поскольку ограничения на форму поля отсутствуют, возможно моделирование совместного возбуждения как основной, так и высших мод волокна. В перспективе изложенный подход позволяет изучить влияние нелинейной самофокусировки, влияние продольных деформаций волокна на спектр пропускания фотонно-кристаллического волокна.

1. Дисперсионная диаграмма ФКВ

В этой части описаны свойства фотонной запрещённой зоны ФКВ с деформациями и волокна без структурных деформаций.

Поперечное распределение показателя преломления рассматриваемого ФКВ показано на рис. 1.

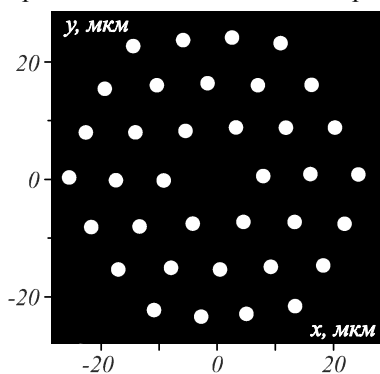


Рис. 1. Поперечная структура стеклянного ФКВ

На данном рисунке чёрный цвет соответствует стеклу с низким показателем преломления $n_{low} = 1,96421 + 0,02339/\lambda^2$, где λ – длина волны входного излучения. Белый цвет соответствует стеклянным стержням с высоким показателем преломления $n_{high} = n_{low} + 0,02978$.

Мы рассмотрели два типа структуры фотонно-кристаллического волокна. Первый тип (рис. 1) характеризуется тем, что диаметр стержней изменяется случайным образом. Диаметр стержней с высоким показателем преломления составляет $2,25 \text{ мкм} \pm 0,1 \text{ мкм}$. Среднее расстояние между ними равно $8,6 \text{ мкм} \pm 0,3 \text{ мкм}$. Такая структура соответствует фотонно-кристаллическому волокну, изготовленному из теллуридного стекла [11]. Второй тип фотонно-

кристаллической структуры характеризуется гексагональной решёткой. Расстояние между стержнями (период структуры) является фиксированным и равно $8,6 \text{ мкм}$, диаметр стержней равен $2,25 \text{ мкм}$. Положение стержней аналогично распределению, показанному на рис. 1. Показатель преломления стержней n_{high} и оболочки n_{low} один и тот же для структур первого и второго типа.

На рис. 2 показана дисперсионная диаграмма ФКВ, рассчитанная методом плоских волн [1, 18]. При расчёте был использован подход, который позволяет построить ортогональную систему мод волновода и при этом учесть зависимость показателя преломления материала от длины волны $n_{high} = n_{high}(\lambda)$, $n_{low} = n_{low}(\lambda)$. Эффективные показатели преломления мод были получены из волнового уравнения для вектора магнитного поля. На рис. 2 каждая точка соответствует моде структуры (рис. 1) с периодическими граничными условиями. Используя представление в виде дисперсионной диаграммы (рис. 2), мы можем определить спектральную зависимость эффективных показателей преломления n_{eff} мод ФКВ.

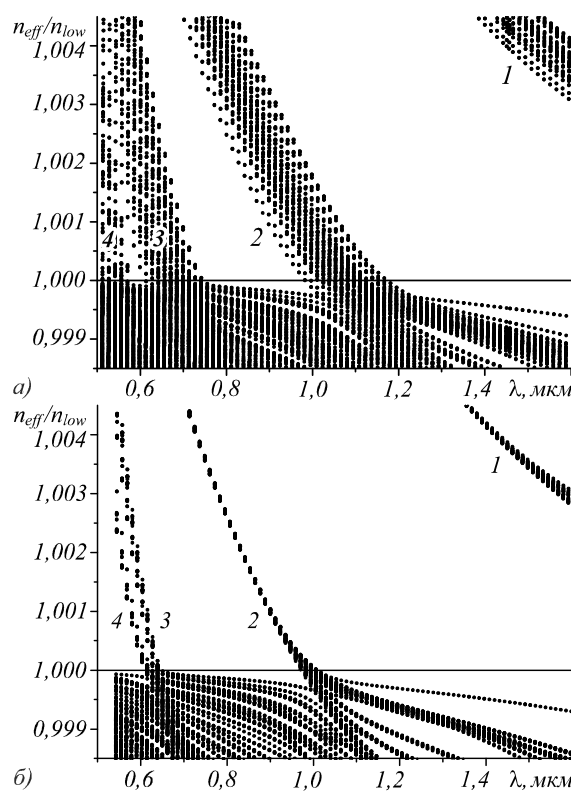


Рис. 2. Дисперсионная диаграмма ФКВ:

со структурными деформациями (а); с гексагональной решёткой (б). Цифры 1, 2, 3, 4 показывают различные группы мод волокна

Моды, направляемые за счёт полного внутреннего отражения, характеризуются $n_{eff}/n_{low} > 1$. В то время как моды фотонной запрещённой зоны имеют эффективный показатель преломления $n_{eff}/n_{low} < 1$ [1]. На рис. 2 фотонные запрещённые зоны проявляются в виде областей, для которых отсутствуют решения при $n_{eff}/n_{low} < 1$.

У ФКВ первого типа, которое характеризуется наличием структурных деформаций, в диапазоне длин волн $0,6 \text{ мкм} < \lambda < 1,6 \text{ мкм}$ можно различить три фотонные запрещённые зоны (рис. 2а). На рис. 2а первая фотонная запрещённая зона находится на длинах волн от 1,2 мкм, вторая локализована между 0,75 и 1 мкм, третья находится в районе 0,6 мкм. В пределах этих длин волн свет может распространяться в центральной области ФКВ, которая представляет собой дефект кристаллической решётки. Излучение, локализованное в центральном дефекте (рис. 1), можно считать направляемой модой запрещённой зоны.

Для ФКВ второго типа, которое характеризуется идеальной гексагональной структурой, ширина фотонных запрещённых зон значительно больше (рис. 2б). Первая запрещённая зона находится на длинах волн от 1,05 мкм, вторая локализована между 0,65 мкм и 1 мкм, а третья также находится в районе 0,6 мкм, но имеет большую ширину в сравнении со случаем, показанным на рис. 2а.

Моды полного внутреннего отражения в основном направляются стеклянными стрежнями с высоким показателем преломления. Данные стержни служат в качестве волокон со ступенчатым изменением показателя преломления. Моды с одинаковой симметрией в поперечном распределении поля группируются в диапазоне определённых длин волн (рис. 2). Свойства симметрии направляемых мод могут быть описаны в приближении мод круглого волокна со ступенчатым профилем показателя преломления. У ФКВ первого типа поперечное сечение стержней эллиптическое, поэтому, строго говоря, применение обозначений мод цилиндрического диэлектрического волновода не совсем корректно. Тем не менее в условиях малой деформации поперечной структуры волновода можно считать, что первая группа мод (номер 1, рис. 2) соответствует основным HE_{11} -модам. Вторая группа принадлежит к TE_{01} -, TM_{01} - и HE_{21} -модам. Третья группа соответствует EH_{11} - и EH_{12} -модам ступенчатого волокна. Четвёртая группа состоит из EH_{21} -, HE_{31} -мод и других мод высокого порядка. Для длин волн $\lambda > 1,2 \text{ мкм}$ (ФКВ со структурными деформациями, рис. 2а) и $\lambda > 1,05 \text{ мкм}$ (ФКВ с гексагональной решёткой, рис. 2б) высшие направляемые моды (TE_{01} -, TM_{01} - и HE_{21} -) не возбуждаются. Для данных диапазонов длин волн возможно возбуждение только основной моды (HE_{11} -) стержней с высоким показателем преломления n_{high} .

Как видно из сравнения рис. 2а и рис. 2б, ширина запрещённой зоны и её границы, например, на уровне $n_{eff}/n_{low} = 1$, сильно зависят от наличия деформации поперечной структуры волокна. Однако расчёт дисперсионных диаграмм и фотонных запрещённых зон не даёт информации о влиянии структурной деформации на спектр пропускания волокна. Для расчёта спектров пропускания применим векторный метод распространяющихся пучков.

2. Моделирование распространения поля в ФКВ

Из уравнений Максвелла [1] можно получить векторные уравнения распространения для поперечных компонент вектора магнитного поля $\mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)$:

$$\begin{aligned} \left(1 - \frac{i}{2\beta} \frac{\partial}{\partial z}\right) \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{i}{2\beta} (P_{xx} H_x + P_{xy} H_y) &= 0, \\ \left(1 - \frac{i}{2\beta} \frac{\partial}{\partial z}\right) \frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{i}{2\beta} (P_{yx} H_x + P_{yy} H_y) &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где z – направление распространения, (x, y) – поперечные координаты, β – постоянная распространения. В расчётах использовалась $\beta = k n_{low}$, где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число. Операторы P_{xx} , P_{xy} , P_{yx} , P_{yy} записываются в виде:

$$\begin{aligned} P_{xx} H_x &= \nabla_{\perp}^2 H_x + (k^2 n^2 - \beta^2) H_x - \frac{\partial \ln(n^2)}{\partial y} \frac{\partial H_x}{\partial y}, \\ P_{xy} H_x &= \frac{\partial \ln(n^2)}{\partial y} \frac{\partial H_y}{\partial x}, \\ P_{yy} H_y &= \nabla_{\perp}^2 H_y + (k^2 n^2 - \beta^2) H_y - \frac{\partial \ln(n^2)}{\partial x} \frac{\partial H_y}{\partial x}, \\ P_{yx} H_y &= \frac{\partial \ln(n^2)}{\partial x} \frac{\partial H_x}{\partial y}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $n(x, y)$ – поперечное распределение показателя преломления. Показатель преломления является комплексным. Действительная часть показателя преломления $n(x, y)$ отвечает за распределение, показанное на рис. 1. Мнимая часть показателя преломления связана с коэффициентом поглощения стекла α следующим соотношением $\text{Im}(n) = \alpha \lambda (4\pi)^{-1}$. Для подавления поля, выходящего за границы расчётной области, использовались поглощающие граничные условия.

Уравнения 1 решаются путём разложения вектора (H_x, H_y) и комплексного показателя преломления в двумерные ряды Фурье [19]. В расчётах применялось приближение Паде порядка (1,1) (см. литературу в [17]) и схема Кранка–Николсон [17, 20]. Использование «широкоугольной» схемы с приближением Паде (4, 5) не увеличивает сложность численного метода в сравнении с параксиальным приближением (метод конечных элементов, конечных разностей). В то же время учёт производных второго порядка ($\partial^2 H_x / \partial z^2$), ($\partial^2 H_y / \partial z^2$) в уравнении (1) позволяет получить правильное изменение фазового набег при распространении поля вдоль оси z . Действительно, если рассмотреть распространение моды волновода с постоянной распространения β_0 , то в уравнениях (2) $P_{xx} H_x = (\beta_0^2 - \beta^2) H_x$. Для моды уравнение (1) принимает вид

$$2i\beta \frac{\partial H_x}{\partial z} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + (\beta_0^2 - \beta^2) H_x = 0. \quad (3)$$

Уравнение для H_y имеет такой же вид. Решение уравнения (3) для поля моды имеет вид $H_{x,y}(x, y, z) = H_{x,y}(x, y, 0) \exp(i(\beta_0 - \beta)z)$. Данное выражение имеет правильный фазовый множитель $(\beta - \beta_0)z$. Если в (3) использовать параксиальное приближение и пренебречь производной $\partial^2 / \partial z^2$, то решение для моды

примет вид $H_{x,y}(x, y, z) = H_{x,y}(x, y, 0) \exp(i(\beta_0^2 - \beta^2)(2\beta)^{-1}z)$. Фазовый множитель будет правильно описывать распространение моды, если величина β выбрана достаточно близко к постоянной распространения моды β_0 , то есть $(\beta_0^2 - \beta^2)(2\beta)^{-1}z \approx (\beta - \beta_0)z$.

Как правило, β выбирается близкой к постоянной распространения основной моды. При возбуждении нескольких мод параксиальное приближение будет давать ошибку, связанную с приближенным описанием фазового набег высших мод.

С использованием приближения Паде для уравнения (1) численную схему можно записать в следующем виде:

$$H_x^{(2)} + \left(\frac{1}{(2\beta)^2} - i \frac{\Delta z}{4\beta} \right) P_{xx} H_x^{(2)} =$$

$$= H_x^{(1)} \left(\frac{1}{(2\beta)^2} - i \frac{\Delta z}{4\beta} \right) P_{xx} H_x^{(1)} + i \frac{\Delta z}{2\beta} P_{xy} H_y^{(1)},$$

$$H_y^{(2)} + \left(\frac{1}{(2\beta)^2} - i \frac{\Delta z}{4\beta} \right) P_{yy} H_y^{(2)} =$$

$$= H_y^{(1)} \left(\frac{1}{(2\beta)^2} - i \frac{\Delta z}{4\beta} \right) P_{yy} H_y^{(1)} + i \frac{\Delta z}{2\beta} P_{yx} H_x^{(1)},$$

где Δz – шаг интегрирования вдоль оси волокна, $H_{x,y}^{(1)}$ – поле в плоскости z , $H_{x,y}^{(2)}$ – поле в плоскости $z + \Delta z$. Используем разложение в двумерный ряд Фурье

$$H_a(x, y, z) = \sum_{m=-M}^M \sum_{n=-M}^M h_a^{m,n}(z) \exp\left(im \frac{2\pi}{s} x + in \frac{2\pi}{s} y\right), \quad (6)$$

где $a = x, y$, величина s является стороной элементарной ячейки в виде квадрата (рис. 1), m, n – целые числа. Величины $n^2(x, y)$, $\ln(n^2(x, y))$ раскладываются аналогичным образом. С использованием разложения в ряд Фурье уравнения (4, 5) можно переписать в виде системы линейных уравнений. Данная система решалась на каждом шаге распространения. В качестве начального поля использовался линейно поляризованный Гауссов пучок. Радиус пучка составляет 8 мкм.

Отношение мощности поля, распространяющегося в центральной области P_A , к полной мощности начального пучка P показано на рис. 4.

Рассмотрим структуру поля на примере ФКВ первого типа, которое характеризуется структурными деформациями. На рис. 3 показано поперечное распределение среднего значения z -компоненты вектора Пойнтинга (интенсивности).

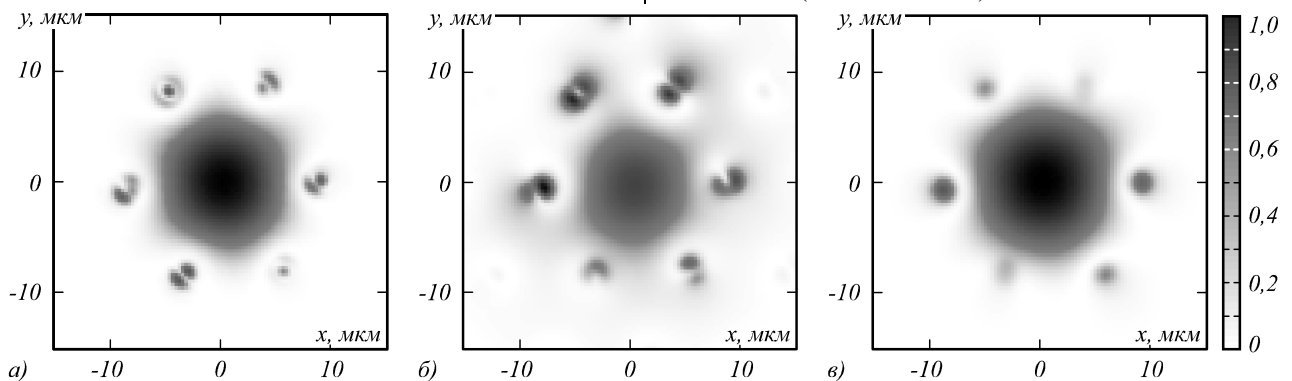


Рис. 3. Выходное поле для $z = 60$ мм волокна со структурными деформациями (рис. 1). Поперечное распределение z -компоненты вектора Пойнтинга для трёх разных длин волн – 0,61 мкм (а), 1,0 мкм (б) и 1,4 мкм (в).

Чёрный цвет соответствует максимальному значению интенсивности, белый – минимальному

Рис. 3а и в показывают поле на длинах волн, лежащих внутри фотонных запрещённых зон. Рис. 3в построен для границы фотонной запрещённой зоны (рис. 2а). При используемых параметрах волокно поддерживает распространение только одной «дефектной» моды фотонной запрещённой моды. В данном смысле волокно является одномодовым в достаточно широком спектральном диапазоне. «Дефектная» мода имеет максимальный эффективный показатель преломления среди мод фотонной запрещённой зоны ($n_{eff}/n_{low} < 1$) и направляется центральной областью структуры (дефектом решётки). Поперечное распределение интенсивности (рис. 3) формируется дефектной модой ФКВ и полем, направляемым стрежнями с высоким показателем преломления. В данном случае стержни играют роль волокон со ступенчатым профилем показателем преломления. На длине волны 0,61 мкм (рис. 3а) «дефектная» мода ФКВ сосуществует вместе с модами высших порядков, распространяющихся внутри стержней.

Для длин волн больше 1,23 мкм (рис. 3в) поле распространяется в сердцевине ФКВ и частично в шести стрежнях, окружающих сердцевину. Длина волны 1,2 мкм соответствует отсечке мод высших порядков отдельных стержней (рис. 2а). При $\lambda > 1,2$ мкм поле, распространяющееся в стержнях, соответствует основной моде (HE_{11} -) круглого волокна со ступенчатым показателем преломления. Поляризация в центральной зоне ФКВ в основном линейная, в то время как поле внутри стержней эллиптически поляризовано. Из-за модального двулучепреломления эллиптичность поляризации периодически меняется во время распространения пучка.

Величина P_A рассчитывалась как интеграл от интенсивности по области $r < 4$ мкм, где $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$. Для длин волн $\lambda = 1,4$ мкм и $\lambda = 1,0$ мкм после переходного процесса поле начинает распространяться в центральной зоне ФКВ.

Зависимость мощности поля от пройденного расстояния имеет вид затухающих осцилляций (рис. 4).

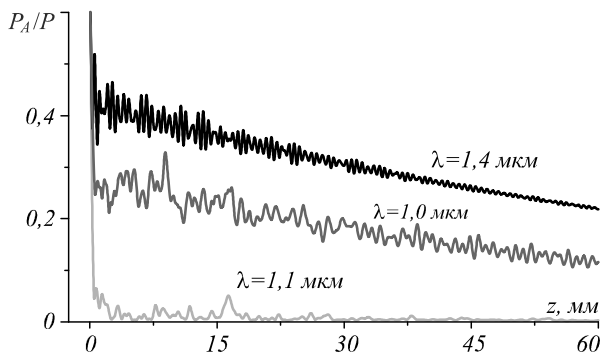


Рис. 4. Относительная мощность поля $P_A(z)/P$, распространяющегося в центральной области, ограниченной радиусом 4 мкм для длин волн $\lambda = 1,0$ мкм, 1,1 мкм и 1,4 мкм

Для $\lambda = 1,4$ мкм осцилляции быстро затухают, так как возбуждается только основная «дефектная» мода фотонной запрещённой зоны. На границе запрещённой зоны ($\lambda = 1,0$ мкм) значительная часть излучения захватывается стержнями. Интерференция между модами ФКВ и модами стержней ведёт к осцилляциям мощности поля (рис. 4, $\lambda = 1,0$ мкм). Вне запрещённой зоны (рис. 4, $\lambda = 1,1$ мкм) мощность поля, распространяющегося внутри сердцевины, быстро спадает. Соответственно, пропускание ФКВ на этой длине волны также низко.

Используя аппроксимацию $P_A = P_A(z)$ экспоненциальной функцией, мы можем рассчитать потери волокна. Спектр пропускания ФКВ показан на рис. 5.

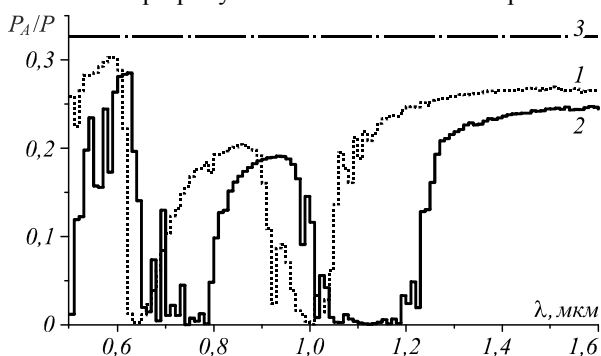


Рис. 5. Спектр пропускания ФКВ с идеальной гексагональной решёткой (1) и ФКВ со структурными деформациями (2). Штрихпунктирная линия показывает уровень, соответствующий собственному поглощению стекла (3)

Пропускание было рассчитано для волокна длиной 60 мм. Границы полос пропускания хорошо согласуются с расчётом методом плоских волн дисперсионной диаграммы ФКВ (рис. 2). За пределами фотонной запрещённой зоны пропускание волокна падает до нуля. На данных длинах волн излучение распространяется как в волноводах, образованных стержнями с показателем преломления n_{high} , так и в пространстве между этими волноводами. В длинноволновой области спектра ($\lambda > 1,2$ мкм) возбуждается только основная «дефектная» мода фотонной запрещённой зоны. Данная мода локализована в центре, и потери в основном определяются потерями в стекле.

На рис. 5 показан спектр пропускания ФКВ со структурными деформациями и ФКВ с гексагональной решёткой. Видно, что деформация решетки ФКВ приводит к сдвигу полос пропускания ФКВ в коротковолновую область спектра. Величина этого сдвига неравномерна. Для 3-й запрещённой зоны ($\lambda \sim 0,6$ мкм) остаётся практически неизменным. Для второй запрещённой зоны максимум полосы пропускания смещается на 70 нм (с 0,93 мкм на 0,86 мкм). Край полосы пропускания, соответствующей первой запрещённой зоне, смещается на 150 нм (с 1,2 мкм на 1,05 мкм). Кроме того, для ФКВ с гексагональной решёткой ширина областей, соответствующих полосам непропускания, заметно уже, чем у ФКВ со структурными деформациями. Несмотря на существенный сдвиг полос пропускания, деформация структуры ФКВ не приводит к изменению максимальных значений пропускания P_A/P для соответствующей запрещённой зоны. Так, например, для второй запрещённой зоны максимальные значения $P_A/P = 0,19$ ($\lambda = 0,93$ мкм, ФКВ со структурными деформациями) и $P_A/P = 0,20$ ($\lambda = 0,86$ мкм, ФКВ с гексагональной решёткой). Для первой запрещённой зоны ($\lambda = 1,6$ мкм) $P_A/P = 0,245$ (ФКВ со структурными деформациями) и $P_A/P = 0,265$ (ФКВ с гексагональной решёткой). Из данных расчётов можно сделать вывод, что высокие потери в фотонно-кристаллических волноводах не связаны со структурными деформациями поперечной структуры волокна. Как отмечается в [5], аномально высокие потери могут быть вызваны кристаллизацией стекла, а также локальными дефектами на границе двух сортов стекла.

Рассмотрим механизм увеличения потерь, связанный с возбуждением высших мод стержней. Известно, что в воздушно-стеклянных волокнах возбуждение так называемых поверхностных мод совместно с основной «дефектной» модой фотонной запрещённой зоны может приводить к значительному увеличению потерь [6, 16]. Для цельностеклянных волокон поверхностные моды отсутствуют. Однако, как отмечено выше, совместно с основной «дефектной» модой могут возбуждаться моды стержней. При наличии связи между основной модой и модами стержней часть излучения будет переходить из центра на периферию, что вызовет увеличение потерь. Для того, чтобы изучить влияние мод, направляемых стержнями, сначала рассчитаем потери исключительно для основной «дефектной» моды фотонной запрещённой зоны. Для этого воспользуемся методом плоских волн [18]. Зная поперечное распределение поля моды, можно рассчитать коэффициент потерь [21]:

$$\gamma_j = 2k \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \frac{\iint n \cdot n_i |\mathbf{e}_j|^2 dx dy}{\text{Re} \iint [\mathbf{e}_j \times \mathbf{h}_j^*] \hat{z} dx dy}, \quad (7)$$

где ϵ_0, μ_0 – электрическая и магнитная постоянные соответственно, $\mathbf{e}_j$ и $\mathbf{h}_j$ – векторы напряжённости электрического и магнитного поля соответственно для j -й моды, n – действительная часть показателя преломления, n_i – мнимая часть показателя преломления. Ве-

личина потерь определяется как $10 \lg(\exp(-\gamma L))$, где L – длина волокна. На рис. 6 показаны потери, рассчитанные для ФКВ первого типа (рис. 1), характеризующего деформацией структуры. На рис. 6 показаны только потери на излучение.

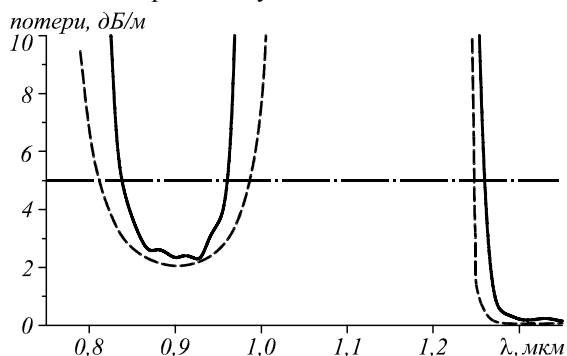


Рис. 6. Потери ФКВ, рассчитанные для основной моды фотонной запрещенной зоны (пунктирный график) и полного поля (сплошной график). Пунктирная линия показывает уровень 5 дБ/м

Из величины потерь мы вычли уровень, соответствующий собственному поглощению стекла. Метод распространяющихся пучков моделирует физическую ситуацию возбуждения мод начальным полем. При этом возбуждается как основная «дефектная» мода фотонной запрещенной зоны, так и моды, распространяющиеся в стержнях, окружающих дефект. Модовый подход даёт величину поглощения исключительно для основной моды. Остальные моды не учитываются. Для второй запрещенной зоны в диапазоне длин волн $0,8 < \lambda < 1,0$ мкм (рис. 6) метод распространяющихся пучков даёт полосу пропускания, которая несколько уже, чем полоса пропускания, рассчитанная с использованием модового подхода. Для основной «дефектной» моды ширина полосы пропускания на уровне 5 дБ/м равна 177 нм. С учётом мод, направляемых стержнями, ширина полосы пропускания равна 123 нм.

Для первой запрещенной зоны ($\lambda > 1,2$ мкм) такой эффект выражен слабее (рис. 6). С учётом мод стержней край полосы пропускания смещается в длинноволновую область на 12 нм. Величина сдвига рассчитана на уровне 5 дБ/м. Для первой запрещенной зоны основная мода хорошо локализована в центре структуры. Кроме того, в данном диапазоне длин волн высшие моды стержней не могут возбуждаться (рис. 2а). За счёт полного внутреннего отражения могут распространяться только HE_{11} -моды, которые обладают более низкими потерями в сравнении с высшими модами. За счёт уменьшения связи между основной «дефектной» модой и HE_{11} -модами стержней потери, связанные с уходом излучения на периферию волокна, снижаются.

Выводы

Для моделирования распространения лазерного излучения в фотонно-кристаллическом волокне модифицирован векторный метод распространяющихся пучков. Реализована «широкоугольная» численная

схема, основанная на пространственном преобразовании Фурье поперечного распределения полей и показателя преломления. Математическая модель позволяет рассчитать распределение поля на заданной длине волны и рассчитать поглощение волокна. Используемый подход позволяет учесть высшие моды фотонно-кристаллической структуры при расчёте пропускания волокна.

Показано, что субмикронная деформация поперечной структуры элементов фотонно-кристаллического волокна приводит к сдвигу полос пропускания, изменению их ширины. Однако общий уровень потерь меняется незначительно.

Решение задачи о возбуждении фотонно-кристаллического волокна световым пучком позволяет исследовать режимы совместного возбуждения «дефектной» моды фотонной запрещенной зоны и мод, направляемых за счёт полного внутреннего отражения. Показано, что учёт совместного возбуждения «дефектной» моды и мод, направляемых стержнями, приводит к сужению полос пропускания фотонно-кристаллического волновода.

Литература

1. **Joannopoulos, J.** Photonic crystals: Molding the flow of light / J. Joannopoulos, R. Meade, J. Winn. – Princeton, NJ: Princeton University Press, 1995. – 472 p. – ISBN: 978-0-6910-3744-8.
2. **Cregan, R.F.** Single-mode photonic band gap guidance of light in air / R.F. Cregan, B.J. Managan, J.C. Knight, T.A. Birks, P.St.J. Russell, P.J. Roberts, D.C. Allen // Science. – 1999. – Vol. 285, Issue 5433. – P. 1537-1539. – DOI: 10.1126/science.285.5433.1537.
3. **Bise, R.T.** Tunable photonic band gap fiber / R.T. Bise, R.S. Windeler, K.S. Kranz, C. Kerbage, B.J. Eggleton, D.J. Trevor // Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 2002 (OFC 2002). – 2002. – P. 466-468. – DOI: 10.1109/OFC.2002.1036489.
4. **Luan, F.** All-solid photonic band gap fiber / F. Luan, A.K. George, T.D. Hedley, G.J. Pearce, D.M. Bird, J.C. Knight, P.St.J. Russell // Optics Letters. – 2004. – Vol. 29, Issue 20. – P. 2369-2371. – DOI: 10.1364/OL.29.002369.
5. **Schmidt, M.A.** All-solid bandgap guiding in tellurite-filled silica photonic crystal fibers / M.A. Schmidt, N. Granzow, N. Da, M. Peng, L. Wondraczek, P.St.J. Russell // Optics Letters. – 2009. – Vol. 34, Issue 13. – P. 1946-1948. – DOI: 10.1364/OL.34.001946.
6. **Jansen, F.** Avoided crossings in photonic crystal fibers / F. Jansen, F. Stutzki, C. Jauregui, J. Limpert, A. Tünnermann // Optics Express. – 2011. – Vol. 19, Issue 14. – P. 13578-13589. – DOI: 10.1364/OE.19.013578.
7. **Nielsen, M.** Investigation of microdeformation-induced attenuation spectra in a photonic crystal fiber / M. Nielsen, G. Vienne, J. Folkenberg, A. Bjarklev // Optics Letters. – 2003. – Vol. 28(4). – P. 236-246. – DOI: 10.1364/OL.28.000236.
8. **Ren, G.** Low-loss all-solid photonic bandgap fibre / P. Shum, L. Zhang, X. Yu, W. Tong, J. Luo // Optics Letters. – 2007. – Vol. 32(9). – P. 1023-1025. – DOI: 10.1364/OL.32.001023.
9. **Конохов, А.И.** Усиление направляемых мод в микроструктурных оптических волокнах // А.И. Конохов, А. С. Соловьев, Л.А. Мельников, С.А. Акишин // Известия Саратовского университета. Серия Физика – 2007. – Т.7(2) – С.30-36. – ISSN1817-3020.

10. **Brilland, L.** Interfaces impact on the transmission of chalcogenides photonic crystal fibres // L. Brilland, J. Troles, P. Houizot, F. Désévéday, Q. Coulombier, G. Renversez, T. Chartier, T.N. Nguyen, J. Adam, N. Traynor // Journal of the Ceramic Society of Japan. – 2008. – Vol. 116, Issue 1358. – P. 1024-1027. – DOI: 10.2109/jcersj2.116.1024.
11. **Lousteau, J.** Photonic bandgap confinement in an all-solid tellurite-glass photonic crystal fiber / J. Lousteau, G. Scarpignato, G.S. Athanasiou, E. Mura, N. Boetti, M. Olivero, T. Benson, P. Sewell, S. Abrate, D. Milanese // Optics Letters. – 2012. – Vol. 37, Issue 23. – P. 4922-4924. – DOI: 10.1364/OL.37.004922.
12. **Caillaud, C.** Photonic bandgap propagation in all-solid chalcogenide microstructured optical fibers // C. Caillaud, G. Renversez, L. Brilland, D. Mechin, L. Calvez, J. Adam, J. Troles // Materials. – 2014. – Vol. 7, Issue 9. – P. 6120-6129. – DOI: 10.3390/ma7096120.
13. **Li, M.-J.** Modeling effects of structural distortions on air-core photonic bandgap fibers // M.-J. Li, J.A. West, K.W. Koch // Journal of Lightwave Technology. – 2007. – Vol. 25, Issue 9. – P. 2463-2468. – DOI: 10.1109/JLT.2007.902744.
14. **Pureur, V.** Impact of transversal defects on confinement loss of an all-solid 2-D photonic-bandgap fiber // V. Pureur, G. Bouwmans, M. Perrin, Y. Quiquempois, M. Douay // Journal of Lightwave Technology. – 2007. – Vol. 25, Issue 11. – P. 3589-3596. – DOI: 10.1109/JLT.2007.907741.
15. **Конохов, А.И.** Усиление направляемых мод в микро-структурных оптических волокнах / А.И. Конохов, А.С. Соловьев, Л.А. Мельников, С.А. Акишин // Известия Саратовского университета. Сер. Физика. – 2007. – Т. 7(2). – С. 30-36.
16. **Saitoh, K.** Air-core photonic band-gap fibers: the impact of surface modes / K. Saitoh, N.A. Mortensen, M. Koshiba // Optics Express. – 2004. – Vol. 12, Issue 3. – P. 394-400. – DOI: 10.1364/OPEX.12.000394.
17. **Benson, T.M.** What is the future for beam propagation methods? / T.M. Benson, B.B. Hu, A. Vukovic, P. Sewell // Proceedings of SPIE. – 2004. – Vol. 5579. – P. 351-358. – DOI: 10.1117/12.577173.
18. **López-Doña, J.M.** Fast-fourier-based three-dimensional full-vectorial beam propagation method / J.M. López-Doña, J.G. Wangüemert-Pérez, I. Molina-Fernández // IEEE Photonics Technology Letters. – 2005. – Vol. 17, Issue 11. – P. 2319-2321. – DOI: 10.1109/LPT.2005.857618.
19. **Melnikov, L.A.** Softglass hollow-core photonic crystal fibers / L.A. Melnikov, I. Khromova, A. Scherbakov, N. Nikishin // Proceedings of SPIE. – 2005. – Vol. 5950. – P. 243-251. – DOI: 10.1117/12.623163.
20. **Саульев, В.К.** Интегрирование уравнений параболического типа методом сеток / В.К. Саульев – М.: Физматлит, 1960. – 324 с.
21. **Guobin, R.** Full-vectorial analysis of complex refractive-index photonic crystal fibers/ R. Guobin, W. Zhi, L. Shuqin, L. Yan, J. Shuisheng // Optics Express. – 2004. – Vol. 12, Issue 6. – P. 1126-1135. – DOI: 10.1364/OPEX.12.001126.

Сведения об авторах

Пластун Александр Сергеевич, 1990 г. рождения, кандидат физико-математических наук, в 2011 году окончил с отличием Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского по специальности «Лазерная физика», в 2016 защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук по профилю «Лазерная физика». Область научных интересов: лазерная спектроскопия, волоконная оптика, фотонные кристаллы. E-mail: plastun_alex@mail.ru.

Конохов Андрей Иванович, 1972 г. рождения, кандидат физико-математических наук. Работает в должности доцента в Саратовском государственном университете им. Н.Г. Чернышевского. В 2007 г. присвоено звание доцента по кафедре лазерной и компьютерной физики. Область научных интересов: моделирование нелинейной динамики световых пучков и импульсов, оптика фотонно-кристаллических структур и волоконных световодов, оптические солитоны, лазерная спектроскопия. E-mail: andreireise@yandex.ru.

ГРПТИ: 29.33.39

Поступила в редакцию 9 ноября 2017 г. Окончательный вариант – 22 ноября 2017 г.

SPECTRAL CHARACTERISTICS OF A PHOTONIC BANDGAP FIBER

A.S. Plastun¹, A.I. Konuykhov¹

¹Saratov State University, Saratov, Russia

Abstract

With the help of numerical simulation, we study the propagation of light in an all-glass photonic crystal fiber. A comparison of the spectral characteristics of a fiber with the idealized hexagonal structure and a fiber with transverse profile deformations is conducted. The calculations use methods based on a spatial Fourier transform. It is shown that total internal reflection modes and the fundamental mode of the photonic bandgap can be excited simultaneously. Structural deformation of a photonic crystal fiber results in the shifting and narrowing of the photonic bandgap. Excitation of the total internal reflection modes leads to increased absorption on the boundaries of the spectral band of the fiber.

Keywords: photonic crystals, fiber optics, numerical modeling, spectroscopy.

Citation: Plastun AS, Konyukhov AI. Spectral characteristics of a photonic bandgap fiber. Computer Optics 2018; 42(2): 236-243. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-2-236-243.

References

- [1] Joannopoulos J, Meade R, Winn J. Photonic Crystals: Molding the flow of light. Princeton, NJ: Princeton University Press; 1995. ISBN: 978-0-6910-3744-8.
- [2] Cregan RF, Managan BJ, Knight JC, Birks TA, Russell PStJ, Roberts PJ, Allen DC. Single-mode photonic band gap guidance of light in air. *Science* 1999; 285(5433): 1537-1539. DOI: 10.1126/science.285.5433.1537.
- [3] Bise RT, Windeler RS, Kranz KS, Kerbage C, Eggleton BJ, Trevor DJ. Tunable photonic band gap fiber. *OFC* 2002: 466-468. DOI: 10.1109/OFC.2002.1036489.
- [4] Luan F, George AK, Hedley TD, Pearce GJ, Bird DM, Knight JC, Russell PStJ. All-solid photonic band gap fiber. *Opt Lett* 2004(20); 29: 2369-2371. DOI: 10.1364/OE.14.010844.
- [5] Schmidt MA, Granzow N, Da N, Peng M, Wondraczek L, Russell PSJ. All-solid bandgap guiding in tellurite-filled silica photonic crystal fibers. *Optics Letters* 2009; 34(13): 1946-1949. DOI: 10.1364/OL.34.001946.
- [6] Jansen F, Stutzki F, Jauregui C, Limpert J, Tünnermann A. Avoided crossings in photonic crystal fibers. *Optics Express* 2011; 19(14): 13578-13589. DOI: 10.1364/OE.19.013578.
- [7] Nielsen M, Vienne G, Folkenberg J, Bjarklev A. Investigation of microdeformation-induced attenuation spectra in a photonic crystal fiber. *Optics Letters* 2003; 28(4): 236-246. DOI: 10.1364/OL.28.000236.
- [8] Ren G, Shum P, Zhang L, Yu X, Tong W, Luo J. Low-loss all-solid photonic bandgap fibre. *Optics Letters* 2007; 32(9): 1023-1025. DOI: 10.1364/OL.32.001023.
- [9] Konyukhov A.I., Soloviev A.S., Melnikov L.A., Akishin S.A. Gain of the guided modes in microstructured optical fibers [In Russian]. *Saratov State University Proceedings* 2007;7(2) :30-36. ISSN1817-3020.
- [10] Brilland L, Troles J, Houizot P, Désévéday F, Coulombier Q, Renversez G, Chartier T, Nguyen T N, Adam J, Traynor N. Interfaces impact on the transmission of chalcogenides photonic crystal fibres. *Journal of the Ceramic Society of Japan* 2008; 116(1358): 1024-1027. DOI: 10.2109/jcersj2.116.1024.
- [11] Lousteau J, Scarpignato G, Athanasiou G S, Mura E, Boetti N, Olivero M, Benson T, Sewell P, Abrate S, Milanese D. Photonic bandgap confinement in an all-solid tellurite-glass photonic crystal fiber. *Optics Letters* 2012; 37: 4922-4924. DOI: 10.1364/OL.37.004922.
- [12] Caillaud C, Renversez G, Brilland L, Mechin D, Calvez L, Adam J, Troles J. Photonic bandgap propagation in all-solid chalcogenide microstructured optical fibers. *Materials* 2014; 7(9): 6120-6129. DOI: 10.3390/ma7096120.
- [13] Li M-J, West J A, Koch KW. Modeling effects of structural distortions on air-core photonic bandgap fibers. *Journal of Lightwave Technology* 2007; 25(9): 2463-2468. DOI: 10.1109/JLT.2007.902744.
- [14] Pureur V, Bouwmans G, Perrin M, Quinquempois Y, and Douay M. Impact of transversal defects on confinement loss of an all-solid 2-D photonic-bandgap fiber. *Journal of Lightwave Technology* 2007; 25(11): 3589-3596. DOI: 10.1109/JLT.2007.907741.
- [15] Konyukhov AI, Soloviev AS, Melnikov LA, Akishin SA. Gain of the guided modes in microstructured optical fibers [In Russian]. *Izvestiya Saratovskogo univeristeta, Seriya Fizika* 2007; 7(2): 30-36.
- [16] Saitoh K, Mortensen NA, Koshiba M. Air-core photonic band-gap fibers: the impact of surface modes. *Optics Express* 2004; 12(3): 394-400. DOI: 10.1364/OPEX.12.000394.
- [17] Benson TM, Hu BB, Vukovic A, Sewell P. What is the future for beam propagation methods? *Proc SPIE* 2004; 5579: 351-358. DOI: 10.1117/12.577173.
- [18] López-Doña JM, Wangüemert-Pérez JG, Molina-Fernández I. Fast-fourier-based three-dimensional full-vectorial beam propagation method. *IEEE Photonics Technology Letters* 2005; 17(11): 2319-2321. DOI: 10.1109/LPT.2005.857618.
- [19] Melnikov LA, Khromova I, Scherbakov A, Nikishin N. Softglass hollow-core photonic crystal fibers. *Proc SPIE* 2005; 5950: 243-251. DOI: 10.1117/12.623163.
- [20] Sauliev VK. Integration of parabolic type equations by the grid method [In Russian]. Moscow: "Fizmatlit" Publisher; 1960.
- [21] Guobin R, Zhi W, Shuqin L, Yan L, Shuisheng J. Full-vectorial analysis of complex refractive-index photonic crystal fibers. *Optics Express* 2004; 12(6): 1126-1135. DOI: 10.1364/OPEX.12.001126.

Authors' information

Aleksander Sergeevich Plastun (b. 1990), PhD. Graduated from Saratov State University named after N.G. Chernyshevsky in 2011 with diploma cum laude in "Laser Physics". 2016 – get PhD degree at Laser Physics. Research interests are laser spectroscopy, fiber optics, photonics crystals.

Andrey Ivanovich Konyukhov (b. 1972), PhD. Now he takes position of associate professor at the Saratov State University named after N.G. Chernyshevsky. Research interests are modelling of the nonlinear dynamics of light beams and pulses, photonics crystals, fiber optics, optical solutions, laser spectroscopy.

Received November 9, 2017. The final version – November 22, 2017.