

# Брэгговские волокна с промежуточным слоем

Ю.Н.Кульчин, Ю.А.Зинин, И.Г.Нагорный

*Исследовано влияние параметров дополнительного слоя, размещенного между сердцевиной и периодической оболочкой брэгговского волокна, на его оптические свойства. Показано, что любую  $TE_{0k}$  моду стандартного брэгговского световода можно преобразовать и сделать основной модой брэгговского волокна с промежуточным слоем (БВПС), изменив толщину первого слоя оболочки. Последовательно изменяя толщину промежуточного слоя, можно будет периодически перестраивать модовый состав проходящего излучения. Показано, что периодическая зависимость оптических потерь БВПС от толщины дополнительного слоя вызвана наличием в нем резонансов или антирезонансов. При резонансе наблюдается двухмодовый режим распространения излучения через волокно, при антирезонансе – одномодовый.*

**Ключевые слова:** оптические характеристики световодов, брэгговские волокна.

## 1. Введение

Брэгговские волокна являются многослойными волноводами и широко используются в оптике. Их оптические свойства обусловлены френелевским отражением от границ разделов многослойной периодической структуры оболочки, тогда как оптические свойства обычных световодов – полным внутренним отражением от границы более плотной сердцевины. В связи с этим брэгговские волокна даже с поллой сердцевиной могут иметь достаточно низкие оптические потери [1, 2], быть малочувствительными к изгибам [3], обладать большой площадью моды [4] и рядом других уникальных свойств.

Исследованию свойств брэгговских световодов посвящено множество работ (см., напр., [5–10]). В большинстве из них рассматриваются волокна, имеющие сердцевину и прилегающую к ней периодическую слоистую оболочку. В [11] был рассмотрен световод с дополнительным слоем определенной толщины между поллой сердцевиной и периодической оболочкой и исследовано влияние такого слоя на область нулевой дисперсии и на распределение поля моды в сердцевине волокна. Толщина промежуточного слоя была выбрана из условия наилучшего отражения излучения в направлении сердцевины на границе между ним и первым слоем периодической оболочки.

Целью нашей работы является исследование влияния параметров дополнительного слоя на модовый состав проходящего излучения и на оптические потери волокна.

## 2. Дисперсионное уравнение

Для расчета оптических характеристик брэгговского волокна с промежуточным слоем (БВПС) воспользуемся ме-

тодом матриц переноса. Математический аппарат матриц переноса неоднократно излагался в зарубежных и отечественных работах (см., напр., [12–15]).

Для любого однородного цилиндрического слоя осевые и азимутальные компоненты электромагнитного поля ( $E_z$ ,  $E_\phi$ ,  $H_z$ ,  $H_\phi$ ) можно выразить через линейную комбинацию двух цилиндрических функций: функций Бесселя первого и второго рода [5], функций Ханкеля первого и второго рода [12], а также функций Бесселя и Ханкеля первого рода [13]. При произвольном азимутальном модовом числе  $m$  пара функций Бесселя первого и второго рода и пара функций Ханкеля первого и второго рода (все функции порядка  $m$ ) представляют собой фундаментальную систему решений дифференциального уравнения Бесселя [16]. Используя комбинацию функций Бесселя первого и второго рода, можно определить модовый состав излучения, проходящего через волокно, но для расчета оптических потерь требуется дополнительный алгоритм [10].

По этим причинам мы выбрали комбинацию функций Ханкеля первого и второго рода:  $H_m^{(1)}(kr)$  и  $H_m^{(2)}(kr)$ . Компоненты электромагнитного поля для каждого  $j$ -го слоя можно выразить следующим образом (общий для всех компонент поля множитель  $\exp(i\beta z)$  опущен):

$$\begin{aligned} E_z &= [A_j H_m^{(1)}(k_j r) + B_j H_m^{(2)}(k_j r)] \begin{Bmatrix} \cos m\phi \\ \sin m\phi \end{Bmatrix}, \\ E_\phi &= \frac{i\beta m}{rk_j^2} [A_j H_m^{(1)}(k_j r) + B_j H_m^{(2)}(k_j r)] \begin{Bmatrix} \sin m\phi \\ -\cos m\phi \end{Bmatrix} \\ &\quad + \frac{i\omega\mu}{ck_j} [C_j \dot{H}_m^{(1)}(k_j r) + D_j \dot{H}_m^{(2)}(k_j r)] \begin{Bmatrix} \sin m\phi \\ \cos m\phi \end{Bmatrix}, \\ H_z &= [C_j H_m^{(1)}(k_j r) + D_j H_m^{(2)}(k_j r)] \begin{Bmatrix} \sin m\phi \\ \cos m\phi \end{Bmatrix}, \\ H_\phi &= -\frac{i\omega\epsilon}{ck_j} [A_j \dot{H}_m^{(1)}(k_j r) + B_j \dot{H}_m^{(2)}(k_j r)] \begin{Bmatrix} \cos m\phi \\ \sin m\phi \end{Bmatrix} \\ &\quad - \frac{i\beta m}{rk_j^2} [C_j H_m^{(1)}(k_j r) + D_j H_m^{(2)}(k_j r)] \begin{Bmatrix} \cos m\phi \\ -\sin m\phi \end{Bmatrix}, \end{aligned} \quad (1)$$

Ю.Н.Кульчин, Ю.А.Зинин. Институт автоматизации и процессов управления Дальневосточного отделения РАН, Россия, 690041 Владивосток, ул. Радио, 5

И.Г.Нагорный. Дальневосточный федеральный университет, Россия, 690000 Владивосток, ул. Суханова, 8; e-mail: ngrn@iacp.dvo.ru

Поступила в редакцию 2 декабря 2011 г., после доработки – 20 января 2012 г.

где  $n_j$  и  $k_j$  – показатель преломления и поперечная компонента волнового вектора  $j$ -го слоя;  $k_j^2 = k_0^2(n_j^2 - \beta^2/k_0^2)$ ;  $k_0$  – волновой вектор в вакууме;  $\mu$  – магнитная проницаемость среды;  $\beta$  – постоянная распространения волноводной моды;  $\beta/k_0 = n_{\text{eff}}$  – эффективный показатель преломления моды;  $A_j, B_j, C_j, D_j$  – амплитудные константы составляющих электромагнитного поля для  $j$ -го слоя.

Продольные компоненты электромагнитного поля должны быть непрерывны на границах слоев. Граничные условия можно записать в матричном виде:

$$\begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \\ C_{j+1} \\ D_{j+1} \end{pmatrix} = M(r_j) \begin{pmatrix} A_j \\ B_j \\ C_j \\ D_j \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где  $M(r_j)$  – матрица  $4 \times 4$  с элементами  $m_{gq}$ ,  $g$  – номер строки и  $q$  – номер столбца.

Матричные элементы имеют следующий вид:

$$m_{11} = 0.25i\pi y_j \left\{ H_m^{(1)}(x_j) \dot{H}_m^{(2)}(y_j) - \frac{\varepsilon_j y_j}{\varepsilon_{j+1} x_j} \dot{H}_m^{(1)}(x_j) H_m^{(2)}(y_j) \right\},$$

$$m_{12} = 0.25i\pi y_j \left\{ H_m^{(2)}(x_j) \dot{H}_m^{(2)}(y_j) - \frac{\varepsilon_j y_j}{\varepsilon_{j+1} x_j} \dot{H}_m^{(2)}(x_j) H_m^{(2)}(y_j) \right\},$$

$$m_{13} = \frac{0.125iy_j m\beta\lambda_0}{\varepsilon_{j+1}} \left\{ \frac{1}{y_j} - \frac{y_j}{x_j^2} \right\} H_m^{(1)}(x_j) H_m^{(2)}(y_j),$$

$$m_{14} = \frac{0.125iy_j m\beta\lambda_0}{\varepsilon_{j+1}} \left\{ \frac{1}{y_j} - \frac{y_j}{x_j^2} \right\} H_m^{(2)}(x_j) H_m^{(2)}(y_j),$$

$$m_{21} = 0.25i\pi y_j \left\{ \frac{\varepsilon_j y_j}{\varepsilon_{j+1} x_j} \dot{H}_m^{(1)}(x_j) H_m^{(1)}(y_j) - H_m^{(1)}(x_j) \dot{H}_m^{(1)}(y_j) \right\},$$

$$m_{22} = 0.25i\pi y_j \left\{ \frac{\varepsilon_j y_j}{\varepsilon_{j+1} x_j} \dot{H}_m^{(2)}(x_j) H_m^{(1)}(y_j) - H_m^{(2)}(x_j) \dot{H}_m^{(1)}(y_j) \right\},$$

$$m_{23} = \frac{0.125iy_j m\beta\lambda_0}{\varepsilon_{j+1}} \left\{ \frac{y_j}{x_j^2} - \frac{1}{y_j} \right\} H_m^{(1)}(x_j) H_m^{(1)}(y_j),$$

$$m_{24} = \frac{0.125iy_j m\beta\lambda_0}{\varepsilon_{j+1}} \left\{ \frac{y_j}{x_j^2} - \frac{1}{y_j} \right\} H_m^{(2)}(x_j) H_m^{(1)}(y_j),$$

$$m_{31} = 0.125iy_j m\beta\lambda_0 \left\{ \frac{1}{y_j} - \frac{y_j}{x_j^2} \right\} H_m^{(1)}(x_j) H_m^{(2)}(y_j),$$

$$m_{32} = 0.125iy_j m\beta\lambda_0 \left\{ \frac{1}{y_j} - \frac{y_j}{x_j^2} \right\} H_m^{(2)}(x_j) H_m^{(2)}(y_j),$$

$$m_{33} = 0.25i\pi y_j \left\{ H_m^{(1)}(x_j) \dot{H}_m^{(2)}(y_j) - \frac{y_j}{x_j} \dot{H}_m^{(1)}(x_j) H_m^{(2)}(y_j) \right\},$$

$$m_{34} = 0.25i\pi y_j \left\{ H_m^{(2)}(x_j) \dot{H}_m^{(2)}(y_j) - \frac{y_j}{x_j} \dot{H}_m^{(2)}(x_j) H_m^{(2)}(y_j) \right\},$$

$$m_{41} = 0.125iy_j m\beta\lambda_0 \left\{ \frac{y_j}{x_j^2} - \frac{1}{y_j} \right\} H_m^{(1)}(x_j) H_m^{(1)}(y_j),$$

$$m_{42} = 0.125iy_j m\beta\lambda_0 \left\{ \frac{y_j}{x_j^2} - \frac{1}{y_j} \right\} H_m^{(2)}(x_j) H_m^{(1)}(y_j),$$

$$m_{43} = 0.25i\pi y_j \left\{ \frac{y_j}{x_j} \dot{H}_m^{(1)}(x_j) H_m^{(1)}(y_j) - H_m^{(1)}(x_j) \dot{H}_m^{(1)}(y_j) \right\},$$

$$m_{44} = 0.25i\pi y_j \left\{ \frac{y_j}{x_j} \dot{H}_m^{(2)}(x_j) H_m^{(1)}(y_j) - H_m^{(2)}(x_j) \dot{H}_m^{(1)}(y_j) \right\},$$

где  $x_j = k_j r_j$ ;  $y_j = k_{j+1} r_j$ ;  $\lambda_0$  – длина волны в вакууме;  $\varepsilon_j$  – диэлектрическая проницаемость  $j$ -го слоя.

Постоянные  $A, B, C, D$  произвольного  $j + 1$ -го слоя оболочки можно связать с постоянными сердцевины следующим образом:

$$\begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \\ C_{j+1} \\ D_{j+1} \end{pmatrix} = \prod_{i=1}^j M(r_i) \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \\ C_1 \\ D_1 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Вне волокна должна отсутствовать отраженная волна, и для волокна из  $N$  слоев постоянные  $B_{N+1}$  и  $D_{N+1}$  равны нулю. Решение уравнения (4) для  $j = N$  существует при условии

$$(p_{23} + p_{24})(p_{41} + p_{42}) - (p_{43} + p_{44})(p_{21} + p_{22}) = 0, \quad (5)$$

где  $p_{gq}$  – элементы результирующей матрицы, полученной при перемножении всех матриц  $M(r_i)$ . Уравнение (5) позволяет определить моды многослойного цилиндрического волокна.

При нулевом значении азимутального модового числа дисперсионное уравнение (5) упрощается. В случае мод  $\text{TM}_{0\kappa}$ , где  $\kappa$  – радиальное модовое число, оно имеет вид

$$p_{21} + p_{22} = 0, \quad (6)$$

в случае мод  $\text{TE}_{0\kappa}$  –

$$p_{43} + p_{44} = 0. \quad (7)$$

Оптические потери  $\gamma$  определяются как потери интенсивности излучения при распространении вдоль волокна:  $\gamma = (4\pi \text{Im} n_{\text{eff}}) / \lambda_0$ , или (в дБ/м)

$$\gamma = \frac{40\pi \text{Im} n_{\text{eff}}}{\lambda_0}. \quad (8)$$

Каждое из дисперсионных уравнений (5)–(7) при данной геометрии волокна имеет несколько возможных решений, которые и определяют набор комплексных значений  $n_{\text{eff}}$ . Различные значения  $\text{Re} n_{\text{eff}}$  назовем корнями дисперсионного уравнения. Если непрерывно изменять какой-либо параметр волокна, то значения корней также будут изменяться непрерывно. Непрерывную зависимость любой физической величины, соответствующую каждому отдельному корню, от какого-либо параметра волокна назовем корневой кривой. При изменении  $\text{Re} n_{\text{eff}}$  изменяется и значение  $\text{Im} n_{\text{eff}}$ , а следовательно, и оптические потери, и пропускание волокна.

### 3. Моды брэгговского волокна с промежуточным слоем

На рис.1 представлено распределение зависимости показателя преломления БВПС по радиусу. Примыкающий к сердцевине слой, в отличие от обычного брэгговского волокна, не идентичен слоям периодической оболочки. В качестве примера рассмотрим волокно, описанное в [2], а

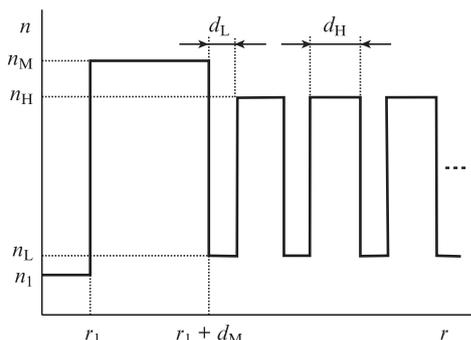


Рис.1. Схема брэгговского волокна с промежуточным слоем.

затем будем менять толщину прилегающего к сердцевине слоя. Так как данный слой уже не относится к слоям периодической оболочки, будем в дальнейшем называть его промежуточным.

Расчеты проводились для БВПС с полый сердцевинной радиусом  $r_1$  и с промежуточным слоем с показателем преломления  $n_M = 1.49$  и толщиной  $d_M$ ; периодическая оболочка состояла из чередующихся слоев толщиной  $d_L = 0.346$  мкм и  $d_H = 0.2133$  мкм с показателями преломления  $n_L = 1.17$  и  $n_H = 1.49$ , число слоев, окружающих сердцевину,  $N = 32$ .

Случай, когда  $d_M = d_H = 0.2133$  мкм при  $r_1 = 1.3278$  (волокно А) и  $r_1 = 1.8278$  мкм (волокно В) рассматривался в ряде работ [2, 9, 10, 13]. Подобная геометрия световода близка к оптимальной для излучения с длиной волны 1 мкм, а толщины слоев оболочки близки к четвертьволновым [13].

В табл.1 приведены все возможные решения дисперсионного уравнения (7) и соответствующие им оптические потери (см. (8)) для волокна В, а также корни дисперсионного уравнения, пронумерованные в порядке убывания величины  $Re n_{eff}$ .

Значение радиального модового числа  $k$  определяется поперечным распределением поля в сердцевине волокна. Зависимости напряженностей электрического и магнитного полей от радиуса пропорциональны функции Бесселя  $J_1(k_1 r)$  [14], где  $k_1$  – поперечная компонента волнового вектора в сердцевине, значение целого числа  $k$  также определяется произведением  $k_1 r$ . При  $r = 0$  функция  $J_1(k_1 r) = 0$ .

Используем схему определения числа  $k$  обычного волоконного световода для нахождения радиального модо-

вого числа в брэгговском волокне. В этом случае значение  $k$  однозначно определяется поперечным распределением поля в сердцевине волокна. В диапазоне  $0 < k_1 r < 2.405$  число  $k = 1$ , в диапазоне  $2.405 \leq k_1 r < 3.83$  число  $k = 2$  и т. д. Для сердцевин с  $r_1 = 1.8278$  мкм  $k = 1$  соответствует значениям  $Re n_{eff}$  от 0.9427 до 1.0,  $k = 2$  – от 0.7917 до 0.9427,  $k = 3$  – от 0.4640 до 0.7917 и  $k = 4$  – от 0 до 0.4640.

Отметим, что подобная схема не является корректной для определения мод брэгговского волокна, т. к. они формируются за счет интерференции излучения, отраженного от различных слоев оболочки.

Значения аргументов мод с низкими оптическими потерями на границе сердцевина–оболочка (т. е. при  $r = r_1$ ) соответствуют почти нулевым значениям функции Бесселя  $J_1(k_1 r_1)$ . Мода, занимающая верхнюю строку табл.1, имеет  $Re n_{eff} = 0.9417619$ , что незначительно меньше  $Re n_{eff} = 0.942699$ , соответствующего второму нулю функции  $J_1(k_1 r_1)$ . Тем не менее данная мода определяется как  $TE_{01}$  [2, 9, 10, 13]. Моды со значительными оптическими потерями могут иметь значения аргумента  $k_1 r_1$  и вдали от нулей функции Бесселя.

Далее мы используем упрощенную схему определения радиального модового числа брэгговского световода. Для этого нижний предел значений  $Re n_{eff}$  для каждой моды, вычисленный по радиальному распределению, передвинем на одну сотую часть интервала значений эффективного показателя преломления моды с индексом  $k + 1$ , вычисленных по нулям функции  $J_1(k_1 r_1)$ . Так как величина уменьшающей поправки не принципиальна для дальнейшего анализа, сделанный нами сдвиг на 1% не является точным и используется лишь в качестве условной оценки. С учетом этого нижний предел значений  $Re n_{eff}$  для первых  $k$  равен 0.941198, 0.787445, а для  $k = 3$  он составляет 0.45933.

Как следует из табл.1, существуют пять вариантов моды  $TE_{03}$  и два варианта моды  $TE_{04}$ , различающихся углами пересечения луча с осью волокна. Оптические потери данных мод очень велики, и для стандартных брэгговских волокон эти моды не принимаются во внимание. Поскольку оптические потери любых поперечных и гибридных мод намного выше, чем у моды  $TE_{01}$ , последняя и будет основной модой исследуемого световода.

На рис.2,а показана зависимость величины  $Re n_{eff}$  (первые два корня) от радиуса полый сердцевинной  $r_1$  световода с периодической структурой [2] для мод  $TE_{01}$  и  $TE_{02}$ . С увеличением  $r_1$  значение  $Re n_{eff}$  увеличивается и в пределе стремится к 1. Значение  $Re n_{eff}$  для второй моды всегда меньше, чем для первой. С ростом  $r_1$  оптические потери уменьшаются для обеих мод (рис.2,б), причем для второй моды они больше, чем для первой, всего в несколько раз. Так, при  $r_1 = 9.0$  мкм  $n_{eff}$  для первых трех мод составляют  $0.99767557 + i0.94900016E-11$ ,  $0.99219355 + i0.27438443E-10$  и  $0.98353542 + i0.48744394E-10$ .

При изменении толщины примыкающего к сердцевине слоя существенно меняется поведение  $Re n_{eff}$ . Теперь  $Re n_{eff}$  может достигать уровня показателя преломления сердцевинной и даже быть несколько больше. В последнем случае мода  $TE_{01}$  становится оболочечной, ее оптические потери резко возрастают и она исчезает. Соответствующий корень больше не является решением дисперсионного уравнения, и решением с наибольшим значением  $Re n_{eff}$  становится следующий корень.

На рис.3,б показаны оптические потери для пяти первых корней в зависимости от толщины промежуточного

Табл.1. Значения корней дисперсионного уравнения для брэгговского волокна, имеющего 32 слоя периодической оболочки толщиной  $d_H = 0.2133$  мкм и  $d_L = 0.346$  мкм с показателями преломления  $n_H = 1.49$  и  $n_L = 1.17$ . Радиус полый сердцевинной  $r_1 = 1.8278$  мкм, длина волны  $\lambda_0 = 1$  мкм.

$Re n_{eff}$	$Im n_{eff}$	$\gamma$ (дБ/м)	$m$	$k$	Номер корня
0.94176190	0.92087314E-09	5.0257E-02	0	1	1
0.81268486	0.31488555E-04	1718.4896	0	2	2
0.78912478	0.22799474E-02	124428.2529	0	2	3
0.75371929	0.66313973E-02	361908.8668	0	3	4
0.70293911	0.12067946E-01	658608.8066	0	3	5
0.63952600	0.17781726E-01	970438.6596	0	3	6
0.56736635	0.22547231E-01	1230516.3531	0	3	7
0.48838666	0.29939431E-01	1633946.0685	0	3	8
0.38222431	0.50127307E-01	2735700.4947	0	4	9
0.21542752	0.10916140E+00	5957489.3178	0	4	10

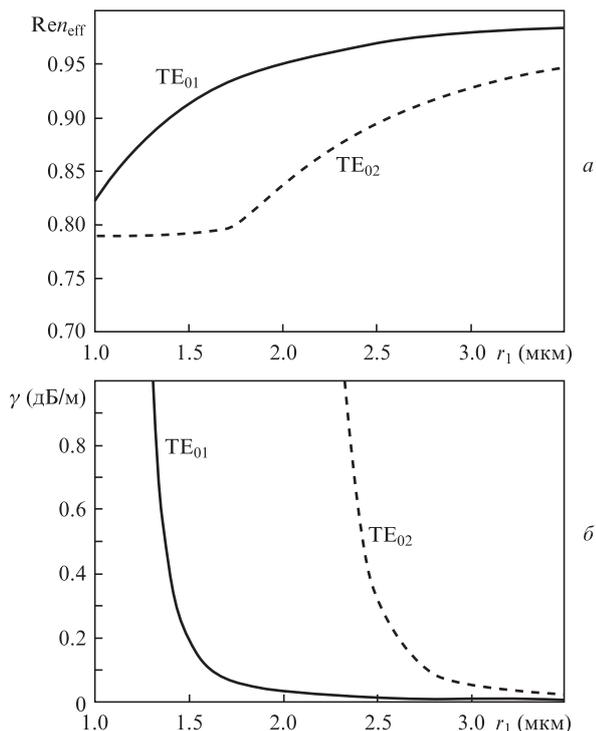


Рис.2. Зависимости эффективного показателя преломления (а) и оптических потерь (б) от радиуса полой сердцевины брэгговского волокна для мод  $TE_{01}$  и  $TE_{02}$ . Периодическая оболочка состоит из 32 слоев с толщинами  $d_H = 0.2133$  мкм,  $d_L = 0.346$  мкм и показателями преломления  $n_H = 1.49$ ,  $n_L = 1.17$ ;  $\lambda_0 = 1$  мкм.

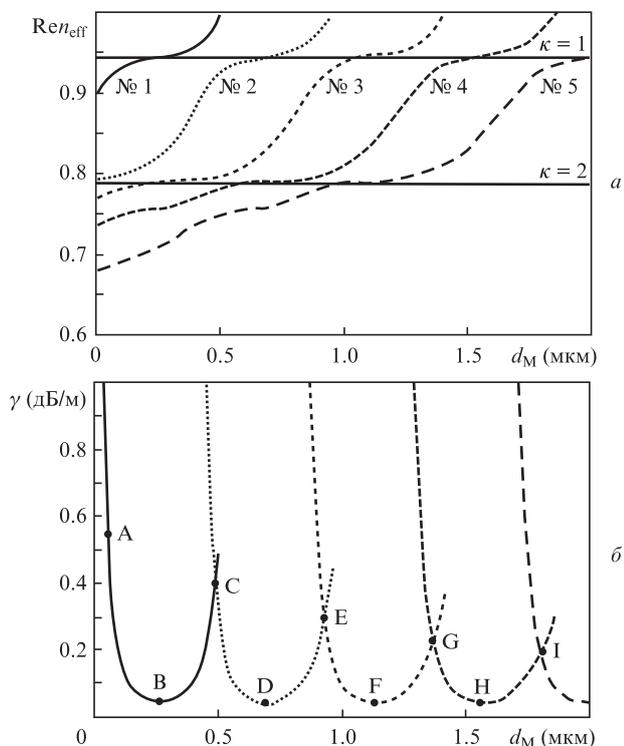


Рис.3. Зависимости эффективного показателя преломления (а) и оптических потерь (б) от толщины первого слоя оболочки, примыкающего к сердцевине с  $n_M = 1.49$ , для корней № 1–5 дисперсионного уравнения (см. табл.1). Радиус полой сердцевины  $r_1 = 1.8278$  мкм, длина волны  $\lambda_0 = 1$  мкм. Периодическая оболочка состоит из 31 слоя с толщинами  $d_L = 0.346$  мкм,  $d_H = 0.2133$  мкм и показателями преломления  $n_L = 1.17$ ,  $n_H = 1.49$ . Горизонтальными линиями на рис.3,а отмечены условные границы изменения модового радиального числа.

слоя. Первая корневая кривая имеет наименьшие потери при толщине промежуточного слоя 0.259 мкм, затем с увеличением  $d_M$  оптические потери начинают возрастать до тех пор, пока данный корень не перестает быть решением (7). У второй кривой (соответствующей второму корню табл.1) с ростом  $d_M$  оптические потери начинают уменьшаться, и при  $d_M = 0.485$  мкм они становятся равными потерям для первой корневой кривой (точка С). Волокно с данной геометрией будет иметь наибольшие потери, и режим распространения излучения будет двухмодовым (первая корневая кривая в этой области соответствует моде  $TE_{01}$ , вторая –  $TE_{02}$ ). При увеличении  $d_M$  потери для второй корневой кривой продолжают уменьшаться, отличаясь уже на порядки от потерь для всех остальных корневых кривых, и опять наступает одномодовый режим.

В окрестности  $d_M = 0.6936$  мкм (точка D) оптические потери второй корневой кривой минимальны, затем они начинают снова возрастать, пока не становятся равными уменьшающимся оптическим потерям третьей корневой кривой (точка E), и описанная ситуация повторяется.

Таким образом, увеличение толщины промежуточного слоя приводит к непрерывному возрастанию  $Re n_{eff}$  каждого корня из табл.1, что вызывает изменение азимутального модового числа  $\kappa$ , т. к. радиус сердцевины остается постоянным. Корневая кривая будет соответствовать не отдельной моде с фиксированными  $\kappa$  и  $m = 0$ , разным участкам корневой кривой будут соответствовать различные моды с  $m = 0$  и различными  $\kappa$ . На рис.3,а горизонтальными линиями отмечены условные границы, на которых происходит изменение  $\kappa$  на единицу. Если изменить величину использованной нами поправки для определения моды, границы несколько сдвинутся, но корневые кривые все равно будут их пересекать.

Таким образом, корневая кривая соответствует перестраиваемой моде с различными значениями радиального модового числа. Любую  $TE_{0\kappa}$  моду стандартного брэгговского световода можно перестроить и сделать основной модой брэгговского волокна с промежуточным слоем, изменив толщину первого слоя оболочки.

#### 4. Оптические потери волокна с промежуточным слоем

Оптические потери стандартного брэгговского световода с толщиной слоев оболочки, близкой к четвертьволновой, определяются по оптическим потерям основной моды, т. к. коэффициент поглощения остальных мод значительно больше, и режим распространения излучения можно считать одномодовым. Оптические потери брэгговского световода с промежуточным слоем и толщиной слоев периодической оболочки, близкой к четвертьволновой, определяются минимальными оптическими потерями соответствующей моды при данной геометрии волокна (например, это составная кривая ABCDEFGHI на рис.3,б). Данное приближение будет хорошо выполняться для областей одномодового и квазиодномодового режимов. В областях двухмодового режима, которые можно считать узкими (разные знаки у производных в точке пересечения кривых для конкурирующих мод  $TE_{01}$  и  $TE_{02}$  в окрестности точек С, Е, G, I), результирующая кривая ABCDEFGHI искажается незначительно. Оптические потери, рассчитанные для поперечных  $TM_{0\kappa}$  мод с помощью уравнений (6) и (8), на несколько порядков больше

потерь, соответствующих результирующей кривой для любой толщины промежуточного слоя. Так как для остальных поперечных и любых гибридных мод ( $1 \leq m \leq 7$ ) оптические потери, рассчитанные с помощью уравнений (5), (8), существенно больше потерь, отвечающих кривой ABCDEFGHI, то ее мы и будем считать графиком оптических потерь брэгговского волокна с промежуточным слоем. Для мод более высоких порядков (с  $m > 7$ ) расчет зависимости оптических потерь от толщины промежуточного слоя для каждого корня не проводился из-за большой трудоемкости. Расчеты потерь для некоторых мод с  $m > 7$  при фиксированных толщинах промежуточного слоя показали, что потери растут с увеличением  $m$ .

На рис.4 показаны зависимости оптических потерь  $\gamma$  от  $Re n_{eff}$  для двух значений  $r_1$ . Кривые 1 построены в окрестности точки В (см. рис.3,б), кривые 2 – в окрестности точки D, и так далее. Видно, что наименьшие потери наблюдаются в определенном диапазоне значений  $Re n_{eff}$ . Каждая из корневых кривых попадает в окно прозрачности при определенной толщине промежуточного слоя. Чем больше номер корневой кривой, тем больше толщина промежуточного слоя.

Поскольку  $n_{eff}$  пропорционально  $\beta$ , то, изменяя толщину промежуточного слоя, можно менять как распределение поля в сердцевине, так и направление волнового вектора. Диапазон изменения угла будет определяться интервалом значений  $Re n_{eff}$ , соответствующих минимальным потерям для отдельной корневой кривой.

Зависимости  $Re n_{eff}(d_M)$  (рис.5), построенные для различных радиусов сердцевины  $r_1$ , показывают поведение  $Re n_{eff}$  для корневых кривых, имеющих минимальные потери. В области двухмодового режима значение  $Re n_{eff}$  выбиралось для корневой кривой с наименьшими опти-

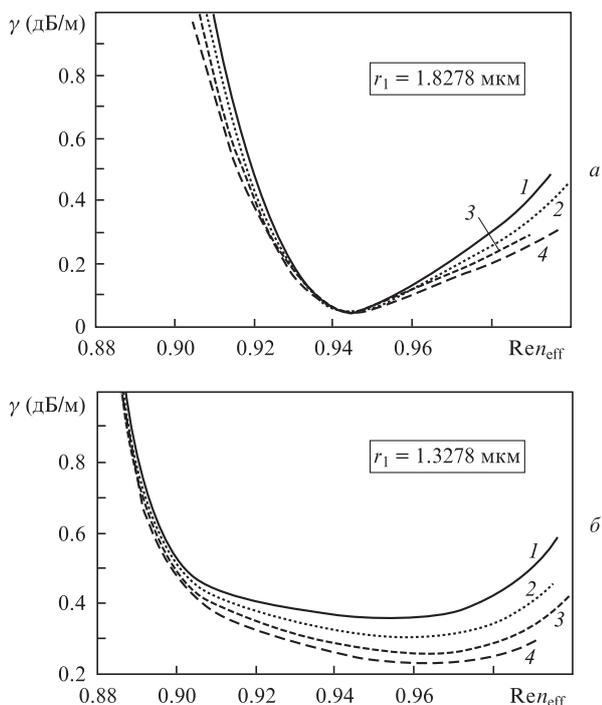


Рис.4. Зависимости минимальных оптических потерь от эффективного показателя преломления при различных  $r_1$ . Номера кривых соответствуют номеру корня дисперсионного уравнения. На рис.4,а кривая 1 построена в окрестности точки В (см. рис.3,б), кривая 2 – в окрестности точки D, и так далее. Параметры периодической оболочки волокна те же, что и на рис.3,  $\lambda_0 = 1$  мкм.

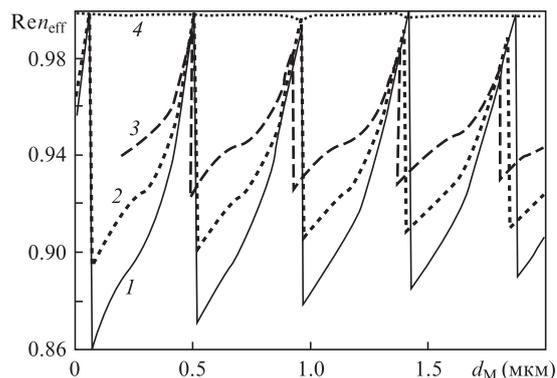


Рис.5. Зависимости эффективного показателя преломления для мод с минимальными оптическими потерями от толщины промежуточного слоя при  $r_1 = 1.3278$  (1), 1.525 (2), 1.8278 (3) и 9.0 мкм (4). Вертикальные участки кривых соединяют различные корни решения дисперсионного уравнения при равных оптических потерях и проведены для наглядности, чтобы различать волокна с различной сердцевиной. Параметры периодической оболочки те же, что и на рис.3.

ческими потерями. Резкие изменения величины  $Re n_{eff}$  соответствуют ситуации, когда модой с минимальными оптическими потерями становится мода, принадлежащая другой корневой кривой. Для наглядности мы соединили ветви различных корневых кривых, относящихся к заданному  $r_1$ . Хотя вертикальные участки кривых на рис.5 не описывают поведения  $Re n_{eff}$  реальных мод в световоде, их можно использовать для оценки диапазона изменения эффективного показателя преломления.

Отметим, что с ростом радиуса сердцевины диапазон разрешенных направлений волнового вектора уменьшается. Варьируя параметры промежуточного слоя, можно менять направление волнового вектора в разрешенном диапазоне.

В работе [8] было отмечено, что в зависимости от длины волны изменение размеров периода слоистой оболочки приводит к появлению двух режимов распространения света. Для длинноволнового излучения спектр пропускания определяется брэгговским отражением от нескольких пар слоев с высоким и низким показателями преломления. Но если период структуры превышает длину волны излучения в вакууме, то при дальнейшем утолщении структуры ее спектральные особенности описываются уже антирезонансной моделью.

В работах, посвященных антирезонансным явлениям в брэгговских световодах, одновременно варьировались толщины всех идентичных слоев периодической оболочки [8, 13, 17, 18]. Установлено, что наибольшее влияние на положение резонансов оказывает прилегающий к сердцевине слой оболочки с высоким показателем преломления.

Изменение параметров прилегающего слоя при фиксированных диаметре сердцевины и толщинах слоев периодической оболочки также влияет на оптические свойства световода. Например, линейное уменьшение размеров промежуточного слоя ( $d_M \gg \lambda_0$ ) вдоль оси волокна приводит не только к периодическим колебаниям оптических потерь, но и к периодическим осцилляциям рассеяния излучения боковой поверхностью световода [19].

На рис.6 представлены зависимости оптических потерь брэгговского волокна от толщины промежуточного слоя  $d_M$  для излучения с  $\lambda_0 = 1$  мкм при различных радиусах  $r_1$ . Оптические потери (вычисленные в соответствии с

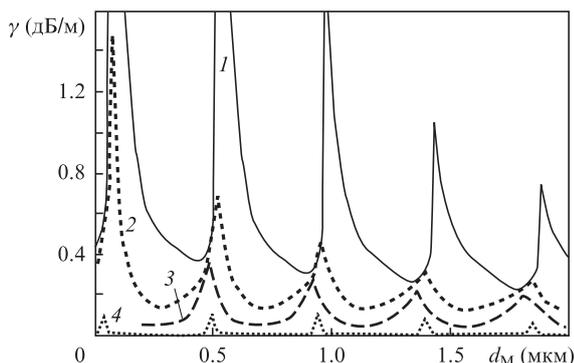


Рис.6. Зависимости оптических потерь волокна от толщины промежуточного слоя при  $r_1 = 1.3278$  (1), 1.525 (2), 1.8278 (3) и 9.0 мкм (4). Параметры периодической оболочки те же, что и на рис.3,  $\lambda_0 = 1$  мкм.

результатирующей кривой ABCDEFGHI на рис.3,б) периодически зависят от  $d_M$ , причем как минимальные, так и максимальные потери для каждого периода чуть меньше, чем для предыдущего. С увеличением  $d_M$  уменьшается и разность между максимальным и минимальным значениями оптических потерь.

Условие резонанса или антирезонанса в промежуточном слое можно записать в следующем виде [13]:

$$k_2 d_M = \pi s, \quad (9)$$

где  $k_2$  – поперечная компонента волнового вектора в промежуточном слое;  $s$  – целое число для резонанса и полуцелое для антирезонанса. Для кривой 3 ( $r_1 = 1.8278$  мкм) оптические потери максимальны при  $d_M = 0.488, 0.926, 1.364$  и  $1.801$  мкм, для которых  $\text{Re}n_{\text{eff}} = 0.988, 0.983, 0.980$  и  $0.977$  соответственно. Из-за изменения значений  $\text{Re}n_{\text{eff}}$  незначительно меняются и значения  $k_2$ , равные  $7006639.575, 7035515.209, 7052018.392$  и  $7068432.673 \text{ м}^{-1}$ . Подставив эти данные в уравнение (9), получим  $s = 1.088, 2.074, 3.062$  и  $4.052$ . Для минимумов оптических потерь  $s = 1.597, 2.596, 3.603$  и  $4.602$ .

Для кривой 4 ( $r_1 = 9.0$  мкм) экстремумам оптических потерь отвечают  $s = 1.079, 1.587, 2.079, 2.587, 3.079, 3.588$  и  $4.072$ . Если пренебречь незначительными изменениями в величине  $k_2$  для соседних резонансов, то расстояние между ними  $\Delta d_M = \pi/k_2$ . Для усредненной величины  $k_2$  промежуточного слоя с  $r_1 = 1.8278$  мкм рассчитанное значение  $\Delta d_M = 446.1$  нм. В соответствии с рис.6 среднее расстояние между максимумами оптических потерь для кривой 3 равно  $437.7$  нм.

Приведенные оценки позволяют сделать вывод, что периодическая зависимость оптических потерь от толщины слоя вызвана наличием резонансов и антирезонансов в промежуточном слое. Небольшое несовпадение в приведенных выше значениях  $\Delta d_M$  может быть вызвано следующими причинами: 1) функции Бесселя не являются строго периодическими и 2) возможно влияние резонансов оболочки в целом, а также составляющих ее слоистых резонаторов.

В работах [19, 20] было показано, что периодическое изменение оптических потерь при изменении толщины промежуточного слоя находится в хорошем соответствии с результатами, полученными на основе антирезонансной модели. При антирезонансе в промежуточном слое оптические потери излучения, распространяющегося че-

рез сердцевину, уменьшаются, а при резонансе – увеличиваются. Проведенный выше модовый анализ позволяет утверждать, что условие резонанса соответствует двухмодовому режиму распространения излучения по волокну, а условие антирезонанса – одномодовому (рис.3,б).

В настоящей работе основное внимание было уделено вариациям толщины промежуточного слоя, однако схожие результаты дают и изменения его показателя преломления. Следует отметить, что антирезонансные свойства промежуточного слоя более отчетливо проявляются в случае, когда его показатель преломления выше, чем у слоя периодической оболочки.

## 5. Заключение

Проведено рассмотрение модового состава излучения и оптических потерь мод для брэгговского световода с полой сердцевиной и дополнительным слоем, находящимся между сердцевиной и периодической оболочкой. Для расчета оптических характеристик использован метод матриц переноса. Численные расчеты для известного брэгговского волокна с варьируемой толщиной промежуточного слоя показали возможность работы как в одномодовом, так и в двухмодовом режиме пропускания. Основными модами рассмотренного световода являлись поперечные моды  $TE_{01}$  и  $TE_{02}$ . Показано, что любая мода  $TE_{0k}$  базового стандартного брэгговского волокна может быть преобразована в основную моду БВПС при соответствующих значениях толщины промежуточного слоя. Сравнение толщин промежуточного слоя, отвечающих максимумам и минимумам оптических потерь волокна, которые рассчитывались численно с помощью матриц переноса и в рамках антирезонансной модели, продемонстрировало хорошее согласие результатов. Показано, что двухмодовый режим возбуждения волокна соответствует наличию резонанса в промежуточном слое, а одномодовый – антирезонансному условию

- Xu Y., Lee R.K., Yariv A. *Opt. Lett.*, **25**, 1756 (2000).
- Bassett I.M., Argyros A. *Opt. Express*, **10**, 1342 (2002).
- Алешина С.С., Лихачев М.Е., Успенский Ю.А. и др. *Квантовая электроника*, **40**, 893 (2010).
- Лихачев М.Е., Семенов С.Л., Бубнов М.М. и др. *Квантовая электроника*, **36**, 581 (2006).
- Yeh P., Yariv A., Marom E.J. *J. Opt. Soc. Am.*, **68**, 1196 (1978).
- Martijn de Sterke C., Bassett I.M., Street A.G. *J. Appl. Phys.*, **76**, 680 (1994).
- Kawanishi T., Izutsu M. *Opt. Express*, **7**, 10 (2000).
- Abeeluck A.K., Litchinitser N.M., et al. *Opt. Express*, **10**, 1320 (2002).
- Argyros A. *Opt. Express*, **10**, 1411 (2002).
- Guo Sh., Albin S., Rogowski R.S. *Opt. Express*, **12**, 198 (2004).
- Mizrahi A., Schachter L. *Opt. Express*, **12**, 3156 (2004).
- Sakai Jun-ichi, Nouchi P. *Opt. Commun.*, **249**, 153 (2005).
- Бирюков А.С., Богданович Д.В., Гапонов Д.А. и др. *Квантовая электроника*, **38**, 620 (2008).
- Chew W.C. *Waves and Fields in Inhomogeneous Media* (New York: Van Nostrand, 1990).
- Калитеевский М.А., Николаев В.В., Abram R.A. *Оптика и спектроскопия*, **88**, 871 (2000).
- Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. *Специальные функции* (М.: Наука, 1964).
- Litchinitser N.M., Abeeluck A.K., Headley C. *Opt. Lett.*, **27**, 1592 (2002).
- Litchinitser N.M., Dunn S.C., Usner V., et al. *Opt. Express*, **11**, 1243 (2003).
- Кульчин Ю.Н., Зинин Ю.А., Нагорный И.Г. и др. *Оптика и спектроскопия*, **111**, 858 (2011).
- Кульчин Ю.Н., Зинин Ю.А., Нагорный И.Г. *Письма в ЖТФ*, **37**, 58 (2011).