01;07;12

Затухание мод микроструктурных оптических волокон с поглощающими покрытиями

© А.Б. Сотский,[1] Л.И. Сотская,[2] В.П. Минкович,[3] D. Monzon-Hernandez[3]

[1] Могилевский государственный университет им. А.А. Кулешова,
212022 Могилев, Белоруссия
[2] Белорусско-Российский университет,
212005 Могилев, Белоруссия
[3] Centro de Investigationes en Optica,
37150 Leon, Mexico
e-mail: ab_sotsky@mail.ru

(Поступило в Редакцию 16 июня 2008 г.)

Теоретически и экспериментально исследованы характеристики вытекающих мод фотонно-кристаллических волокон с поглощающими покрытиями конечной толщины. Показано, что при стабильной толщине покрытия для данных волокон характерен квазипериодический спектр пропускания. Его период и глубина модуляции определяются эффектом резонансной связи мод волокна и покрытия. Поскольку постоянные распространения мод покрытия чувствительны к параметрам окружающей среды, обнаруженный эффект перспективен для сенсорных приложений.

PACS: 42.81.Dp, 42.81.Qb, 42.82.Et

Введение

Ныне интенсивно исследуются микроструктурные оптические волокна (МОВ), волноведущие области которых образованы наборами микроскопических воздушных каналов в диэлектрической среде (оболочке волокна). Хорошо известно, что моды таких волокон вытекают из волноводного канала [1,2]. В результате они могут взаимодействовать с покрытием волокна, которое обычно изготавливается из поглощающего материала с увеличенным относительно оболочки показателем преломления (стандартные функции покрытия состоят в придании механической прочности волокну и фильтрации мод оболочки).

В настоящей работе анализируются эффекты, связанные с таким взаимодействием. В частности, показано, что МОВ с поглощающим покрытием конечной толщины может иметь квазипериодический спектр пропускания. Характеристики этого спектра определяются резонансной связью основной моды МОВ с вытекающими модами покрытия и зависят от параметров покрытия.

Следует отметить, что свойства вытекающих мод МОВ рассматривались в ряде работ [1–6]. Однако использованные при этом методы расчета не позволяли исследовать МОВ с покрытиями конечной толщины. В настоящей работе это ограничение устранено путем обобщения строгого метода интегральных уравнений, предложенного ранее в [4,5].

Стимулом к проведению исследования послужили экспериментальные данные. До сих пор эффект квазипериодичности в спектрах пропускания, перспективный для ряда приложений в сенсорных и телекоммуникационных системах [7], наблюдался в изогнутых МОВ и в МОВ, содержащих тейпер, получаемый в результате локального разогрева и растяжения волокна [8,9]. Однако, как показали наши эксперименты, данный эффект может иметь место и в продольно-регулярных МОВ. Он иллюстрируется на рис. 1, где $\Delta(\lambda) = 10\log_{10}[I(\lambda)I_0^{-1}]$, $I(\lambda)$ — интенсивность излучения с длиной волны λ на выходе волокна, $I_0 = I(0.7\,\mu\mathrm{m})$. Представленная кривая получена при исследовании МОВ, изготовленного по технологии, описанной в [10]. Волноведущая область данного волокна образована тремя гексагональными кольцами воздушных каналов в кварцевой оболочке (рис. 1). Средние радиус сечения каналов и расстояние между центрами соседних каналов равны $a = 1.43\,\mu$m и

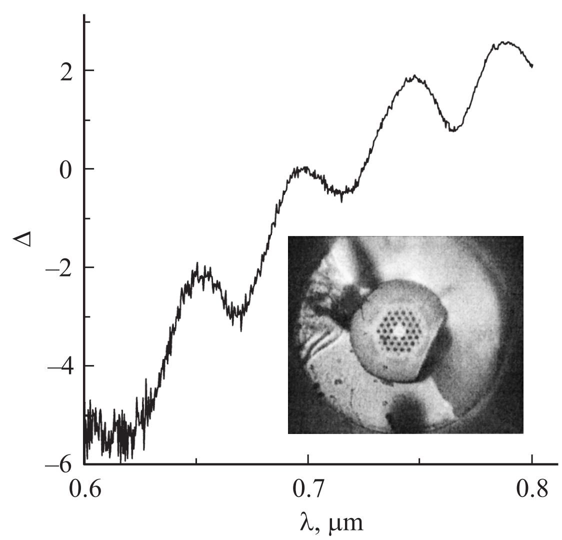

Рис. 1. Экспериментальный спектр пропускания МОВ с поглощающим полимерным покрытием. На вставке — фотография скола данного МОВ.

$\Lambda = 8.54\,\mu$m соответственно. На оболочку МОВ радиуса $A = 61.5\,\mu$m нанесено поглощающее полимерное покрытие со средней толщиной $67.5\,\mu$m.

Зависимость на рис. 1 получена при возбуждении прямолинейного отрезка описанного волокна длиной $L = 1845$ mm пучком белого света, сфокусированным на торец волокна. Волокно находилось в воздушном окружении. Спектр излучения на его выходе анализировался при помощи монохроматора с разрешением 0.5 nm. Из рис. 1 видна квазипериодичность пропускания волокна в зависимости от длины волны излучения. Можно предположить, что такой характер пропускания связан с взаимодействием вытекающих мод МОВ с покрытием волокна, поскольку иная их интерпретация затруднительна.

Теоретическая модель

Сформулируем метод расчета модовых характеристик МОВ с покрытиями конечной толщины. Поперечное сечение рассматриваемых волокон представлено на рис. 2. Оно содержит n круговых включений в круговой оболочке радиуса A. Радиус и диэлектрическая проницаемость l-го включения равны a_l и ε_l соответственно. Проницаемость оболочки равна ε_s. В области $A < \rho < B$ находится покрытие волокна. Оно имеет проницаемость ε_c. Волокно окружено однородной средой с проницаемостью ε_a. Величины ε_l $(l = \overline{1, n})$, ε_c и ε_a предполагаются комплексными. В дальнейшем будем использовать глобальные декартовы координаты x, y с началом отсчета в геометрическом центре волокна, глобальные полярные координаты ρ, φ и локальные полярные координаты ρ_l, φ_l, в которых значение $\rho_l = 0$ соответствует центру l-го включения (рис. 2).

Пусть зависимость оптического поля от времени t и продольной координаты z описывается множителем $\exp[i(\omega t - \beta z)]$, где β — комплексная постоянная распространения моды. Тогда поперечные компоненты магнитного поля моды H_j $(j = x, y)$ будут удовлетворять интегральным уравнениям [5]

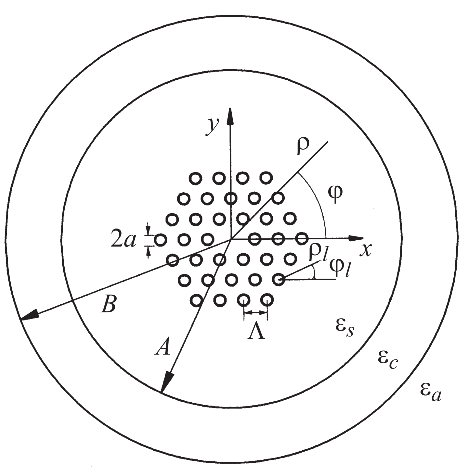

Рис. 2. Поперечное сечение микроструктурного оптического волокна с покрытием.

$$H_j(x, y) = \frac{i}{4} \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} H_0^{(2)}(\chi_s r) f_j(x', y') dy'. \qquad (1)$$

Здесь $H_0^{(2)}(\chi_s r)$ — функция Ханкеля, $\chi_s = \sqrt{k_0^2\varepsilon_s - \beta^2}$ ($\mathrm{Re}\,\chi_s > 0$, если $\mathrm{Re}(k_0^2\varepsilon_s - \beta^2) > 0$, $\mathrm{Im}\,\chi_s < 0$, если $\mathrm{Re}(k_0^2\varepsilon_s - \beta^2) < 0$), $k_0 = \lambda^{-1}2\pi$ — волновое число вакуума, $r = \sqrt{(x' - x)^2 + (y' - y)^2}$,

$$f_j(x, y) = E\,\frac{\partial\varepsilon}{\partial\xi_j} - k_0^2\Delta\varepsilon H_j, \qquad (2)$$

$$E = \varepsilon^{-1}(\nabla_x H_y - \nabla_y H_x), \qquad (3)$$

$\xi_x = -y$, $\xi_y = x$, $\Delta\varepsilon = \varepsilon(x, y) - \varepsilon_s$, $\varepsilon(x, y)$ — диэлектрическая проницаемость пространства. Поскольку функции $f_j(x, y)$ отличны от нуля только внутри включений, в покрытии волокна и в окружающей волокно среде, в данных областях соотношения (1) представляют собой строгие интегральные уравнения, а вне этих областей они являются прямыми расчетными формулами.

С целью алгебраизации уравнений (1) определим базисы для представлений функций $H_j(x, y)$. Внутри включений и в окружающей волокно среде функции $H_j(x, y)$ могут быть записаны в виде рядов по цилиндрическим функциям [5]

$$H_j = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} A_{l\nu}^{(j)} J_\nu(\chi_l\rho_l) \exp(i\nu\varphi_l) \quad (\rho_l \le a_l), \qquad (4)$$

$$H_j = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} C_\nu^{(j)} H_\nu^{(2)}(\chi_a\rho) \exp(i\nu\varphi) \quad (\rho \ge B), \qquad (5)$$

где $A_{l\nu}^{(j)}, C_\nu^{(j)}$ — неизвестные коэффициенты, $\chi_l = \sqrt{k_0^2\varepsilon_l - \beta^2}$, $\chi_a = \sqrt{k_0^2\varepsilon_a - \beta^2}$ ($\mathrm{Im}\,\chi_a < 0$ для собственных мод, $\mathrm{Re}\,\chi_a > 0$ для мод, вытекающих в окружающую среду). В покрытии волокна функции $H_j(x, y)$ должны удовлетворять уравнению Гельмгольца

$$(\nabla_x^2 + \nabla_y^2 + \chi_c^2)H_j = 0,$$

где $\chi_c = \sqrt{k_0^2\varepsilon_c - \beta^2}$. Общее решение этого уравнения зададим в форме

$$H_j = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \left[B_{1\nu}^{(j)} J_\nu(\chi_c\rho) + B_{2\nu}^{(j)} H_\nu^{(2)}(\chi_c\rho)\right] \exp(i\nu\varphi), \qquad (6)$$

где $B_{1\nu}^{(j)}$ и $B_{2\nu}^{(j)}$ — неизвестные коэффициенты.

Запишем уравнения (1) в виде

$$H_x + (-1)^p iH_y = I_p + I_{sc}^{(p)} + I_{ca}^{(p)} + \sum_{l=1}^{n} \Omega_p^{(l)}, \qquad (7)$$

где p принимает значения 0 и 1. Слагаемые $\Omega_p^{(l)}$ в (7) представляют собой результат интегрирования правых частей уравнений (1) по области l-го включения. Согласно [3],

$$\Omega_p^{(l)} = H_x + (-1)^p iH_y + \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} J_\nu(\chi_s\rho_l)\exp(i\nu\varphi_l) \times \left[R_{l\nu}^{1p}\bar{A}_{l\nu}^{(p)} + R_{l\nu}^{2p}\bar{A}_{l\nu+\sigma}^{(q)}\right] \quad \text{при} \quad \rho_l < a_l, \tag{8}$$

$$\Omega_p^{(l)} = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} H_\nu^{(2)}(\chi_s\rho_l)\exp(i\nu\varphi_l)\left[S_{l\nu}^{1p}\bar{A}_{l\nu}^{(p)} + S_{l\nu}^{2p}\bar{A}_{l\nu+\sigma}^{(q)}\right] \quad \text{при} \quad \rho_l > a_l \tag{9}$$

где

$$R_{l\nu}^{10} = K_l\Big\{\left[\varepsilon_s\varepsilon_l^{-1}J_{\nu-1}(\chi_l a_l) - J_{\nu+1}(\chi_l a_l)\right]H_\nu^{(2)}(\chi_s a_l) - \chi_s\chi_l^{-1}\left[H_{\nu-1}(\chi_s a_l) - H_{\nu+1}(\chi_s a_l)\right]J_\nu(\chi_l a_l)\Big\},$$

$$R_{l\nu}^{20} = K_l(\varepsilon_s\varepsilon_l^{-1} - 1)H_\nu^{(2)}(\chi_s a_l)J_{\nu-1}(\chi_l a_l),$$

$$R_{l\nu}^{k1} = R_{l\nu}^{k0} + 0.5i\pi\nu(1 - \varepsilon_s\varepsilon_l^{-1})H_\nu^{(2)}(\chi_s a_l)J_\nu(\chi_l a_l),$$

$$S_{l\nu}^{kp} = \left[H_\nu^{(2)}(\chi_s a_l)\right]^{-1}\left[J_\nu(\chi_s a_l)R_{l\nu}^{kp} + (2-k)J_\nu(\chi_l a_l)\right],$$

$$K_l = 0.25i\pi a_l\chi_l, \quad \bar{A}_{l\nu}^{(p)} = A_{l\nu}^{(x)} + (-1)^p iA_{l\nu}^{(y)},$$

$$q = 1 - p, \quad \sigma = 2(p - q).$$

Величины

$$I_{sc}^{(p)} = 0.25A(-1)^p(\varepsilon_s - \varepsilon_c) \times \int_0^{2\pi} \exp\left[i(-1)^p\varphi'\right]\left[H_0^{(2)}(\chi_s r)E\right]_{\rho'=A} d\varphi', \tag{10}$$

$$I_{ca}^{(p)} = 0.25B(-1)^p(\varepsilon_c - \varepsilon_a) \times \int_0^{2\pi} \exp\left[i(-1)^p\varphi'\right]\left[H_0^{(2)}(\chi_s r)E\right]_{\rho'=B} d\varphi', \tag{11}$$

появились в (7) после интегрирования дельта-функций Дирака, которыми в (2) представляются производные ступенчатой функции $\varepsilon(x', y')$. Здесь

$$x = \rho\cos\varphi, \quad y = \rho\sin\varphi, \quad x' = \rho\cos\varphi', \quad y' = \rho\sin\varphi'$$

и в силу (3), (5), (6)

$$E(A, \varphi') = -0.5i\chi_c\varepsilon_c^{-1}\sum_{\nu=-\infty}^{\infty}\Big\{\exp\left[i(\nu-1)\varphi'\right] \times \left[\bar{B}_{1\nu}^{(0)}J_{\nu-1}(\chi_c A) + \bar{B}_{2\nu}^{(0)}H_{\nu-1}^{(2)}(\chi_c A)\right] + \exp\left[i(\nu+1)\varphi'\right] \times \left[\bar{B}_{1\nu}^{(1)}J_{\nu+1}(\chi_c A) + \bar{B}_{2\nu}^{(1)}H_{\nu+1}^{(2)}(\chi_c A)\right]\Big\}, \tag{12}$$

$$E(B, \varphi') = -0.5i\chi_a\varepsilon_a^{-1} \times \sum_{\nu=-\infty}^{\infty}\Big\{\exp\left[i(\nu-1)\varphi'\right]H_{\nu-1}^{(2)}(\chi_a B)\bar{C}_\nu^{(0)} + \exp\left[i(\nu+1)\varphi'\right]H_{\nu+1}^{(2)}(\chi_a B)\bar{C}_\nu^{(1)}\Big\}, \tag{13}$$

где

$$\bar{B}_{j\nu}^{(p)} = B_{j\nu}^{(x)} + (-1)^p iB_{j\nu}^{(y)}, \quad \bar{C}_\nu^{(p)} = C_\nu^{(x)} + (-1)^p iC_\nu^{(y)}.$$

Фигурирующий в (7) интеграл

$$I_p = -0.25ik_0^2 \iint_{\rho'>A} \Delta\varepsilon H_0^{(2)}(\chi_s r)\left[H_x + (-1)^p iH_y\right]dx'dy'$$

с использованием теоремы Грина (подробно подобные выкладки описаны в [5]) может быть представлен в форме

$$I_p = \frac{1}{4i}\int_0^{2\pi}\left\{A\left[H_0^{(2)}(\chi_s r)\frac{\partial}{\partial\rho'}h_p\right]\Bigg|_{\rho'=A-0}^{\rho'=A+0} + B\left[H_0^{(2)}(\chi_s r)\frac{\partial}{\partial\rho'}h_p\right]\Bigg|_{\rho'=B-0}^{\rho'=B+0}\right\}d\varphi', \tag{14}$$

где

$$h_p(\rho', \varphi') = \begin{cases} H_x + (-1)^p iH_y & \text{при } \rho' \geq A, \\ \displaystyle\sum_{\nu=-\infty}^{\infty}\exp(i\nu\varphi')J_\nu(\chi_s\rho')[J_\nu(\chi_s A)]^{-1}\times \\ \quad\times[\bar{B}_{1\nu}^{(p)}J_\nu(\chi_c A) + \bar{B}_{2\nu}^{(p)}H_\nu^{(2)}(\chi_c A)] & \text{при } \rho' \leq A. \end{cases} \tag{15}$$

Приняв во внимание представление функции Ханкеля [11]

$$H_0^{(2)}(\chi_s r) = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty}\exp\left[i\nu(\varphi - \varphi')\right] \times \begin{cases} H_\nu^{(2)}(\chi_s\rho')J_\nu(\chi_s\rho) & \text{при } \rho < \rho', \\ J_\nu(\chi_s\rho')H_\nu^{(2)}(\chi_s\rho) & \text{при } \rho > \rho' \end{cases} \tag{16}$$

и перейдя в (9) к глобальным полярным координатам на основании теоремы сложения цилиндрических функций Графа [11], заключаем, что в области $\rho > A$ уравнения (7) эквивалентны записи

$$\delta H_p(\rho, \varphi) = 0, \tag{17}$$

где

$$\delta H_p = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty}\left[U_\nu^{(p)}H_\nu^{(2)}(\chi_s\rho) + V_\nu^{(p)}J_\nu(\chi_s\rho)\right]\exp(i\nu\varphi) \quad \text{при} \quad A < \rho < B, \tag{18}$$

$$\delta H_p = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \Big\{ U_\nu^{(p)} + V_\nu^{(p)} J_\nu(\chi_s B) \big[H_\nu^{(2)}(\chi_s B)\big]^{-1} \Big\}$$

$$\times H_\nu^{(2)}(\chi_s \rho) \exp(i\nu\varphi) \quad \text{при} \ \rho > B, \tag{19}$$

$$U_\nu^{(p)} = D_\nu^{(p)} + \frac{AJ_\nu(\chi_s A)}{4} \int_0^{2\pi} \Big\{ (-1)^{p+1}(\varepsilon_c - \varepsilon_s)$$

$$\times \exp\big[i(-1)^p \varphi'\big] E(A, \varphi') - i \frac{\partial}{\partial \rho'} h_p \Big|_{\rho'=A-0}^{\rho'=A+0} \Big\}$$

$$\times \exp(-i\nu\varphi') d\varphi', \tag{20}$$

$$V_\nu^{(p)} = \frac{BH_\nu^{(2)}(\chi_s B)}{4} \int_0^{2\pi} \Big\{ (-1)^{p+1}(\varepsilon_a - \varepsilon_c)$$

$$\times \exp\big[i(-1)^p \varphi'\big] E(B, \varphi') - i \frac{\partial}{\partial \rho'} h_p \Big|_{\rho'=B-0}^{\rho'=B+0} \Big\}$$

$$\times \exp(-i\nu\varphi') d\varphi', \tag{21}$$

$$D_\nu^{(p)} = \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} (-1)^{\mu-\nu} \sum_{l=1}^{n} \big(F_{\mu-\nu}^{(l)} S_{l\mu}^{1p} \bar{A}_{l\mu}^{(p)}$$

$$+ F_{\mu-\nu-\sigma}^{(l)} S_{l\mu-\sigma}^{2p} \bar{A}_{l\mu}^{(q)} \big), \tag{22}$$

$$F_\nu^{(l)} = J_\nu(\chi_s \rho^{(l)}) \exp(i\nu\varphi^{(l)}),$$

$\rho^{(l)}$ и $\varphi^{(l)}$ — глобальные полярные координаты центра l-го включения. Как следует из (17) –(19),

$$V_\nu^{(p)} = 0, \tag{23}$$

$$U_\nu^{(p)} = 0. \tag{24}$$

После подстановки в (21) выражений (12), (13), (15) и интегрирования по угловой переменной φ' заключаем, что уравнения (23) обращаются в тождества при условии, что

$$\bar{B}_{k\nu}^{(p)} = Q_{p\nu}^{k11} \bar{C}_\nu^{(p)} + Q_{p\nu}^{k21} \bar{C}_{\nu+\sigma}^{(q)}, \tag{25}$$

где

$$Q_{0\nu}^{111} = K_B \Big\{ \chi_c \chi_a^{-1} H_\nu^{(2)}(\chi_a B) \big[H_{\nu-1}^{(2)}(\chi_c B) - H_{\nu+1}^{(2)}(\chi_c B) \big]$$

$$- H_\nu^{(2)}(\chi_c B) \big[\varepsilon_c \varepsilon_a^{-1} H_{\nu-1}^{(2)}(\chi_a B) - H_{\nu+1}^{(2)}(\chi_a B) \big] \Big\},$$

$$Q_{0\nu}^{211} = K_B \Big\{ J_\nu(\chi_c B) \big[\varepsilon_c \varepsilon_a^{-1} H_{\nu-1}^{(2)}(\chi_a B) - H_{\nu+1}^{(2)}(\chi_a B) \big]$$

$$- \chi_c \chi_a^{-1} H_\nu^{(2)}(\chi_a B) \big[J_{\nu-1}(\chi_c B) - J_{\nu+1}(\chi_c B) \big] \Big\},$$

$$Q_{0\nu}^{121} = K_B (1 - \varepsilon_c \varepsilon_a^{-1}) H_{\nu-1}^{(2)}(\chi_a B) H_\nu^{(2)}(\chi_c B),$$

$$Q_{0\nu}^{221} = K_B (1 - \varepsilon_c \varepsilon_a^{-1}) H_{\nu-1}^{(2)}(\chi_a B) J_\nu(\chi_c B),$$

$$Q_{1\nu}^{1k1} = Q_{0\nu}^{1k1} - 0.5 i\pi\nu (1 - \varepsilon_c \varepsilon_a^{-1}) H_\nu^{(2)}(\chi_c B) H_\nu^{(2)}(\chi_a B),$$

$$Q_{1\nu}^{2k1} = Q_{0\nu}^{2k1} - 0.5 i\pi\nu (1 - \varepsilon_c \varepsilon_a^{-1}) J_\nu(\chi_c B) H_\nu^{(2)}(\chi_a B),$$

$$K_B = 0.25 i\pi \chi_a B.$$

Из (6), (12), (15), (20), (25) находим

$$U_\nu^{(p)} = D_\nu^{(p)} + L_{1\nu}^{(p)} \bar{C}_\nu^{(p)} + L_{2\nu}^{(p)} \bar{C}_{\nu+\sigma}^{(q)}, \tag{26}$$

где

$$L_{k\nu}^{(p)} = Q_{p\nu}^{1k1} Q_{p\nu}^{112} + Q_{p\nu}^{2k1} Q_{p\nu}^{212} + Q_{p\nu+\sigma}^{1l1} Q_{p\nu}^{122} + Q_{q\nu+\sigma}^{2l1} Q_{p\nu}^{222}$$

$$\big(l = k + (-1)^{k-1} \big),$$

$$Q_{0\nu}^{112} = K_A \Big\{ \chi_s \chi_c^{-1} J_\nu(\chi_c A) \big[J_{\nu-1}(\chi_s A) - J_{\nu+1}(\chi_s A) \big]$$

$$- J_\nu(\chi_s A) \big[\varepsilon_s \varepsilon_c^{-1} J_{\nu-1}(\chi_c A) - J_{\nu+1}(\chi_c A) \big] \Big\},$$

$$Q_{0\nu}^{212} = K_A \Big\{ \chi_s \chi_c^{-1} H_\nu^{(2)}(\chi_c A) \big[J_{\nu-1}(\chi_s A) - J_{\nu+1}(\chi_s A) \big]$$

$$- J_\nu(\chi_s A) \big[\varepsilon_s \varepsilon_c^{-1} H_{\nu-1}^{(2)}(\chi_c A) - H_{\nu+1}^{(2)}(\chi_c A) \big] \Big\},$$

$$Q_{0\nu}^{122} = K_A (1 - \varepsilon_s \varepsilon_c^{-1}) J_{\nu-1}(\chi_c A) J_\nu(\chi_s A),$$

$$Q_{0\nu}^{222} = K_A (1 - \varepsilon_s \varepsilon_c^{-1}) H_{\nu-1}^{(2)}(\chi_c A) J_\nu(\chi_s A),$$

$$Q_{1\nu}^{1k2} = Q_{0\nu}^{1k2} - 0.5 i\pi\nu (1 - \varepsilon_s \varepsilon_c^{-1}) J_\nu(\chi_c A) J_\nu(\chi_s A),$$

$$Q_{1\nu}^{2k2} = Q_{0\nu}^{2k2} - 0.5 i\pi\nu (1 - \varepsilon_s \varepsilon_c^{-1}) H_\nu^{(2)}(\chi_c A) J_\nu(\chi_s A),$$

$$K_A = 0.25 i\pi \chi_c A.$$

Как следует из (10), (14), (23), (26), в области $\rho < A$ уравнения (7) имеют вид

$$H_x + (-1)^p i H_y - \sum_{l=1}^{n} \Omega_p^{(l)}$$

$$= \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \big[T_{1\nu}^{(p)} \bar{C}_\nu^{(p)} + T_{2\nu}^{(p)} \bar{C}_{\nu+\sigma}^{(q)} \big] J_\nu(\chi_s \rho) \exp(i\nu\varphi), \tag{27}$$

где

$$T_{k\nu}^{(p)} = \big[J_\nu(\chi_s A) \big]^{-1} \big[Q_{p\nu}^{1k1} J_\nu(\chi_c A) + Q_{p\nu}^{2k1} H_\nu^{(2)}(\chi_c A)$$

$$+ L_{k\nu}^{(p)} H_\nu^{(2)}(\chi_s A) \big].$$

После поочередного приведения ряда в правой части (27) к локальным координатам включений на основании теоремы Графа уравнения (27) в области $\rho_l < a_l$ сводятся к соотношениям

$$\sum_{\nu=-\infty}^{\infty} W_{l\nu}^{(p)} J_\nu(\chi_s \rho_l) \exp(i\nu\varphi_l) = 0,$$

эквивалентным

$$W_{l\nu}^{(p)} = 0, \tag{28}$$

где $l = \overline{1, n}$;

$$W_{l\nu}^{(p)} = R_{l\nu}^{1p}\bar{A}_{l\nu}^{(p)} + R_{l\nu}^{2p}\bar{A}_{l\nu+\sigma}^{(q)} + \sum_{\mu=-\infty}^{\infty}\Big[F_{\mu-\nu}^{(l)}T_{1\mu}^{(p)}\bar{C}_{\mu}^{(p)}$$

$$+ F_{\mu-\nu-\sigma}^{(l)}T_{2\mu-\sigma}^{(p)}\bar{C}_{\mu}^{(q)} + \sum_{k\neq l}(G_{\mu-\nu}^{lk}S_{k\mu}^{1p}\bar{A}_{k\mu}^{(p)}$$

$$+ G_{\mu-\nu-\sigma}^{lk}S_{k\mu-\sigma}^{2p}\bar{A}_{k\mu}^{(q)})\Big], \qquad (29)$$

$$G_{\nu}^{lk} = H_{-\nu}^{(2)}(\chi_s\rho_{lk})\exp(i\nu\varphi_{lk}),$$

ρ_{lk} и φ_{lk} — полярные координаты центра k-го включения в локальной системе координат l-го включения.

Согласно (22), (26), (29), уравнения (24) и (28) образуют бесконечную однородную алгебраическую систему, которая в матричной форме может быть записана как

$$MX = 0, \qquad (30)$$

где X является вектором, составленным из неизвестных коэффициентов $\bar{A}_{l\nu}^{(p)}$ и $\bar{C}_{\nu}^{(p)}$. Можно показать, что в частных случаях МОВ с бесконечной однородной оболочкой и МОВ с покрытием бесконечной толщины система уравнений (30) переходит в известные системы, полученные ранее в [3,5].

Для практического решения системы (30) в рядах (4)–(6) следует удержать только члены с номерами $|\nu| < m$, что эквивалентно интегрированию уравнений (7) методом квадратур [12]. В этом случае размерность матрицы M равна $N \times N$, где $N = 2(n+1)(2m+1)$. Значение комплексной постоянной распространения моды β может быть найдено из уравнения $\det M = 0$. Последующий расчет поля моды на основании (4)–(6), (25), (27) и уравнений Максвелла

$$H_z = (i\beta)^{-1}(\nabla_x H_x + \nabla_y H_y), \quad \mathbf{E} = (i\omega\varepsilon)^{-1}\boldsymbol{\nabla}\times\mathbf{H}$$

не вызывает затруднений.

Примеры реализации описанного метода представлены в нижеследующих разделах.

Расчет МОВ с поглощающими покрытиями

Предположим, что выполнено условие $\mathrm{Re}(k_0^2\varepsilon_a - \beta^2) < 0$. Данное неравенство означает. что поле моды МОВ экспоненциально убывает при удалении от боковой поверхности волокна. В результате затухание моды будет определяться поглощением излучения в средах [4]. В дальнейшем будем считать, что существенное поглощение имеет место только в оболочке волокна.

Ниже представлены результаты исследования МОВ, волноведущие области которых образованы гексагональными кольцами одинаковых воздушных включений радиусом a в оболочке. Число колец равно N_C (на рис. 2

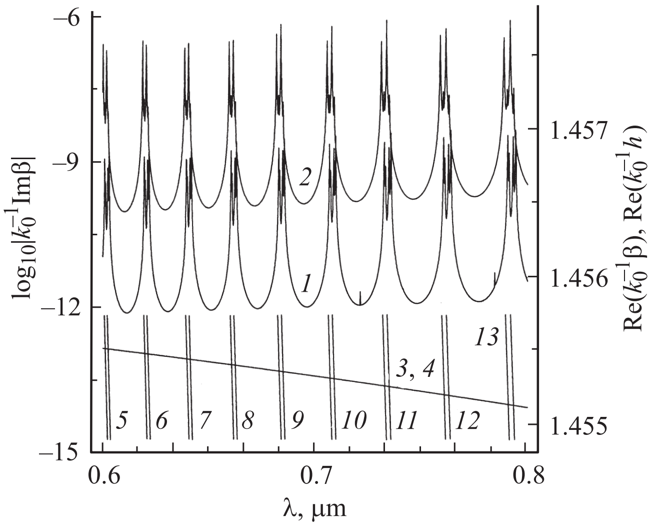

Рис. 3. Дисперсионные зависимости для основной моды МОВ (*1–4*) и для вытекающих мод полимерного покрытия (*5–13*). Кривая *1* — $\mathrm{Im}\,\beta(\lambda)$ при $N_C = 3$, *2* — $\mathrm{Im}\,\beta(\lambda)$ при $N_C = 2$, *3* и *4* — $\mathrm{Re}\,\beta(\lambda)$ при $N_C = 3$ и 2 (в масштабах рисунка кривые *3* и *4* совпадают), *5–13* — $\mathrm{Re}\,h(\lambda)$ (в парах кривых *5–13* левая кривая соответствует TM-, правая — TE-моде).

$N_C = 3$). Расчеты выполнены для МОВ с параметрами $a_l = 1.43\,\mu$m $(l = \overline{1, n})$, $\Lambda = 8.54\,\mu$m, $A = 61.5\,\mu$m (см. Введение) при значениях диэлектрических проницаемостей $\varepsilon_a = \varepsilon_l = 1 - i0$ $(l = \overline{1, n})$, $\varepsilon_s = 2.12 - i0$, $\varepsilon_c = 2.3716 - i6.16 \cdot 10^{-5}$ (два последних значения являются средними по диапазону $0.6 < \lambda < 0.8\,\mu$m для кварцевого стекла и полимерного покрытия, использованных при создании МОВ, упомянутого во Введении).

Из соображений наглядности рассмотрим вначале модовые характеристики МОВ с покрытием сравнительно небольшой толщины $D = B - A = 20\,\mu$m. Они представлены в таблице и на рис. 3, 4. Строки 1–4 таблицы соответствуют основной моде МОВ с $N_C = 3$ и дают представление о сходимости развитой расчетной схемы. Как видно из таблицы, для получения прецизионных данных достаточно выбрать порядок редукции рядов (4)–(6) $m \geq 9$. Строки 5, 6 таблицы соответствуют двум наиболее слабо затухающим высшим модам волокна. Согласно таблице, коэффициенты затухания высших

Постоянные распространения основной $(N = \overline{1, 4})$ и высших $(N = 5, 6)$ мод МОВ с полимерным покрытием толщины $D = 20\,\mu$m при $\lambda = 0.8\,\mu$m

N	m	$\mathrm{Re}(k_0^{-1}\beta)$	$\mathrm{Im}(k_0^{-1}\beta)$
1	5	1.455 566 511	$-1.897 \cdot 10^{-12}$
2	7	1.455 556 511	$-3.338 \cdot 10^{-12}$
3	9	1.455 556 511	$-3.541 \cdot 10^{-12}$
4	11	1.455 556 511	$-3.541 \cdot 10^{-12}$
5	11	1.455 980 524	$-8.162 \cdot 10^{-9}$
6	11	1.455 983 780	$-7.902 \cdot 10^{-9}$

мод превосходят коэффициент затухания основной моды примерно на три порядка. Это объясняется более сильным взаимодействием высших мод с поглощающим покрытием, поскольку поля основных мод сосредоточены главным образом в пределах внутреннего кольца включений, а поля высших мод — между включениями и покрытием [9]. Данная особенность позволяет считать исследуемые МОВ квазиодномодовыми и судить об их пропускании по коэффициенту затухания основной моды $\mathrm{Im}\,\beta$.

Кривыми *1* и *3* на рис. 3 представлены дисперсионные зависимости для основной моды МОВ с $N_C = 3$. В отличие от случая стандартных регулярных волокон приведенная зависимость $\mathrm{Im}\,\beta(\lambda)$ является квазипериодической. Максимумы функции $|\mathrm{Im}\,\beta(\lambda)|$ соответствуют максимумам относительной мощности моды в поглощающем покрытием МОВ. Это видно из рис. 4, где сопоставлены распределения $S_z(\rho)$, относящиеся к соседним максимуму ($\lambda = 0.7146\,\mu$m) и минимуму ($\lambda = 0.7024\,\mu$m) функция $|\mathrm{Im}\,\beta(\lambda)|$. Здесь S_z — z-сопоставляющая вектора Пойнтинга для основной моды МОВ с главной компонентой магнитного поля H_x (о поляризации мод МОВ см. в [5]).

Кривые *2* и *4* на рис. 3 относятся к МОВ с $N_C = 2$. Их вид позволяет заключить, что изменение внутренней структуры МОВ практически не влияет на период колебаний функции $\mathrm{Im}\,\beta(\lambda)$. При этом существенный рост затухания моды, сопровождающий переход от $N_C = 3$ к $N_C = 2$ можно объяснить усилением вытекания излучения из волноводного канала [10].

Как показали расчеты, существенная модификация зависимости $\mathrm{Im}\,\beta(\lambda)$ наблюдается при изменении толщины поглощающего покрытия D. Данная функция остается квазипериодической при различных значениях D, однако по мере увеличения D частота колебаний функции

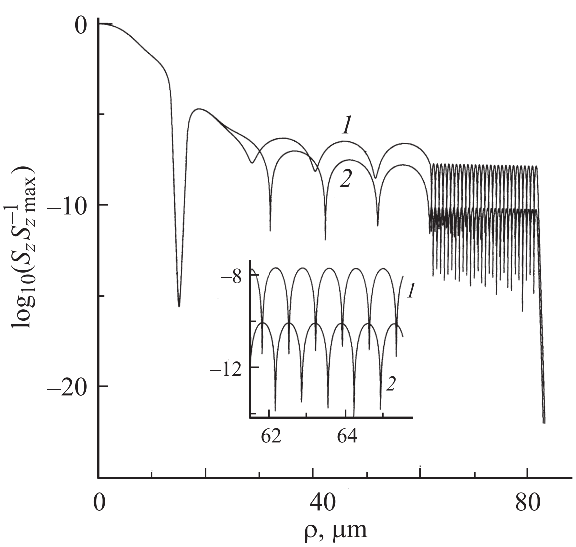

Рис. 4. Радиальные распределения плотности мощности основной моды МОВ с $N_C = 3$ при $\varphi = 0.5\pi$. Кривая *1* соответствует $\lambda = 0.7146$, *2* — $\lambda = 0.7024\,\mu$m.

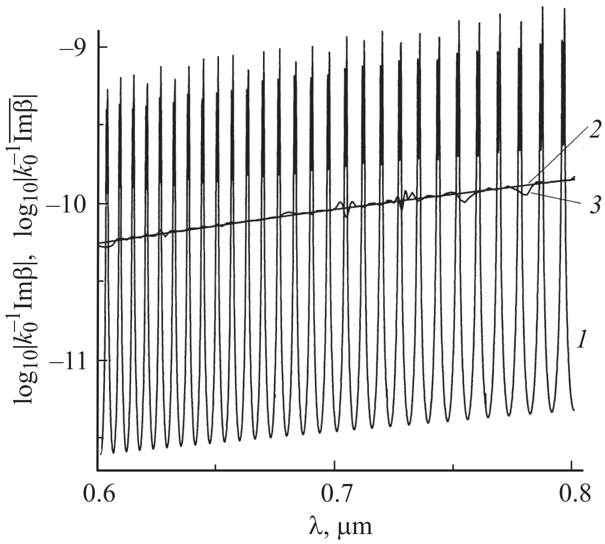

Рис. 5. Спектральные зависимости коэффициента затухания $\mathrm{Im}\,\beta$ основной моды МОВ с $N_C = 3$ при толщинах поглощающего покрытия $D = 67.5\,\mu$m (*1*), $D = \infty$ (*2*) и усредненного коэффициента затухания этой моды $\overline{\mathrm{Im}\,\beta}$ при $0.7\,\mu\mathrm{m} \le \sigma \le 1.5\,\mu$m (*3*).

$\mathrm{Im}\,\beta(\lambda)$ возрастает, а их амплитуда убывает. Эти особенности видны из сопоставления кривой *1* на рис. 3 и кривых *1, 2* на рис. 5 (подробно рис. 5 обсуждается ниже).

Интерпретация результатов

Можно предположить, что отмеченная выше квазипериодичность функций $\mathrm{Im}\,\beta(\lambda)$ вызвана резонансной связью основной моды МОВ с модами поглощающего покрытия. Хорошо известно, что для реализации такой связи необходимо выполнение условия фазового синхронизма [13]

$$\mathrm{Re}\,h = \mathrm{Re}\,\beta, \tag{31}$$

где h — постоянная распространения моды покрытия, β — постоянная распространения основной моды МОВ.

С целью вычисления значений h заметим, что с точки зрения геометрической оптики поле основной моды оптического волокна формируется меридиональными лучами [13]. При рассмотрении отражения таких лучей от покрытия последнее может быть приближенно заменено плоскопараллельным слоем толщины D. В этом приближении под модами покрытия следует понимать моды плоского диэлектрического волновода. Постоянные распространения h этих мод подчиняются дисперсионному уравнению [14]

$$\left[\frac{\gamma_a}{\sigma}\left(\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_a}\right)^T - \frac{\sigma}{i\gamma_s}\left(\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_c}\right)^T\right]\sin(\sigma D) + \left[1 + \frac{\gamma_a}{i\gamma_s}\left(\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_c}\right)^T\right]\cos(\sigma D) = 0, \tag{32}$$

где $T = 0$ для TE-мод, $T = 1$ — для TM-мод,

$$\gamma_a = \sqrt{h^2 - \varepsilon_a k_0^2}, \quad \gamma_s = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_s - h^2}, \quad \sigma = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_c - h^2}.$$

Для упрощения уравнения (32) учтем, что постоянные распространения основных мод МОВ, как правило, удовлетворяют неравенствам [15]

$$\operatorname{Re}\varepsilon_s > k_0^{-2} \operatorname{Re}\beta^2, \tag{33}$$

$$(\operatorname{Re}\varepsilon_c - k_0^{-2}\operatorname{Re}\beta^2)(\operatorname{Re}\varepsilon_s - k_0^{-2}\operatorname{Re}\beta^2)^{-1} \gg 1, \tag{34}$$

$$(k_0^{-2}\operatorname{Re}\beta^2 - \operatorname{Re}\varepsilon_a)(\operatorname{Re}\varepsilon_s - k_0^{-2}\operatorname{Re}\beta^2)^{-1} \gg 1. \tag{35}$$

В частности, неравенство (33) означает, что уравнение (31) может быть выполнено только для мод покрытия, вытекающих в оболочку волокна.

Если пренебречь малыми мнимыми частями величин h, ε_c, ε_s, ε_a и, учитывая условия (31), (34), (35), заменить в (32) h^2 на $k_0^2\varepsilon_s$, то уравнение (32) можно приближенно записать в виде

$$\frac{D}{\lambda} = \left(2\pi\sqrt{\operatorname{Re}\varepsilon_c - \operatorname{Re}\varepsilon_s}\right)^{-1}\left[\operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{\gamma_a}{\sigma}\left(\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_a}\right)^T\right) + n\pi\right]$$

$$(n = 0, 1, \ldots). \tag{36}$$

Выражение (36) определяет длины волн, при которых основная мода МОВ может эффективно возбудить моду поглощающего покрытия. Очевидно, что такое возбуждение приведет к резкому возрастанию доли мощности моды МОВ, распространяющейся по поглощающему покрытию. Таким образом, можно ожидать, что максимумы функции $|\operatorname{Im}\beta(\lambda)|$ будут наблюдаться в окрестности значений λ, определяемых из (36). Более точно резонансные длины волн могут быть найдены из системы уравнений (31), (32), где зависимость $\operatorname{Re}\beta(\lambda)$ рассчитывается изложенным выше методом.

О корректности представленных соображений позволяют судить кривые *1–13* на рис. 3. Здесь максимумы функции $|\operatorname{Im}\beta(\lambda)|$ наблюдаются при значениях длин волн, которые с высокой точностью соответствуют точкам пересечения зависимостей $\operatorname{Re}\beta(\lambda)$ и $\operatorname{Re}h(\lambda)$ (последние зависимости рассчитаны путем решения уравнения (32) методом контурного интегрирования [14]). Аналогичная ситуация имеет место и в случае волокна с толщиной покрытия $D = 67.5\,\mu$m. Детально она иллюстрируется на рис. 6, который относится к МОВ с $N_C = 3$.

Заметим, что длины волн, рассчитанные из приближенной формулы (36), несколько отличаются от наблюдаемых резонансных значений. Например, соседние максимумы кривой *1* на рис. 6 имеют место при $\lambda = 0.7946\,\mu$m и $0.7957\,\mu$m, а формула (36) приводит (при $n = 85$) к значениям $\lambda = 0.7926\,\mu$m для TM-моды и $\lambda = 0.7933\,\mu$m для TE-моды. Тем не менее приближение (36) дает корректный порядок расстояния $\Delta\lambda$ между соседними максимумами функции $|\operatorname{Im}\beta(\lambda)|$, связанными с возбуждением мод покрытия одной и той же поляризации. В частности, для зависимости *1* на рис. 6 имеем $\Delta\lambda = 0.0093\,\mu$m, тогда как, согласно (36), $\Delta\lambda = 0.0092\,\mu$m.

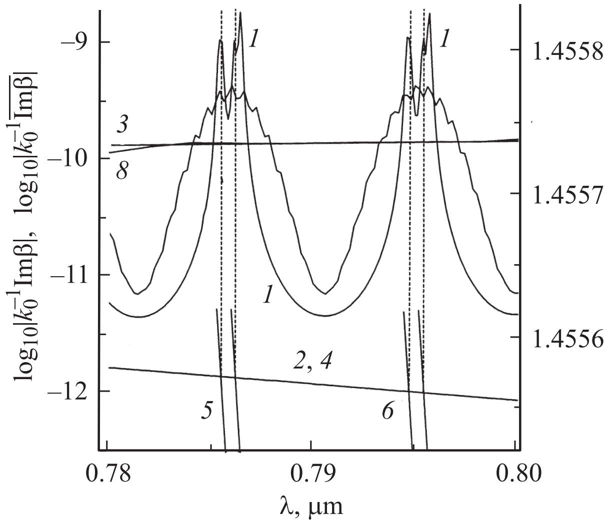

Рис. 6. Дисперсионные зависимости для основной моды МОВ (*1–4*) и для вытекающих мод полимерного покрытия (*5, 6*), а также спектральные зависимости усредненного коэффициента затухания основной моды МОВ (*7, 8*). Кривая *1* — $\operatorname{Im}\beta(\lambda)$, *2* — $\operatorname{Re}\beta(\lambda)$ при $D = 67.5\,\mu$m; *3* — $\operatorname{Im}\beta(\lambda)$, *4* — $\operatorname{Re}\beta(\lambda)$ при $D = \infty$ (в масштабах рисунка кривые *2* и *4* совпадают); *5, 6* — $\operatorname{Re}h(\lambda)$ (в парах кривых *5, 6* левая кривая соответствует TM-, правая — TE-моде); *7* — $\overline{\operatorname{Im}\beta(\lambda)}$ при $\sigma = 0.14\,\mu$m, *8* — $\overline{\operatorname{Im}\beta(\lambda)}$ при $0.7\,\mu\text{m} \le \sigma \le 1.5\,\mu$m.

В соответствии с (36) значение $\Delta\lambda$ может быть оценено по формуле

$$\Delta\lambda \approx \lambda^2\left(2D\sqrt{\operatorname{Re}\varepsilon_c - \operatorname{Re}\varepsilon_s}\right)^{-1}. \tag{37}$$

Выражение (37) очевидным образом объясняет отмеченное выше возрастание частоты колебаний функции $\operatorname{Im}\beta(\lambda)$ при увеличении толщины поглощающего покрытия. Параллельное уменьшение амплитуды колебаний этой функции можно связать с тем, что при $D \to \infty$ покрытие утрачивает волноводные свойства. В частности, из (31), (32), (34) можно заключить, что при выполнении неравенства

$$D\operatorname{Im}\sigma \approx k_0 D \operatorname{Im}\varepsilon_c(\operatorname{Re}\varepsilon_c - \operatorname{Re}\varepsilon_s)^{-0.5} > 2 \tag{38}$$

покрытие волокна становится эквивалентным бесконечной поглощающей среде, поскольку излучение основной моды МОВ практически не достигает его внешней границы $\rho = B$. Как показали расчеты, графики зависимостей $|\operatorname{Im}\beta(\lambda)|$, соответствующие значениям D, удовлетворяющим неравенству (38), не отличаются (в принятых масштабах) от кривой *2* на рис. 5.

Таким образом, все отмеченные выше особенности расчетных зависимостей $\operatorname{Im}\beta(\lambda)$ и распределений поля основной моды МОВ могут быть объяснены резонанс-

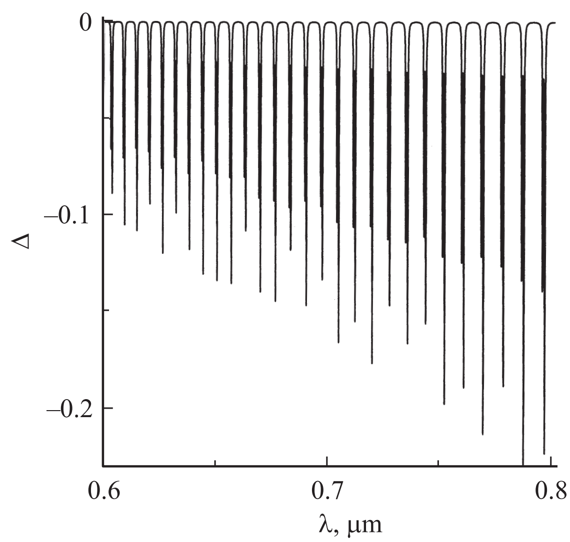

Рис. 7. Расчетный спектр пропускания МОВ с поглощающим полимерным покрытием.

ной связью этой моды с вытекающими модами поглощающего покрытия волокна.

Сопоставим теперь расчетный и экспериментальный (упомянутый во Введении) спектры пропускания МОВ. Нами рассчитана функция пропускания МОВ $\Delta(\lambda)$ по формуле

$$\Delta(\lambda) = 10\log_{10}\{I(\lambda)[I(0.7\,\mu\mathrm{m})]^{-1}\}$$
$$= 20L\big[\mathrm{Im}\,\beta(\lambda) - \mathrm{Im}\,\beta(0.7\,\mu\mathrm{m})\big](\ln 10)^{-1}, \quad (39)$$

где в качестве $\mathrm{Im}\,\beta(\lambda)$ использована зависимость, представленная кривой *1* на рис. 5.

Расчетный график зависимости (39) приведен на рис. 7. Он плохо согласуется с экспериментальной кривой на рис. 1. В частности, средние периоды колебаний теоретической и экспериментальной функций $\Delta(\lambda)$ различаются примерно в семь раз. Ввиду высокой точности расчетов данное расхождение можно объяснить только несоответствием теоретической модели экспериментальной ситуации.

Основная причина этого несоответствия и того, что до сих пор в публикациях по исследованию регулярных МОВ эффект квазипериодичности в спектрах их пропускания не отмечался, видимо, в непостоянстве толщины поглощающих покрытий экспериментальных образцов волокон по их длине. Действительно, как следует из (36), если толщина покрытия испытает приращение порядка

$$\Delta D = \lambda\left(4\sqrt{\mathrm{Re}\,\varepsilon_c - \mathrm{Re}\,\varepsilon_s}\right)^{-1},$$

то коэффициент затухания основной моды МОВ изменится от максимального до минимального значения. Следовательно, можно ожидать, что выраженный эффект квазипериодичности в спектрах пропускания МОВ с поглощающими покрытиями будет наблюдаться при выполнении неравенства

$$|D(z) - \bar{D}| \ll \Delta D, \quad (40)$$

где $D(z)$ — толщина покрытия вдоль волокна, $\bar{D}$ — ее среднее значение. При $\lambda = 0.7\,\mu$m и указанных выше значениях ε_c и ε_s имеем $\Delta D = 0.35\,\mu$m. В то же время разброс значений толщины полимерного покрытия по длине волокна, использованного в нашем эксперименте, составлял около $1\,\mu$m, т.е. данное волокно не удовлетворяло критерию (40).

Для количественного исследования влияния колебаний толщины покрытия на пропускание МОВ при фиксированном значении λ предположим, что пропускание определяется затуханием основной моды волокна. Тогда интенсивность излучения I на выходе отрезка волокна длины L может быть приближенно оценена по формуле

$$I = KI_0\exp(2\overline{\mathrm{Im}\,\beta}L),$$

где K — коэффициент, учитывающий френелевское отражение света на торцах волокна, I_0 — интенсивность излучения, подаваемого на вход волокна,

$$\overline{\mathrm{Im}\,\beta} = L^{-1}\int_0^L \mathrm{Im}\,\beta(z)dz \quad (41)$$

— средний коэффициент затухания моды. Допустим, что зависимость $\mathrm{Im}\,\beta$ от координаты z обусловлена колебаниями толщины поглощающего покрытия вдоль волокна ($\mathrm{Im}\,\beta(z) = \mathrm{Im}\,\beta[D(z)]$) и что процесс колебаний $D(z)$ является случайным, стационарным и эргодическим. Тогда при достаточно большом значении L операция усреднения (41) может быть заменена усреднением коэффициента затухания моды по ансамблю идентичных МОВ с различными фиксированными значениями толщины покрытия [16]. В результате получим оценку

$$\overline{\mathrm{Im}\,\beta} = \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{Im}\,\beta(D)W(D)dD, \quad (42)$$

где $W(D)$ — плотность вероятности значения D (функция $W(D)$ предполагается быстро спадающей при удалении D от $\bar{D}$, поэтому пределы интегрирования в (42) распространены до бесконечности).

Была исследована зависимость $\overline{\mathrm{Im}\,\beta(\lambda)}$ на основании (42), где функция $\mathrm{Im}\,\beta(D,\lambda)$ рассчитывалась изложенным выше методом, а распределение $W(D)$ предполагалось нормальным ($W(D) = (\sigma\sqrt{2\pi})^{-1}\exp[-(D-\bar{D})^2(2\sigma^2)^{-1}]$, где σ — среднеквадратичное отклонение D). Полученные результаты, относящиеся к МОВ с $N_C = 3$, $\bar{D} = 67.5\,\mu$m и соответствующие различным значениям σ из диапазона $0.7\,\mu\mathrm{m} \le \sigma \le 1.5\,\mu$m, представлены на рис. 6. Здесь выраженные колебания функции $|\overline{\mathrm{Im}\,\beta(\lambda)}|$ наблюдаются при $\sigma \le 0.14\,\mu$m. В то же время при $0.7 \le \sigma \le 1.5\,\mu$m интегрирование в (42) приводит к существенному сглаживанию распределений $\overline{\mathrm{Im}\,\beta(\lambda)}$.

В масштабах рис. 6 графики функций $|\overline{\mathrm{Im}\,\beta(\lambda)}|$, соответствующие различным значениям σ из указанного диапазона, неотличимы друг от друга. При этом они близки к графику функции $|\,\mathrm{Im}\,\beta(\lambda)|$, рассчитанному для МОВ с покрытием бесконечной толщины. Данные особенности наблюдаются и в более широком диапазоне длин волн (рис. 5). Но здесь можно отметить периодические отклонения зависимости $|\overline{\mathrm{Im}\,\beta(\lambda)}|$ от монотонной функции $|\,\mathrm{Im}\,\beta(\lambda)|$, соответствующей $D \to \infty$. Средний период этих отклонений составляет приблизительно $0.03\,\mu$. Это значение сопоставимо со средним периодом колебаний экспериментальной кривой на рис. 1, который может быть оценен как $0.5\,\mu$m. Однако теоретическая (рассчитанная по формуле (39) после замены в ней $\mathrm{Im}\,\beta(\lambda) \to \overline{\mathrm{Im}\,\beta(\lambda)}$) и экспериментальная зависимости $\Delta(\lambda)$ находятся в разных диапазонах изменения Δ (теоретическая функция $\Delta(\lambda)$, соответствующая кривой *3* на рис. 5, заключена в пределах $-0.01 < \Delta(\lambda) < 0.01$, тогда как, согласно рис. 1, $-6 < \Delta(\lambda) < 2.6$). По нашему мнению, это расхождение вызвано рассеянием света на дефектах внутренней структуры экспериментального волокна, приводящим к существенно более сильному, нежели расчетное, затуханию его основной моды.

Заключение

Таким образом, МОВ с поглощающими покрытиями конечной толщины могут обладать квазипериодическими спектрами пропускания. Природа этих спектров объясняется вытеканием основной моды МОВ из волноводного канала, приводящим к резонансной связи этой моды с модами покрытия. Значения постоянных распространения мод покрытия, определяющие спектральную зависимость коэффициента затухания основной моды МОВ $\mathrm{Im}\,\beta(\lambda)$, весьма чувствительны к параметрам покрытия, контактирующего с окружающей средой. Данное свойство вкупе с квазипериодическим характером функции $\mathrm{Im}\,\beta(\lambda)$, облегчающим регистрацию ее вариаций, может быть использовано в эффективных волоконно-оптических датчиках показателя преломления, давления, и т.д. Параметры соответствующих устройств могут изменяться в широких пределах за счет модификации внутренней структуры МОВ и толщины покрытия. Например, из рис. 3 следует, что, изменяя число гексагональных колец воздушных каналов, ограничивающих волноведущую область МОВ, можно на несколько порядков изменять среднее затухание основной моды МОВ, а значит, длину рабочего участка датчика и чувствительность измерений. Проектирование таких устройств может быть выполнено на основе развитого в данной работе метода интегральных уравнений.

Следует также отметить, что, согласно представленным оценкам, для получения выраженного эффекта квазипериодичности в спектрах пропускания МОВ необходима стабильная толщина поглощающего покрытия вдоль волокна. В настоящее время технология нанесения таких покрытий отрабатывается.

Список литературы

[1] *White T.P., Kuhlmey B.T., McPhedran R.C., Mystre D., Renversez G., De Sterke C.M., Botten L.G.* // J. Opt. Soc. Am. B. 2002. Vol. 19. N 10. P. 2322–2330.

[2] *Kuhlmey B.T., White T.P., Renversez G., Maystre D., Botten L.G., De Sterke C.M., McPhedran R.C.* // J. Opt. Soc. Am. B. 2002. Vol. 19. N 10. P. 2331–2340.

[3] *Сотский А.Б., Сотская Л.И.* // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 18. С. 37–45.

[4] *Sotsky A.B., Sotshaya L.I.* // Opt. Commun. 2004. Vol. 230. P. 67–79.

[5] *Сотский А.Б., Сотская Л.И.* // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 2. С. 32–40.

[6] *Szpulak M., Urbanczyk W., Serebryannikov E.* et al. // Opt. Express. 2006. Vol. 14. N 12. P. 9699–9714.

[7] *Del Villar I., Arregui F.J., Matias I.R.* et al. // Opt. Express. 2007. Vol. 15. N 15. P. 9326–9340.

[8] *Martynkien T., Olszewski J., Szpulak M.* et al. // Opt. Express. 2007. Vol. 15. N 21. P. 13 547–13 556.

[9] *Minkovich V.P., Monzon-Hernandez D., Villatoro J.* et al. // J. Lightwave Technol. 2006. Vol. 24. N 11. P. 4319–4328.

[10] *Minkovich V.P., Kir'yanov A.V., Sotsky A.B., Sotskaya L.I.* // J. Opt. Soc. Am. B. 2004. Vol. 21. N 6. P. 1161–1169.

[11] *Абрамовиц М., Стиган И.* Справочник по специальным функциям. М.: Наука, 1979. 830 с. (*Abramowitz M., Stegun I.A.* Handbook of mathematical functions. National bureau of standards, 1964.)

[12] *Крылов В.И., Бобков В.В., Монастырный П.И.* Вычислительные методы. Т. II. М.: Наука, 1977. 399 с.

[13] *Снайдер А., Лав Дж.* Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987. 656 с. (*Snyder A.W., Love J.D.* Optical waveguide theory. London–NY: Chapman and Hall, 1983.)

[14] *Романенко А.А., Сотский А.Б.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 4. С. 88–95.

[15] *Bjarklev A., Broeng J., Bjarklev A.S.* Photonic crystal fibres. Boston–Dordrecht–London: Kluwer Academic Publishers, 2003. 298 p.

[16] *Бендат Дж., Пирсол А.* Прикладной анализ случайных данных: М.: Мир, 1989. 540 с.