

ТЕЙПЕР С ПАЛЛАДИЕВЫМ ПОКРЫТИЕМ В ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ КАК ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ЭЛЕМЕНТ СЕНСОРА ВОДОРОДА**В. П. Минкович¹, А. Б. Сотский^{2*}, А. В. Шилов², Л. И. Сотская³**

УДК 535.243.2;535.51;546.98

¹ *Центр оптических исследований, Леон, Мексика*² *Могилевский государственный университет им. А. А. Кулешова, 212022, Могилев, ул. Космонавтов, 1, Беларусь; e-mail: ab_sotsky@mail.ru*³ *Белорусско-Российский университет, Могилев, Беларусь**(Поступила 23 октября 2018)*

Предложена электродинамическая модель волоконно-оптического сенсора водорода, в котором чувствительным элементом служит тейпер с наноразмерным палладиевым покрытием, созданный в фотонно-кристаллическом волокне. На ее основе выполнена обработка экспериментальных данных для спектра пропускания тейпера с палладиевым покрытием толщиной 8 нм при различных концентрациях водорода в атмосфере азота. Установлено, что увеличение концентрации водорода приводит к росту интегрального пропускания сенсора и практически не сказывается на положении интерференционных максимумов пропускания сенсора на шкале длин волн. Определены возможности оптимизации сенсора за счет выбора длины перетяжки тейпера.

Ключевые слова: *волоконно-оптический сенсор водорода, фотонно-кристаллическое волокно, палладиевое покрытие, тейпер.*

The electrodynamic model of a fiber-optic hydrogen sensor is proposed, in which a taper with a nano-scale palladium coating, created in a photonic crystal fiber, is used as the sensing element. Based on the model, experimental data have been processed for transmission spectra of the taper with the palladium coating of 8 nm thick at various hydrogen concentrations in a nitrogen atmosphere. It is established that an increase of the hydrogen concentration leads to a growth of integral transmittance of the sensor and practically does not affect a wavelength position of the transmittance interference maxima. The possibilities for optimizing the sensor by choosing a length of the taper waist are determined.

Keywords: *fiber optic hydrogen sensor, photonic crystal fiber, palladium coating, taper.*

Введение. В настоящее время актуальна проблема создания эффективных волоконно-оптических сенсоров водорода, в которых используется свойство палладия абсорбировать молекулярный водород из окружающей среды, изменяя при этом свои оптические характеристики [1]. Исследования ведутся в основном по трем направлениям, различающимся используемым физическим эффектом — интерференционным, адсорбционным либо упругооптическим [1]. В данной работе рассматривается волоконно-оптический сенсор с чувствительным элементом в виде тейпера с наноразмерным палладиевым покрытием, созданного в кварцевом одномодовом фотонно-кристаллическом волокне (ФКВ). Устройство позволяет одновременно использовать интерференционный и адсорбционный эффекты. Изменения показателей преломления и поглощения палладия сказываются на комплексных постоянных распространения локальных мод тейпера, а значит, и на спектре мощности излучения на его выходе. Представлена электродинамическая модель данного эффекта. Выполнена обработка экспериментального спектра пропускания методом наименьших квадратов. Определены дисперсионные характеристики палладиевого покрытия и локальных мод тейпера при различных концентрациях водо-

TAPER WITH PALLADIUM COATING IN PHOTONIC CRYSTAL FIBER AS A SENSITIVE ELEMENT OF HYDROGEN SENSOR**V. P. Minkovich¹, A. B. Sotsky^{2*}, A. V. Shilov², L. I. Sotskaya³** (¹ *Centro de Investigaciones en Optica, Leon, Mexico;* ² *A. A. Kulshov Mogilev State University, 1 Kosmonavtov Str., Mogilev, 212009, Belarus; e-mail: ab_sotsky@mail.ru;* ³ *Belarusian-Russian State University, Mogilev, Belarus*)

рода в атмосфере азота. Оценены возможности максимизации чувствительности сенсора за счет выбора протяженности тейпера.

Конфигурация сенсора. Сенсор представляет собой отрезок кварцевого одномодового ФКВ, в средней части которого имеется суженная область, или тейпер (taper), который получается в результате локального разогрева и растяжения изначально регулярного ФКВ (рис. 1) [2, 3]. Тейпер содержит в средней части прямолинейный отрезок волокна радиуса A_w и длины L (так называемая перетяжка тейпера). На поверхность перетяжки нанесено палладиевое покрытие толщиной d . При переходе от участков однородного ФКВ ($|z| > Z_L$, рис. 1, б) к перетяжке ($|z| < Z_W$) имеет место коллапс, или схлопывание воздушных каналов (наблюдается в окрестности точек $z = \pm Z_C$ на рис. 1, б). Перетяжка такого тейпера представляет собой отрезок многомодового однородного волокна. Возбуждение тейпера осуществляется основной модой ФКВ, падающей на тейпер из области $z < -Z_L$ (рис. 1, б) и возбуждающей несколько мод перетяжки. Благодаря фильтрации высших мод ФКВ поглощающим полимерным покрытием, которое нанесено на ФКВ вне области тейпера (рис. 1, б), на выходе устройства (при $z \gg Z_L$) регистрируется мощность основной моды ФКВ. Она определяется интерференцией мод перетяжки и имеет квазипериодический спектр, который содержит информацию о характеристиках тейпера и окружающей среды. Изготовление сенсора детально описано в [2].

В настоящей работе исследован сенсор, в котором ФКВ имеет гексагональную структуру образующих воздушных каналов. Средний диаметр каналов 2.7 мкм, расстояние между центрами каналов 5.45 мкм, внешний диаметр ФКВ 125 мкм (рис. 1, а). Длина перетяжки $L = 1$ см, радиус $A_w = 14$ мкм, толщина палладиевого покрытия $d = 8$ нм обеспечивает время релаксации устройства ~ 0.1 с. Возбуждение ФКВ при $z \ll -Z_L$ осуществлялось светодиодом с центральной длиной волны 1.28 мкм и шириной спектра ~ 80 нм. Спектр излучения на выходе устройства регистрировался спектроанализатором с разрешением 1 нм. В ходе экспериментов тейпер помещался в атмосферу азота с примесью молекулярного водорода, концентрация которого изменялась в диапазоне $\rho = 0\text{--}6\%$.

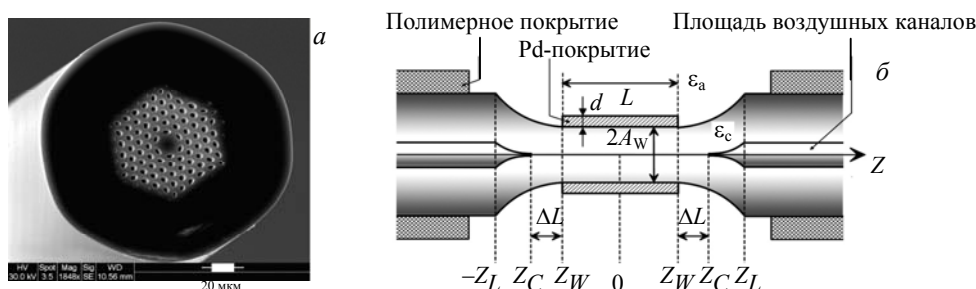


Рис. 1. Поперечное сечение кварцевого ФКВ (а); схема тейпера (б)

Электродинамическая модель. Как известно, спектр пропускания тейпера в ФКВ определяется дифракцией его локальных мод в местах сужения волокна, где происходит коллапс воздушных каналов [3]. На выходе ФКВ регистрируется сигнал, пропорциональный квадрату модуля амплитуды его основной моды $|U_o|^2$. Если пренебречь слабым отражением излучения от нерегулярностей тейпера, то, согласно [3]:

$$U_o = \sum_{v=1}^{\infty} a_v K_v^{(o)} \exp(-i\beta_v k_0 L - 2i\bar{\beta}_v k_0 \Delta L). \quad (1)$$

Здесь a_v — амплитуда v -й локальной моды тейпера при $z = -Z_C$ (рис. 1, б); β_v — безразмерная постоянная распространения этой моды в пределах перетяжки; $K_v^{(o)}$ — коэффициент, учитывающий дифракционное преобразование данной моды в основную моду ФКВ на выходе тейпера; $k_0 = 2\pi/\lambda$ — волновое число вакуума; ΔL — длина участков тейпера с переменным диаметром, находящихся между точками коллапса воздушных с координатами $z = \pm Z_C$ и координатами краев перетяжки $z = \pm Z_W$, на которых происходит адиабатическое распространение локальных мод тейпера:

$$\bar{\beta}_v = \Delta L^{-1} \int_{Z_W}^{Z_C} \beta_v dz \quad (2)$$

— средняя постоянная распространения v -й локальной моды на этих участках. Значение a_v связано с амплитудой основной моды ФКВ на входе тейпера U_i

$$a_v = U_i K_v^{(i)}, \quad (3)$$

где $K_v^{(i)}$ — коэффициент, учитывающий дифракционное преобразование основной моды ФКВ, поступающей на вход тейпера, в локальную моду тейпера при $z = -Z_C$ [3].

Пусть возбуждение устройства осуществляется светодиодом с нормированной плотностью мощности $G(\lambda)$ ($G_{\max} = 1$), которая заметно отличается от нуля на интервале длин волн

$$\Delta\lambda \ll \bar{\lambda}, \quad (4)$$

где $\bar{\lambda}$ — средняя длина волны интервала. Тогда при использовании монохроматора с полушириной аппаратной функции $\delta\lambda \ll \Delta\lambda$ с фотоприемника, сопряженного с выходным концом ФКВ, получается сигнал $S(\lambda) = S_{\max} I(\lambda)$, где S_{\max} — максимальное значение сигнала при нулевой концентрации водорода в окружающей среде.

В рамках модели (1)—(3):

$$I(\lambda) = NG(\lambda) \exp(2k_0 L \operatorname{Im} \beta_1) \left| 1 + \sum_{v=2}^m \zeta_v \exp\{-ik_0 L[(\beta_v - \beta_1) + \delta_v]\} \right|^2, \quad (5)$$

где N — нормировочная постоянная; m — порядок редукции ряда в (1),

$$\zeta_v = K_v^{(i)} K_v^{(o)} [K_1^{(i)} K_1^{(o)}]^{-1}, \quad \delta_v = 2(\bar{\beta}_v - \bar{\beta}_1) \Delta L L^{-1}. \quad (6)$$

Параметры ζ_v и β_v — комплексные (мнимая часть β_v определяется палладиевым покрытием), а δ_v — вещественный, поскольку величины (2) для кварцевых волокон при стандартных длинах тейпера сантиметрового порядка имеют пренебрежимо малые мнимые части.

В принципе коэффициенты (6) допускают электродинамический расчет методом распространяющегося пучка [3]. Однако такой подход достаточно трудоемкий и требует проведения ряда сложных экспериментов по измерению формы внешних границ тейпера и параметров воздушных каналов ФКВ в переходных областях тейпера. С целью упрощения анализа далее рассматриваем (6) как феноменологические параметры и определяем их методом наименьших квадратов по экспериментальному спектру мощности излучения на выходе устройства.

Учтем, что в реальных тейперах дифракционные эффекты, определяющие коэффициенты $K_v^{(i)}$ и $K_v^{(o)}$, наблюдаются на сравнительно коротких (~ 0.5 мм) участках тейпера, поэтому зависимость этих коэффициентов от длины волны слабо выражена [3]. В силу (4) данной зависимостью пренебрегаем. Предполагая также $\Delta L L^{-1} \ll 1$, малые коэффициенты δ_v считаем не зависящими от длины волны. При указанных ограничениях зависимость $I(\lambda)$ определяется функциями $G(\lambda)$ и $\beta_v(\lambda)$ (зависимости $\beta_v(\lambda)$ являются существенными из-за наличия в (5) множителя $k_0 L \gg 1$ в аргументах экспонент).

Следует отметить, что расчет функций $\beta_v(\lambda)$ для перетяжек, покрытых металлическими слоями, по известной схеме решения дисперсионных уравнений для многослойных оптических волокон [4] сталкивается с вычислительными трудностями, вызванными вычитанием больших близких чисел в комбинациях цилиндрических функций, определяющих вклад металлического слоя в дисперсионное уравнение. Избежать этих трудностей позволяет прямое численное интегрирование дифференциальных уравнений для амплитуд угловых гармоник компонент электромагнитного поля в пределах металлического слоя, полученных в [5]. При таком подходе дисперсионное уравнение относительно β_v записывается в виде

$$S1_2 S2_1 - S1_1 S2_2 = 0, \quad (7)$$

$$S1_j = W_{31} E_j(A_w + d) + W_{11} H_j(A_w + d) + W_{33} P_j(A_w + d),$$

$$S2_j = W_{11} E_j(A_w + d) + W_{12} H_j(A_w + d) + W_{14} M_j(A_w + d),$$

$$W_{11} = 0.25 i \pi \chi_a [H_{\nu_0-1}^{(2)}(\chi_a) - H_{\nu_0+1}^{(2)}(\chi_a)], \quad W_{33} = 0.25 i \pi \chi_a^2 (A_w + d)^{-1} H_{\nu_0}^{(2)}(\chi_a),$$

$$W_{12} = -0.5 \pi \nu_0 H_{\nu_0}^{(2)}(\chi_a) \varepsilon_a^{-1}, \quad W_{14} = 0.25 \pi \chi_a^2 [\varepsilon_a (A_w + d)]^{-1} H_{\nu_0}^{(2)}(\chi_a), \quad W_{31} = 0.5 \pi \nu_0 \varepsilon_a H_{\nu_0}^{(2)}(\chi_a),$$

где $\chi_a = k_0 (A_w + d) \sqrt{\varepsilon_a - \beta_v^2}$; ν_0 — некоторое целое число, определяемое типом моды; ε_a — диэлектрическая проницаемость окружающей среды (рис. 1, б); $H_{\nu_0}^{(2)}(\chi_a)$ — функция Ханкеля. Функции $E_j(r)$, $H_j(r)$, $P_j(r)$, $M_j(r)$ рассчитываются в результате численного решения на промежутке $[A_w, A_w + d]$ (например, методом Рунге—Кутты) системы дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned}\frac{dE_j}{dr} &= \frac{ik_0^2(\varepsilon_m - \beta_v^2)}{2\varepsilon_m} M_j - \frac{iv_0}{\varepsilon_m r} H_j, \\ \frac{dH_j}{dr} &= -ik_0^2(\varepsilon_m - \beta_v^2) P_j + \frac{iv_0 \varepsilon_m}{r} E_j, \\ \frac{dP_j}{dr} &= 2H_j - \frac{v_0 M_j + P_j}{r}, \\ \frac{dM_j}{dr} &= 2i\varepsilon_m E_j + \frac{M_j - v_0 P_j}{r}\end{aligned}$$

($\varepsilon_m = (n_m - ik_m)^2$ — диэлектрическая проницаемость металла) с начальными условиями

$$E_1|_{r=A_w} = J_{v_0}(\chi_c), \quad H_1|_{r=A_w} = 0,$$

$$P_1|_{r=A_w} = i\varepsilon_c A_w \chi_c^{-1} [J_{v_0+1}(\chi_c) + J_{v_0-1}(\chi_c)], \quad M_1|_{r=A_w} = i\varepsilon_c A_w \chi_c^{-1} [J_{v_0+1}(\chi_c) - J_{v_0-1}(\chi_c)],$$

где $\chi_c = k_0 A_w \sqrt{\varepsilon_c - \beta_v^2}$, ε_c — диэлектрическая проницаемость материала волокна (рис. 1, б), $J_{v_0}(\chi_c)$ — функция Бесселя, или

$$E_2|_{r=A_w} = 0, \quad H_2|_{r=A_w} = J_{v_0}(\chi_c),$$

$$P_2|_{r=A_w} = A_w \chi_c^{-1} [J_{v_0+1}(\chi_c) - J_{v_0-1}(\chi_c)], \quad M_2|_{r=A_w} = A_w \chi_c^{-1} [J_{v_0+1}(\chi_c) + J_{v_0-1}(\chi_c)].$$

При симметричном торцевом возбуждении ФКВ линейно поляризованным излучением, используемом в наших экспериментах, локальные моды тейпера аналогичны модам HE_{1v} однородного круглого волновода [3]. Для данных мод $v_0 = 1$.

Для определения параметров (6) и зависимостей $\beta_v(\lambda)$ методом наименьших квадратов использована целевая функция

$$F = \sum_{l=1}^M [I_e(\lambda_l) - I(\lambda_l)]^2, \quad (8)$$

где $I_e(\lambda_l)$ — экспериментальные данные для функции $I(\lambda)$; $I(\lambda)$ — результаты расчета этой функции по модели (5).

Как известно [1, 6, 7], для палладия в оптическом диапазоне функции $n_m(\lambda)$ и $k_m(\lambda)$ достаточно пологие. Это дает основание для использования в диапазоне (4) линейной интерполяции

$$n_m(\lambda) = n_m(\lambda_1) + [n_m(\lambda_M) - n_m(\lambda_1)](\lambda - \lambda_1)(\lambda_M - \lambda_1)^{-1}, \quad (9)$$

$$k_m(\lambda) = k_m(\lambda_1) + [k_m(\lambda_M) - k_m(\lambda_1)](\lambda - \lambda_1)(\lambda_M - \lambda_1)^{-1} \quad (10)$$

с четырьмя вещественными коэффициентами

$$n_m(\lambda_1), \quad n_m(\lambda_M), \quad k_m(\lambda_1), \quad k_m(\lambda_M). \quad (11)$$

При задании коэффициентов (11), геометрических размеров A_w , L , d и функции $\varepsilon_c(\lambda)$ на основании трехчленной формулы Селлмейера [8] дисперсионное уравнение (7) становится полностью определенным. После вычисления постоянной N по формуле

$$N = \sum_{l=1}^M I_e(\lambda_l) I(\lambda_l) \left[\sum_{l=1}^M I^2(\lambda_l) \right]^{-1},$$

вытекающей из условия минимума целевой функции, функция (8) оказывается зависящей от $3m + 1$ вещественных переменных, входящих в наборы (6) и (11). Представленные ниже расчетные данные получены в результате отыскания минимума F относительно указанных переменных градиентным методом.

Результаты и их обсуждение. Вычисления спектров пропускания сенсора выполнены при указанных выше геометрических параметрах устройства и $\lambda = 1.2$ мкм, $\lambda_M = 1.35$ мкм, $M = 151$. Расчетные и экспериментальные спектры сопоставлены на рис. 2. На рис. 2, а видно, что спектр пропускания тейпера формируется в результате интерференции большого числа его локальных мод. Действительно, учет интерференции только двух таких мод низшего порядка ($m = 2$) дает спектр, далекий от экспериментального. При выборе $m = 6$, как это сделано в [3] при расчете различных тейперов в ФКВ методом распространяющегося пучка, согласие теории и эксперимента существенно улучшается. Теоретические спектры пропускания, относящиеся к $m \geq 9$, в масштабах рис. 2 совпадают. В этом случае некоторое расхождение результатов эксперимента и расчета объясняется использованием описанных выше упрощающих допущений при формулировке модели (5).

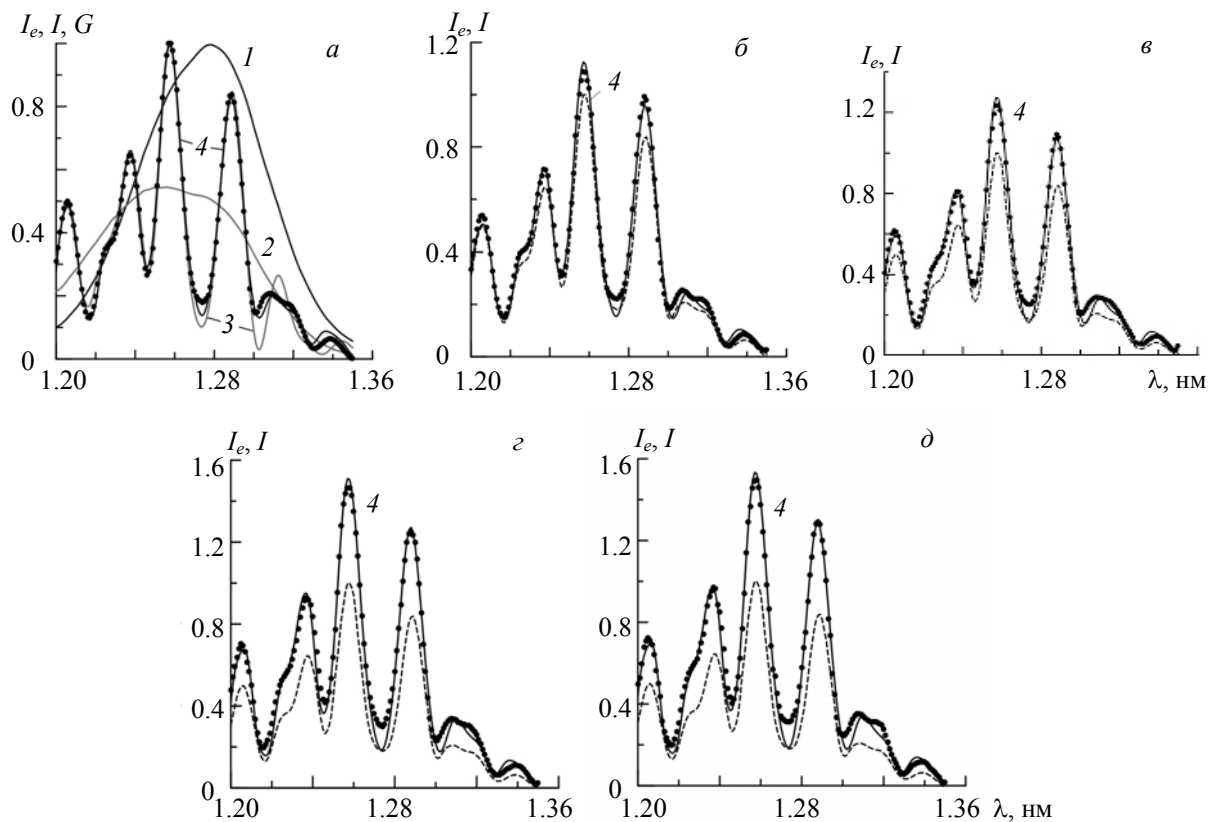


Рис. 2. Спектры пропускания тейпера при концентрациях водорода $\rho = 0$ (а), 1.2 (б), 2 (в), 3.8 (г), 5.6 % (д): I — спектр излучения светодиода, 2, 3 и 4 — модель (5) при $m = 2, 6$ и ≥ 9 соответственно; точки — эксперимент; штриховая линия — интерполяция экспериментальных данных при $\rho = 0$ %

Получение устойчивого результата для спектра пропускания тейпера методом наименьших квадратов при $m \geq 9$ объясняется как уменьшением модулей коэффициентов ζ_ν при увеличении номера моды ν , так и ростом затухания высших мод, вызванным поглощением их энергии палладиевым покрытием. Вклад ν -й моды в сумму (5) можно охарактеризовать коэффициентом $w_\nu = |\zeta_\nu| \exp[\text{Im}(\beta_\nu - \beta_1)k_0L]$ при выборе $\lambda = \bar{\lambda} = 1.28$ мкм. Эти коэффициенты, соответствующие $\rho = 0$ %, приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Коэффициенты вклада различных мод тейпера в интенсивность света на выходе устройства

ν	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
w_ν	1	3.66	4.02	2.65	5.35	9.97	6.09	0.96	5.03	0.29	0.42	0.03

Т а б л и ц а 2. Коэффициенты (11) для палладиевых пленок различной толщины

d , нм	$n_m(\lambda_1)$	$n_m(\lambda_M)$	$k_m(\lambda_1)$	$k_m(\lambda_M)$
8	0.885	2.060	3.408	1.270
27	2.692	2.750	3.796	4.133
77	2.936	3.170	6.748	7.366

П р и м е ч а н и е. Первая строка относится к рассматриваемому сенсору, а вторая и третья соответствуют экспериментальным данным, полученным в [6] методом спектральной эллипсометрии для более толстых пленок на кварцевых подложках.

В табл. 2 сопоставлены коэффициенты (11) для палладиевых пленок различной толщины при $\rho = 0\%$. Видимую зависимость коэффициентов (11) от толщины пленки d можно расценивать как проявление аномального скин-эффекта в палладии [9].

При построении кривых 4 на рис. 2, $\bar{\rho}$ — δ использованы константа $N = 0.00208$ и коэффициенты (6), найденные при $\rho = 0\%$. Изменение концентрации водорода учитывалось только коэффициентами (11). На рис. 3, a представлены коэффициенты, найденные из условия минимума целевой функции (8) (точки), а также полиномиальная интерполяция зависимостей коэффициентов (11) от ρ :

$$n_m(\lambda_1) = 0.812 - 1.996 \cdot 10^{-2}(\rho - \bar{\rho}) + 2.907 \cdot 10^{-3}(\rho - \bar{\rho})^2, \quad (12)$$

$$n_m(\lambda_M) = 1.909 - 3.17 \cdot 10^{-2}(\rho - \bar{\rho}) + 7.741 \cdot 10^{-3}(\rho - \bar{\rho})^2, \quad (13)$$

$$k_m(\lambda_1) = 3.484 - 1.85 \cdot 10^{-3}(\rho - \bar{\rho}) + 3.625 \cdot 10^{-3}(\rho - \bar{\rho})^2 + 2.377 \cdot 10^{-3}(\rho - \bar{\rho})^3 - 9.636 \cdot 10^{-4}(\rho - \bar{\rho})^4, \quad (14)$$

$$k_m(\lambda_m) = 1.287 + 3.015 \cdot 10^{-3}(\rho - \bar{\rho}), \quad (15)$$

где $\bar{\rho} = 2.8\%$. Как видно из рис. 3, a , повышение концентрации водорода в атмосфере вызывает уменьшение вещественной части и увеличение модуля мнимой части комплексного показателя преломления палладия. Это согласуется с результатами спектрофотометрических исследований различных пленок палладия на плоских границах раздела сред [6, 7].

Отметим, что на рис. 2 наблюдается близость теоретических и экспериментальных спектров пропускания тейпера при ненулевых концентрациях водорода при их существенном отклонении от спектра пропускания тейпера при нулевой концентрации водорода, что свидетельствует в пользу принятой теоретической модели. Кроме того, из рис. 2 следует, что появление примеси водорода в атмосфере приводит к существенному росту пропускания тейпера и почти не сказывается на положении экстремальных точек спектра выходного излучения. Эта особенность объясняется специфическим влиянием палладиевой пленки на постоянные распространения мод перетяжки. Данное влияние иллюстрирует рис. 3, b , на котором представлены спектральные зависимости приращений постоянных распространения $\Delta\beta_v = \beta_v|_{\rho=5.6\%} - \beta_v|_{\rho=0\%}$ мод перетяжки, дающих главный вклад в формирование спектра пропускания тейпера (см. табл. 1). Согласно рис. 3, b , приращение фаз мод $k_0L\text{Re}(\Delta\beta_v)$ на выходе перетяжки при увеличении ρ от 0 до 5.6% значительно меньше π , что объясняет стабильность положения экстремальных точек зависимостей $I_e(\lambda)$ и $I(\lambda)$ на рис. 2. В то же время приращение $k_0L\text{Im}(\Delta\beta_v)$, определяющее аналогичное изменение амплитуд мод на выходе перетяжки, существенное (рис. 3, b). Поскольку $\text{Im}(\Delta\beta_v) < 0$, положительность данного приращения означает увеличение прозрачности тейпера при попадании водорода в атмосферу, что и наблюдается на рис. 2.

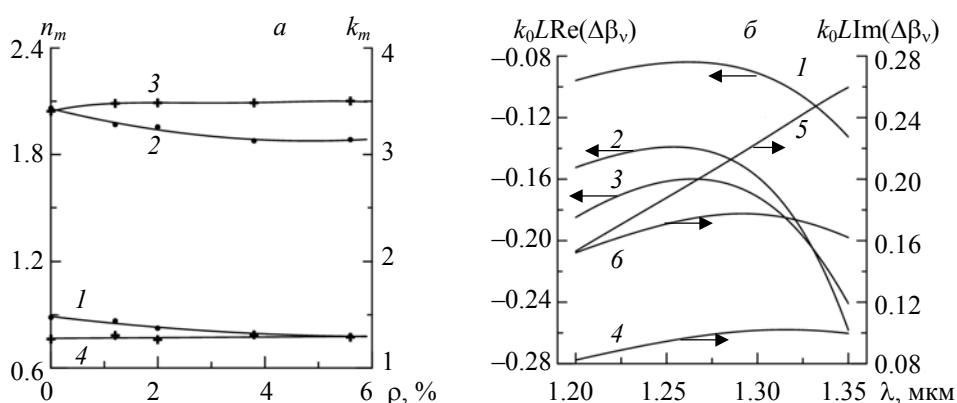


Рис. 3. Характеристики перетяжки тейпера с палладиевым покрытием при вариациях концентрации водорода: a — зависимости коэффициентов $n_m(\lambda_1)$ (1), $n_m(\lambda_M)$ (2), $k_m(\lambda_1)$ (3) и $k_m(\lambda_M)$ (4) от концентрации водорода; b — изменение постоянных распространения мод перетяжки $HE_{1\nu}$ при приращении концентрации водорода от 0 до 5.6%, $\nu = 5$ (1, 4), 6 (2, 5) и 7 (3, 6)

В связи с отмеченными особенностями в качестве параметра, характеризующего сенсорный эффект, естественно выбрать полную мощность излучения на выходе устройства, которая пропорциональна интегралу:

$$P = (\lambda_M - \lambda_1)^{-1} \int_{\lambda_1}^{\lambda_M} I d\lambda. \quad (16)$$

Результаты численного расчета интеграла (16) представлены на рис. 4, *a* зависимостью $P(\rho)$. Она построена на основании модели (5) и интерполяций (9), (10), (12)—(15). Экспериментальная зависимость $P_e(\rho)$ на рис. 4, *a* получена в результате вычисления интеграла (16) методом трапеций после замены $I(\lambda)$ на $I_e(\lambda_i)$, где $I_e(\lambda_i)$ — экспериментальные данные, приведенные на рис. 2.

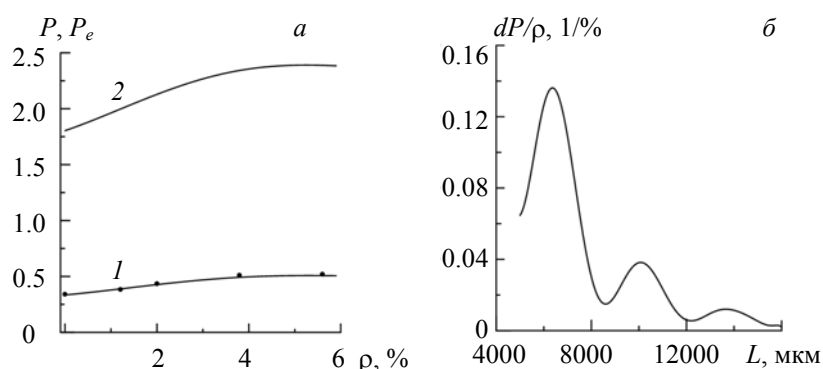


Рис. 4. Отклик интерферометрического сенсора водорода с регистрацией интегрального пропускания устройства: *a* — расчетные зависимости мощности излучения на выходе устройства от концентрации водорода в атмосфере при длине перетяжки $L = 10000$ (1) и 6375 мкм (2), точки — эксперимент; *б* — зависимость коэффициента чувствительности сенсора $dP/d\rho$ от длины перетяжки

Согласно рис. 4, *a*, мощность излучения на выходе устройства — монотонно возрастающая функция концентрации водорода, причем расчетные и экспериментальные данные (кривая 1 и точки) находятся в весьма близком соответствии между собой.

Представляет интерес максимизация чувствительности сенсора, которую можно охарактеризовать производной $dP/d\rho$, взятой при $\rho = 0\%$. Ограничимся рассмотрением оптимального выбора длины перетяжки с палладиевым покрытием L при неизменных прочих параметрах. Как видно из рис. 4, *б*, максимум коэффициента чувствительности $dP/d\rho$ достигается при $L = 6375$ мкм. Согласно рис. 4, *a*, при переходе от $L = 10000$ мкм к оптимальной длине $L = 6375$ мкм возрастает не только чувствительность, но и интегральное пропускание устройства.

Заключение. Предложена электродинамическая модель волоконно-оптического сенсора водорода в виде тейпера с палладиевым покрытием в фотонно-кристаллическом волокне. Модель зависит от $3m + 1$ вещественных параметров, отвечающих за дифракционное преобразование локальных мод тейпера в областях коллапса воздушных каналов в тейпере и за дисперсионные характеристики палладиевой пленки. Данные параметры можно определить путем обработки экспериментальных спектров пропускания сенсора методом наименьших квадратов. Это открывает возможности контроля дисперсионных характеристик наноразмерного палладиевого покрытия при работе сенсора и оптимизации параметров сенсора. Установлено, что при использовании палладиевого покрытия толщиной 8 нм приращение концентрации водорода в атмосфере азота влияет на дисперсионные характеристики покрытия, что приводит к росту интегрального пропускания сенсора и практически не сказывается на положении интерференционных максимумов пропускания сенсора на шкале длин волн. В этом случае существует оптимальная длина перетяжки тейпера, позволяющая максимизировать чувствительность сенсора.

Работа выполнена при поддержке ГПНИ Республики Беларусь “Фотоника, опто- и микроэлектроника 1.3.03”.

-
- [1] **S. F. Silva, L. Coelho, O. Frazao, J. L. Santos, F. X. Malcata.** IEEE Sens. J., **12** (2012) 93—102
- [2] **V. P. Minkovich, D. Monzón-Hernández, J. Villatoro, G. Badenes.** Opt. Express, **14** (2006) 8413—8418
- [3] **V. P. Minkovich, D. Monzón-Hernández, J. Villatoro, A. B. Sotsky, L. I. Sotskaya.** J. Lightwave Technol., **24** (2006) 4319—4328
- [4] **H. G. Unger.** Planar Optical Waveguides and Fibres, Oxford, Clarendon press (1977)
- [5] **А. Б. Сотский.** Теория оптических волноводных элементов, МГУ им. А. А. Кулешова, Могилев (2011)
- [6] **L. Goddard, K. Y. Wong, A. Garg, E. Behymer, G. Cole, T. Bond.** LEOS 2008 – 21st Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society, 9–13 November 2008, Acapulco, Mexico IEEE (2008) 569—570
- [7] **J. I. Avila, R. J. Matelon, R. Trabol, M. Favre, D. Lederman, U. G. Volkmann, A. L. Cabrera.** J. Appl. Phys., **107** (2010) 023504-1—023505-5
- [8] **M. J. Adams.** An Introduction to Optical Waveguides, New York, John Wiley and Sons (1981)
- [9] **А. Б. Сотский, С. О. Парашков, А. Н. Василенко.** Проблемы физики, математики и техники, № 1 (2015) 21—26