

Определение показателя преломления, коэффициента экстинкции и толщины тонких пленок методом возбуждения волноводных мод

В.И.Соколов, Н.В.Марусин, В.Я.Панченко, А.Г.Савельев, В.Н.Семиногов, Е.В.Хайдуков

Предложен метод одновременного измерения показателя преломления n_f , коэффициента экстинкции m_f и толщины H_f тонких пленок. В основе метода лежит резонансное возбуждение волноводных мод в пленке ТЕ или ТМ поляризованным лазерным пучком в геометрии нарушенного полного внутреннего отражения. Значения n_f , m_f и H_f находят путем минимизации функционала $\Phi = [N^{-1} \sum_{i=1}^N (R_{exp}(\theta_i) - R_{thr}(\theta_i))^2]^{1/2}$, где $R_{exp}(\theta_i)$ и $R_{thr}(\theta_i)$ – экспериментально измеренный и теоретически рассчитанный коэффициенты отражения светового пучка от границы между измерительной призмой и пленкой при угле падения θ_i . Погрешности определения n_f , m_f и H_f данным методом составляют $\pm 2 \times 10^{-4}$, $\pm 1 \times 10^{-3}$ и $\pm 0.5\%$ соответственно.

Ключевые слова: тонкие пленки, метод возбуждения волноводных мод.

1. Введение

Измерение показателя преломления n_f , коэффициента экстинкции m_f и толщины H_f тонких пленок важно при формировании оптических покрытий и создании различных устройств интегральной оптики. Традиционно для этого используется метод эллисометрии [1]. Однако погрешности определения n_f и m_f эллисометрическим методом редко бывают меньше $\pm 5 \times 10^{-3}$. С другой стороны, метод резонансного возбуждения волноводных мод в пленке в условиях нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) дает погрешность измерения n_f на уровне $\pm 2 \times 10^{-4}$ и H_f – на уровне $\pm 1\%$ [2–13], однако не позволяет определять m_f .

Метод резонансного возбуждения волноводных мод был предложен в 1970-х годах и в настоящее время является общепринятым при исследовании свойств тонкопленочных структур [14]. Суть метода состоит в том, что исследуемая пленка приводится в оптический контакт с рабочей гранью измерительной призмы, имеющей высокий показатель преломления N_p , и освещается со стороны призмы монохроматическим световым пучком. Для лучей, падающих на границу призмы с пленкой под углами θ_i , для которых выполняется условие синхронизма $N_p \sin \theta_i = \beta_i$ ($i = 0, 1, 2, \dots$; β_i – эффективный показатель преломления моды с номером i), условие полного внутреннего отражения нарушается и свет может проникать в пленку, возбуждая в ней соответствующую моду. При этом в угловой зависимости коэффициента зеркального отражения $R(\theta)$ пучка от рабочей грани призмы наблюдаются резкие и узкие минимумы. Если известны два модовых угла θ_i , то, зная N_p , можно рассчитать β_i и, решив систему

нелинейных дисперсионных уравнений для волноводных мод, определить два неизвестных параметра: показатель преломления n_f и толщину H_f пленки. Указанный метод успешно использовался для исследования полимерных [15] и металлических [16, 17] пленок, прозрачных проводящих [18] и диэлектрических [19] слоев. В последнее время появился ряд публикаций, расширяющих возможности данного метода. Показана возможность измерения сверхтонких пленок с использованием иммерсионных жидкостей [20], определения градиента показателя преломления по толщине пленки [21], измерения дисперсии материала пленки в видимом и ближнем ИК диапазонах длин волн [19].

В настоящей работе предложен метод одновременно измерения показателя преломления n_f , коэффициента экстинкции m_f и толщины тонких пленок H_f , основанный на резонансном возбуждении волноводных ТЕ или ТМ мод в пленке в геометрии НПВО. Погрешности определения n_f , m_f и H_f данным методом составляют $\pm 2 \times 10^{-4}$, $\pm 1 \times 10^{-3}$ и $\pm 0.5\%$ соответственно. Предложенный метод концептуально близок к подходу, продемонстрированному в работе [22] на примере вытекающих и волноводных ТЕ мод, являясь его развитием.

2. Расчет коэффициента отражения плоских ТЕ и ТМ волн от поглощающей пленки в геометрии НПВО

Схема возбуждения волноводных мод в пленке с показателем преломления n_f в геометрии НПВО показана на рис.1. Плоская электромагнитная волна E_{in} падает на границу призма–пленка со стороны измерительной призмы с показателем преломления N_p под углом θ . В дальнейшем мы полагаем, что поглощение в материале призмы отсутствует, при этом диэлектрическая проницаемость призмы $\epsilon_p = N_p^2$. Пленка расположена на подложке с показателем преломления n_s . Зазор между пленкой и призмой имеет толщину H_{in} и может быть заполнен воздухом или иммерсионной жидкостью с показателем пре-

В.И.Соколов, Н.В.Марусин, В.Я.Панченко, А.Г.Савельев, В.Н.Семиногов, Е.В.Хайдуков. Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Россия, Московская обл., 140700 Шатура, ул. Святоозерская, 1;
e-mail: visokol@ Rambler.ru, mar80nik@mail.ru, panch@laser.ru

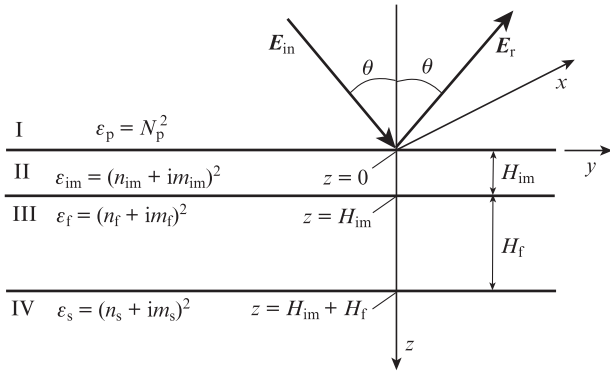


Рис.1. Схема возбуждения волноводных мод в пленке в геометрии НПВО (ϵ_p , ϵ_{im} , ϵ_f и ϵ_s – диэлектрические проницаемости измерительной призмы, иммерсионной жидкости (или воздуха), пленки и подложки соответственно; H_{im} – толщина зазора между пленкой и призмой; H_f – толщина пленки; θ – угол падения).

ломления n_{im} . Диэлектрические проницаемости иммерсионного слоя, пленки и подложки являются, вообще говоря, комплексными величинами и определяются выражениями $\epsilon_{im} = (n_{im} + im_{im})^2$, $\epsilon_f = (n_f + im_f)^2$ и $\epsilon_s = (n_s + im_s)^2$, где m_{im} , m_f и m_s – коэффициенты экстинкции соответствующих сред. Монохроматические электромагнитные поля

$$E(\mathbf{r}, t) = E(\mathbf{r})\exp(-i\omega t) + \text{компл. сопр.},$$

$$H(\mathbf{r}, t) = H(\mathbf{r})\exp(-i\omega t) + \text{компл. сопр.}$$

($\mathbf{r} = (x, y, z)$, ω – частота, t – время) в случае падающей ТЕ волны (s-поляризация) можно записать в следующем виде.

В среде I с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_p = N_p^2$

$$E^I(y, z) = x[E_{in}^s \exp(ik_y y + ik_z z) + R_a^s \exp(ik_y y - ik_z z)],$$

$$H^I(y, z) = y \frac{k_z}{k} [E_{in}^s \exp(ik_y y + ik_z z) - R_a^s \exp(ik_y y - ik_z z)] - z \frac{k_y}{k} [E_{in}^s \exp(ik_y y + ik_z z) + R_a^s \exp(ik_y y - ik_z z)],$$

где E_{in}^s – амплитуда падающей s-поляризованной волны; R_a^s – амплитуда отраженной волны; $k = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны света в вакууме; $k_y = kN_p \sin\theta$; $k_z = kN_p \cos\theta$.

В среде II с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_{im} = (n_{im} + im_{im})^2$

$$E^{II}(y, z) = x[E^{II\text{down}} \exp(ik_y y - \gamma^{II} z) + E^{II\text{up}} \exp(ik_y y + \gamma^{II} z)],$$

$$H^{II}(y, z) = y \frac{i\gamma^{II}}{k} [E^{II\text{down}} \exp(ik_y y - \gamma^{II} z) - E^{II\text{up}} \exp(ik_y y + \gamma^{II} z)] - z \frac{k_y}{k} [E^{II\text{down}} \exp(ik_y y - \gamma^{II} z) + E^{II\text{up}} \exp(ik_y y + \gamma^{II} z)],$$

где $E^{II\text{down}}$ и $E^{II\text{up}}$ – амплитуды волн в зазоре, распространяющихся в положительном и отрицательном направлении вдоль оси z соответственно; $\gamma^{II} = (k_y^2 - k^2 \epsilon_{im})^{1/2}$; $\text{Re} \gamma^{II} \geq 0$; $\text{Im} \gamma^{II} \leq 0$.

В среде III с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_f = (n_f + im_f)^2$

$$E^{III}(y, z) = x[E^{III\text{down}} \exp(ik_y y - \gamma^{III} z) + E^{III\text{up}} \exp(ik_y y + \gamma^{III} z)],$$

$$H^{III}(y, z) = y \frac{i\gamma^{III}}{k} [E^{III\text{down}} \exp(ik_y y - \gamma^{III} z) - E^{III\text{up}} \exp(ik_y y + \gamma^{III} z)] - z \frac{k_y}{k} [E^{III\text{down}} \exp(ik_y y - \gamma^{III} z) + E^{III\text{up}} \exp(ik_y y + \gamma^{III} z)],$$

где $E^{III\text{down}}$ и $E^{III\text{up}}$ – амплитуды волн в пленке; $\gamma^{III} = (k_y^2 - k^2 \epsilon_f)^{1/2}$; $\text{Re} \gamma^{III} \geq 0$; $\text{Im} \gamma^{III} \leq 0$.

В среде IV с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_s = (n_s + im_s)^2$

$$E^{IV}(y, z) = x E^{IV} \exp(ik_y y - \gamma^{IV} z),$$

$$H^{IV}(y, z) = y \frac{i\gamma^{IV}}{k} E^{IV} \exp(ik_y y - \gamma^{IV} z) - z \frac{k_y}{k} E^{IV} \exp(ik_y y - \gamma^{IV} z),$$

где E^{IV} – амплитуда волны в подложке; $\gamma^{IV} = (k_y^2 - k^2 \epsilon_s)^{1/2}$; $\text{Re} \gamma^{IV} \geq 0$; $\text{Im} \gamma^{IV} \leq 0$.

Принимая во внимание вид электромагнитных полей (1) – (4) и проводя «сшивку» этих полей на границах раздела $z = 0$, $z = H_{im}$ и $z = H_{im} + H_f$ (см. рис.1), для амплитуды s-поляризованной отраженной волны R_a^s получаем

$$\frac{R_a^s}{E_{in}^s} = \left[\frac{k_z - i\gamma^{II}}{k_z + i\gamma^{II}} + A_s \exp(-2\gamma^{II} H_{im}) \right] \times \left[1 + \frac{k_z - i\gamma^{II}}{k_z + i\gamma^{II}} A_s \exp(-2\gamma^{II} H_{im}) \right]^{-1},$$

$$A_s = \left[\frac{\gamma^{II} - \gamma^{III}}{\gamma^{II} + \gamma^{III}} + \frac{\gamma^{III} - \gamma^{IV}}{\gamma^{III} + \gamma^{IV}} \exp(-2\gamma^{III} H_f) \right] \times \left[1 + \frac{\gamma^{II} - \gamma^{III}}{\gamma^{II} + \gamma^{III}} \frac{\gamma^{III} - \gamma^{IV}}{\gamma^{III} + \gamma^{IV}} \exp(-2\gamma^{III} H_f) \right]^{-1}.$$

Аналогично в случае падающей ТМ волны (p-поляризация) электромагнитные поля в средах I – IV можно представить в следующей форме:

в среде I

$$H^I(y, z) = x[H_{in}^p \exp(ik_y y + ik_z z) + R_a^p \exp(ik_y y - ik_z z)],$$

$$E^I(y, z) = -y \frac{k_z}{k \epsilon_p} [H_{in}^p \exp(ik_y y + ik_z z) - R_a^p \exp(ik_y y - ik_z z)] + z \frac{k_y}{k \epsilon_p} [H_{in}^p \exp(ik_y y + ik_z z) + R_a^p \exp(ik_y y - ik_z z)];$$

в среде II

$$\begin{aligned} H^{II}(y, z) = & \alpha [H^{II\text{down}} \exp(ik_y y - \gamma^{II} z) \\ & + H^{II\text{up}} \exp(ik_y y + \gamma^{II} z)], \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} E^{II}(y, z) = & -y \frac{i\gamma^{II}}{k\epsilon_{\text{im}}} [H^{II\text{down}} \exp(ik_y y - \gamma^{II} z) \\ & - H^{II\text{up}} \exp(ik_y y + \gamma^{II} z)] \\ & + z \frac{k_y}{k\epsilon_{\text{im}}} [H^{II\text{down}} \exp(ik_y y - \gamma^{II} z) + H^{II\text{up}} \exp(ik_y y + \gamma^{II} z)]; \end{aligned}$$

в среде III

$$\begin{aligned} H^{III}(y, z) = & \alpha [H^{III\text{down}} \exp(ik_y y - \gamma^{III} z) \\ & + H^{III\text{up}} \exp(ik_y y + \gamma^{III} z)], \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} E^{III}(y, z) = & -y \frac{i\gamma^{III}}{k\epsilon_f} [H^{III\text{down}} \exp(ik_y y - \gamma^{III} z) \\ & - H^{III\text{up}} \exp(ik_y y + \gamma^{III} z)] \\ & + z \frac{k_y}{k\epsilon_f} [H^{III\text{down}} \exp(ik_y y - \gamma^{III} z) + H^{III\text{up}} \exp(ik_y y + \gamma^{III} z)]; \end{aligned}$$

в среде IV

$$\begin{aligned} H^{IV}(y, z) = & \alpha H^{IV} \exp(ik_y y - \gamma^{IV} z), \\ E^{IV}(y, z) = & -y \frac{i\gamma^{IV}}{k\epsilon_s} H^{IV} \exp(ik_y y - \gamma^{IV} z) \end{aligned} \quad (9)$$

$$+ z \frac{k_y}{k\epsilon_s} H^{IV} \exp(ik_y y - \gamma^{IV} z).$$

В формулах (6)–(9) H_{in}^{p} – амплитуда падающей р-поляризованной волны; R_{a}^{p} – амплитуда отраженной волны; $H^{\text{II}\text{down}}$, $H^{\text{II}\text{up}}$, $H^{\text{III}\text{down}}$, $H^{\text{III}\text{up}}$, H^{IV} – амплитуды волн в средах II, III и IV соответственно. Проводя сшивку полей (6)–(9) на границах $z = 0$, $z = H_{\text{im}}$ и $z = H_{\text{im}} + H_{\text{f}}$, для амплитуды отраженной волны R_{a}^{p} находим

$$\begin{aligned} \frac{R_{\text{a}}^{\text{p}}}{H_{\text{in}}^{\text{p}}} = & \left[\frac{\epsilon_{\text{im}} k_z - i\gamma^{\text{II}} \epsilon_{\text{p}}}{\epsilon_{\text{im}} k_z + i\gamma^{\text{II}} \epsilon_{\text{p}}} + A_{\text{p}} \exp(-2\gamma^{\text{II}} H_{\text{im}}) \right] \\ & \times \left[1 + \frac{\epsilon_{\text{im}} k_z - i\gamma^{\text{II}} \epsilon_{\text{p}}}{\epsilon_{\text{im}} k_z + i\gamma^{\text{II}} \epsilon_{\text{p}}} A_{\text{p}} \exp(-2\gamma^{\text{II}} H_{\text{im}}) \right]^{-1}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} A_{\text{p}} = & \left[\frac{\gamma^{\text{II}} \epsilon_{\text{f}} - \gamma^{\text{III}} \epsilon_{\text{im}}}{\gamma^{\text{II}} \epsilon_{\text{f}} + \gamma^{\text{III}} \epsilon_{\text{im}}} + \frac{\gamma^{\text{III}} \epsilon_{\text{s}} - \gamma^{\text{IV}} \epsilon_{\text{f}}}{\gamma^{\text{III}} \epsilon_{\text{s}} + \gamma^{\text{IV}} \epsilon_{\text{f}}} \exp(-2\gamma^{\text{III}} H_{\text{f}}) \right] \\ & \times \left[1 + \frac{\gamma^{\text{II}} \epsilon_{\text{f}} - \gamma^{\text{III}} \epsilon_{\text{im}}}{\gamma^{\text{II}} \epsilon_{\text{f}} + \gamma^{\text{III}} \epsilon_{\text{im}}} \frac{\gamma^{\text{III}} \epsilon_{\text{s}} - \gamma^{\text{IV}} \epsilon_{\text{f}}}{\gamma^{\text{III}} \epsilon_{\text{s}} + \gamma^{\text{IV}} \epsilon_{\text{f}}} \exp(-2\gamma^{\text{III}} H_{\text{f}}) \right]^{-1}. \end{aligned}$$

На рис.2 представлены рассчитанные по формулам (5), (10) зависимости коэффициентов зеркального отражения $R_{\text{s}}(\theta) = |R_{\text{a}}^{\text{s}}/E_{\text{in}}^{\text{s}}|^2$ и $R_{\text{p}}(\theta) = |R_{\text{a}}^{\text{p}}/H_{\text{in}}^{\text{p}}|^2$ от угла падения θ луча на границу призма–пленка. Параметры призмы, им-

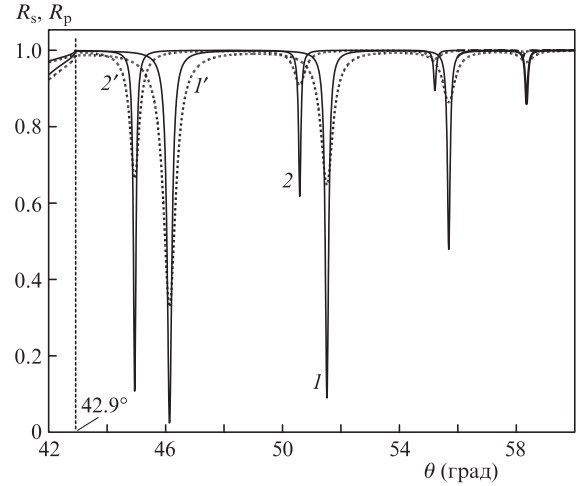


Рис.2. Зависимости коэффициентов отражения $R_{\text{s}}(\theta)$ и $R_{\text{p}}(\theta)$ при освещении границы призма–пленка плоской электромагнитной волной с $\lambda = 632.8$ нм в случае ТЕ (1, 1') и ТМ (2, 2') поляризации; $N_{\text{p}} = 2.14044$, $\epsilon_{\text{im}} = 1$, $H_{\text{im}} = 150$ нм, $H_{\text{f}} = 1082$ нм, $n_{\text{s}} = 1.45705$, $m_{\text{s}} = 0$. Кривые 1 и 2 относятся к случаю $\epsilon_{\text{f}} = (1.840 + i0.001)^2$, кривые 1' и 2' – к случаю $\epsilon_{\text{f}} = (1.840 + i0.005)^2$.

мерсионного слоя, пленки, подложки и длина волны света приведены в подписи к рис.2. Видно, что в зависимостях $R_{\text{s}}(\theta)$ и $R_{\text{p}}(\theta)$ наблюдаются резкие минимумы (m -линии), обусловленные возбуждением волноводных ТЕ и ТМ мод в пленке. Увеличение коэффициента экстинкции в материале пленки ведет к увеличению ширины m -линий, при этом их угловое положение практически не меняется. Отметим излом на кривых $R_{\text{s}}(\theta)$ и $R_{\text{p}}(\theta)$ при $\theta = 42.9^\circ$ (так называемое колено), возникающий при выполнении условия $N_{\text{p}} \sin \theta = n_{\text{s}}$ и обусловленный туннелированием света в подложку.

Идея предлагаемого метода измерения коэффициента экстинкции m_{f} пленки по угловой зависимости коэффициента зеркального отражения основана на том, что глубина и ширина резонанса, связанного с возбуждением волноводных мод в пленке, очень чувствительны к значению m_{f} [22, 23]. В методе используется численное моделирование для определения параметров n_{f} , m_{f} , H_{f} и H_{im} , при которых коэффициенты отражения, рассчитанные по формулам (5), (10), наилучшим образом соответствуют экспериментально измеренным зависимостям $R_{\text{s}}(\theta)$ и $R_{\text{p}}(\theta)$ в широком диапазоне углов падения.

3. Эксперимент и методика определения параметров пленки

Пленка оксида кремния SiO_x ($x \approx 1$) толщиной $H_{\text{f}} \approx 1$ мкм была изготовлена методом термического испарения монооксида SiO с последующим осаждением в вакууме на подложку SiO_2 . Такую структуру в дальнейшем будем обозначать $\text{SiO}_x/\text{SiO}_2$. Измерение коэффициентов отражения $R_{\text{s}}(\theta)$ и $R_{\text{p}}(\theta)$ проводилось на приборе Metricon-2010 в диапазоне углов $42.7^\circ - 67.7^\circ$ при сканировании ТЕ и ТМ поляризованным пучком гелий-неонового лазера с длиной волны $\lambda = 632.8$ нм и диаметром $d = 1.5$ мм. Расходимость лазерного пучка $\Delta\theta \approx \lambda/d = 0.024^\circ$, поэтому при расчетах $R_{\text{s}}(\theta)$ и $R_{\text{p}}(\theta)$ можно использовать приближение плоской падающей волны.

Для определения коэффициентов отражения измерялись угловые зависимости интенсивности лазерного пучка, от-

раженного от рабочей грани измерительной призмы, в ситуации, когда образец находится с ней в оптическом контакте (в этом случае в зависимости $R(\theta)$ наблюдаются m -линии) и когда образец удален от призмы (m -линии отсутствуют). Коэффициенты зеркального отражения определялись как отношения этих зависимостей. Для повышения точности измерений $R_s(\theta)$ и $R_p(\theta)$ проводились усреднения по нескольким сканам. Экспериментально измеренные зависимости коэффициентов зеркального отражения $R_s(\theta)$ и $R_p(\theta)$ для пленки $\text{SiO}_x/\text{SiO}_2$ представлены на рис.3.

Из рис.3 следует, что в пленке наблюдаются четыре ТЕ и четыре ТМ волноводные моды. Оптические постоянные n_f , m_f и толщина пленки H_f определялись путем минимизации функционала

$$\phi = \left[N^{-1} \sum_{i=1}^N (R_{\text{exp}}(\theta_i) - R_{\text{thr}}(\theta_i))^2 \right]^{1/2},$$

определяющего среднеквадратичное отклонение между экспериментально измеренными ($R_{\text{exp}}(\theta)$) и теоретически рассчитанными по формулам (5), (10) ($R_{\text{thr}}(\theta)$) значениями коэффициента отражения. При этом также рассчитывалась толщина H_{im} воздушного зазора между пленкой и призмой. Оптические постоянные подложки были следующими: $n_s = 1.45705$, $m_s = 0$. Найденные оптимальные значения n_f , m_f , H_f и H_{im} , при которых достигалось наилучшее согласие теоретических и экспериментальных зна-

чений $R(\theta)$ во всем диапазоне углов падения, приведены ниже. Из рис.3 видно, что измеренные и рассчитанные ширины резонансов, связанных с возбуждением волноводных мод в пленке, близки. Отметим небольшое несовпадение измеренных и рассчитанных положений минимумов для моды с $m = 0$. По нашему мнению, это обусловлено наличием небольшого градиента показателя преломления по толщине пленки. Такой градиент влияет в наибольшей степени на положение m -линий для мод низших порядков ($m = 0, 1$), сильно локализованных в пленке, и в значительно меньшей мере – на положения m -линий для высших мод.

Значения параметров пленки $\text{SiO}_x/\text{SiO}_2$, рассчитанные из угловых зависимостей $R_s(\theta)$ и $R_p(\theta)$ для длины волны $\lambda = 632.8$ нм, таковы: $n_f = 1.9677$, $m_f = 0.011$, $H_f = 1003.3$ нм, $H_{\text{im}} = 88.6$ нм (для $R_s(\theta)$) и $n_f = 1.9595$, $m_f = 0.011$, $H_f = 1012.3$ нм, $H_{\text{im}} = 75.7$ нм (для $R_p(\theta)$). Для сравнения укажем значения n_f , m_f и H_{im} , рассчитанные для этой же длины волны методом спектроскопии пропускания: $n_f = 1.9664$, $m_f = 0.010$ и $H_f = 1007$ нм.

Как следует из приведенных данных, значения коэффициента экстинкции пленки, определенные в случае ТЕ и ТМ поляризации возбуждающего лазерного пучка, совпадают и равны 0.011. При этом рассчитанные толщины

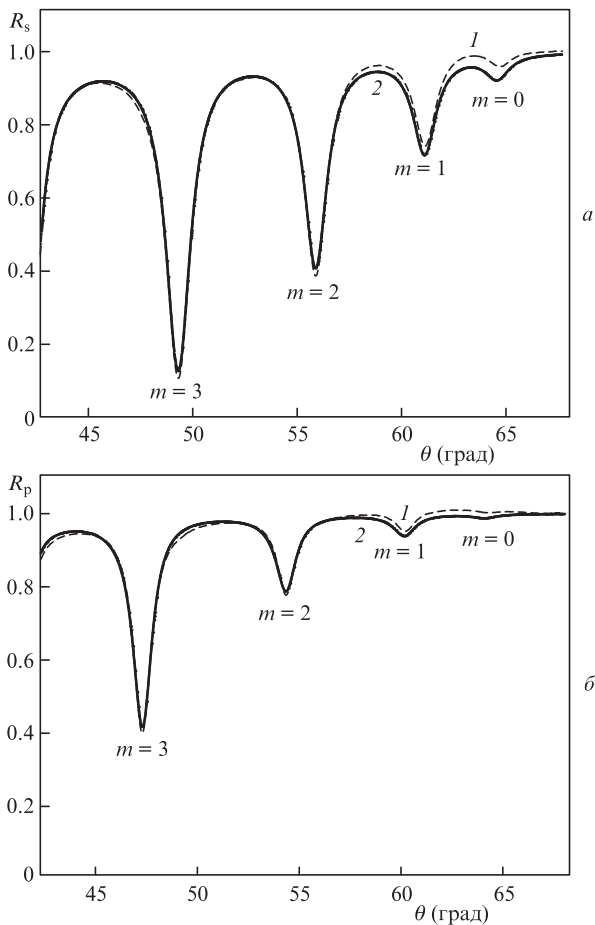


Рис.3. Угловые зависимости коэффициентов зеркального отражения для пленки $\text{SiO}_x/\text{SiO}_2$ – измеренных (1) и рассчитанных по формулам (5), (10) при оптимальных значениях n_f , m_f , H_f , H_{im} (2) в случае ТЕ (а) и ТМ (б) поляризации падающего лазерного пучка.

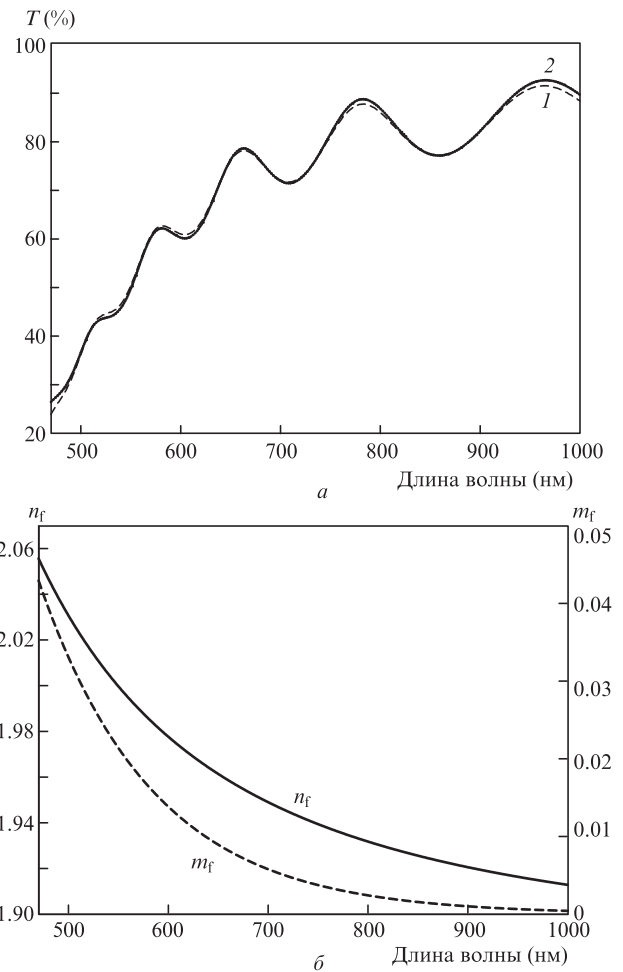


Рис.4. Зависимости $T(\lambda)$ для пленки $\text{SiO}_x/\text{SiO}_2$ – измеренная при нормальном падении (1) и рассчитанная (2) при оптимальных $n_f(\lambda)$, $m_f(\lambda)$, $H_f = 1007$ нм (а), а также зависимости $n_f(\lambda)$ и $m_f(\lambda)$, при которых достигается наилучшее согласие экспериментальных и расчетных значений $T(\lambda)$. Оптические постоянные подложки: $n_s = 1.45705$, $m_s = 0$.

пленки различаются на 9 нм, погрешность определения H_f составляет $\pm 0.5\%$. Толщина воздушного зазора между призмой и пленкой, определенная как среднее из значений, полученных в случае ТЕ и ТМ поляризаций, равна 82.2 ± 6.5 нм. Измерения, проведенные при различной толщине зазора H_{im} между измерительной призмой и пленкой, показали, что погрешность измерения n_f составляет $\pm 2 \times 10^{-4}$. Различие в значениях n_f (1.9677 и 1.9595) для ТЕ и ТМ поляризаций мы связываем с анизотропией материала пленки.

Для проверки точности предложенного метода измерения n_f , m_f и H_f тонких пленок параметры пленки SiO_x/SiO_2 также были определены методом спектроскопии пропускания. На рис.4,а представлен коэффициент пропускания $T(\lambda)$, измеренный на спектрофотометре Cary-50 при нормальном падении пучка. Толщина и оптические постоянные пленки $n_f(\lambda)$, $m_f(\lambda)$ определялись методом минимизации среднеквадратичных отклонений экспериментальной и теоретической кривых $T(\lambda)$ с использованием дисперсионной модели Коши $n_f(\lambda) = A_0 + A_1/\lambda^2 + A_2/\lambda^4$, $m_f(\lambda) = B_0 + B_1/\lambda^2 + B_2/\lambda^4$, где A_i и B_i ($i = 0, 1, 2$) – константы. Рассчитанные значения H_f , n_f и m_f приведены выше. На рис.4,б показаны найденные зависимости $n_f(\lambda)$ и $m_f(\lambda)$, а на рис.4,а – соответствующая им теоретически рассчитанная кривая $T(\lambda)$.

Таким образом, значения n_f , m_f , H_f , полученные методом возбуждения волноводных мод, хорошо согласуются между собой и с результатами, полученными методом спектроскопии пропускания.

4. Заключение

Показано, что метод возбуждения волноводных мод позволяет при любом коэффициенте связи проводить одновременное измерение показателя преломления n_f , коэффициента экстинкции m_f и толщины H_f тонких пленок, а также определять толщину H_{im} зазора между измерительной призмой и исследуемой пленкой. Определены оптические постоянные и толщина пленки монооксида кремния, нанесенной на кварцевую подложку, на длине волны 632.8 нм. Найденные значения хорошо согласуются с полученными методом спектроскопии пропускания. Погрешность определения n_f , m_f и H_f описанным методом составляет ± 0.0002 , ± 0.001 и $\pm 0.5\%$ соответственно. Метод можно применять для измерения оптических параметров пленок и на других длинах волн с использованием соответствующих лазеров.

При расчете значений n_f , m_f и H_f пленки SiO_x/SiO_2 мы использовали приближение падающей плоской волны и модель однослойной однородной пленки. Для повыше-

ния точности метода следует принимать во внимание возможное наличие переходных слоев, градиентов показателя преломления $n_f(z)$ и коэффициента экстинкции $m_f(z)$ в тонкой пленке, а также конечный поперечный размер возбуждающего лазерного пучка, как это делается при использовании эллипсометрического метода.

Авторы признательны В.Н.Глебову и А.М.Малютину за предоставленные образцы пленок монооксида кремния. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 13-07-00976А, 12-07-31223 мол_а и 12-02-31773 мол_а) и гранта Правительства РФ для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых (контракт 14.В25.31.0019).

1. Ржанов А.В. *Основы эллипсометрии* (Новосибирск: Наука, СО, 1979).
2. Tien P.K, Ulrich R., Martin R.J. *Appl. Phys. Lett.*, **14** (9), 291 (1969).
3. Дерюгин Л.Н., Марчук А.Н., Сотин В.Е. *Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника*, **13** (8), 973 (1970).
4. Harris J.H., Shubert R., Polky J.N. *J. Opt. Soc. Am.*, **60** (8), 1007 (1970).
5. Tien P.K. *Appl. Opt.*, **10** (11), 2395 (1971).
6. Harris J.H., Shubert R. *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, **MTT-19** (3), 269 (1971).
7. Ulrich R., Torge R. *Appl. Opt.*, **12** (12), 2901 (1973).
8. Herrmann P.P. *Appl. Opt.*, **19** (19), 3261 (1980).
9. Хоменко В.Е., Липовский А.А., Александров Н.А. *ПТЭ*, № 3, 224 (1981).
10. Борисов В.И., Сушков В.И. *Высокомолекулярные соединения (А)*, **XXIV** (2), 437 (1982).
11. Стригалева В.Е., Штейнгарт Л.М., Кульбенков В.М. *ПТЭ*, № 6, 164 (1987).
12. Штейнгарт Л.М., Люсиков М.П., Редько В.П. *ПТЭ*, № 1, 182 (1991).
13. Liu T., Samuels R.J. *J. Opt. Soc. Am. A*, **21** (7), 1322 (2004).
14. Сотский А.Б. *Теория оптических волноводных элементов* (Могилев: УО «МГУ им. А.А. Кулешова», 2011).
15. Ay F., Kocabas A., Cocabas C., Aydinli A., Agan S. *J. Appl. Phys.*, **96** (12), 7147 (2004).
16. Dawson P., Cairns G.F., O'Prey S.M. *Rev. Sci. Instrum.*, **71** (11), 4208 (2000).
17. Yang F., Cao Z., Fang J. *Appl. Opt.*, **27** (1), 11 (1998).
18. Yang F., Sambles J.R. *J. Modern Opt.*, **44** (6), 1155 (1997).
19. Соколов В.И., Китай М.С., Мишаков Г.В., Молчанова С.И., Панченко В.Я., Семиногов В.Н., Хайдуков Е.В. *Перспективные материалы, Спец. выпуск*, № 14, 267 (2013).
20. Chiang K.S., Cheng S.Y., Liu Q. *J. Lightwave Technol.*, **25** (5), 1206 (2007).
21. Соколов В.И., Панченко В.Я., Семиногов В.Н. *Квантовая электроника*, **42** (8), 739 (2012).
22. Хомченко А.В., Сотский А.Б., Романенко А.А., Глазунов Е.В., Косточенко Д.Н. *Письма в ЖТФ*, **28** (11), 51 (2002).
23. Lansiaux X., Dogheche E., Remiens D. *J. Appl. Phys.*, **90** (10), 5274 (2001).