

**ФІЗІКА**

УДК 621.372.8; 535.1

*А. Б. СОТСКИЙ<sup>1</sup>, Е. В. ГЛАЗУНОВ<sup>2</sup>, П. Я. ЧУДАКОВСКИЙ<sup>1</sup>, И. У. ПРИМАК<sup>3</sup>*

**ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ВОЛНОВОДНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ  
ПРИ ОГРАНИЧЕННОЙ ПРИЗМЕ СВЯЗИ**

<sup>1</sup> *Могилевский государственный университет им. А. А. Кулешова*

<sup>2</sup> *Конструкторское бюро точного электронного машиностроения, Минск*

<sup>3</sup> *Белорусско-Российский университет, Могилев*

*(Поступила в редакцию 06.01.2010)*

Волноводная спектроскопия, основанная на туннельном возбуждении волноводных мод посредством призмы связи, является одним из наиболее чувствительных неразрушающих методов контроля параметров (толщин, показателей преломления поглощения, нелинейных констант) тонких пленок [1, 2]. Ключевую роль в данном методе играет решение обратной задачи волноводной спектроскопии о восстановлении комплексных постоянных распространения  $h = \text{Re } h + i \text{Im } h$  волноводных мод, направляемых пленкой путем обработки углового распределения интенсивности светового пучка, отраженного от призмы связи. Последующее определение характеристик пленки сводится к решению известных дисперсионных уравнений для планарных волноводов и не вызывает принципиальных затруднений [1–3]. Но практика использования метода волноводной спектроскопии показывает, что при исследовании пленок, обладающих малым (менее 10 дБ/см) поглощением, он может давать завышенное (иногда более чем на порядок) значение коэффициента затухания волноводной моды, что ограничивает возможности исследования спектров поглощения материалов. В [1, 4] было высказано предположение, что данный дефект связан с неконтролируемым выходом части энергии возбуждаемой волноводной моды за пределы призмы связи, однако попытки его устранения до сих пор не предпринимались.

В настоящей работе с целью преодоления указанного ограничения, предлагается усовершенствованная техника волноводной спектроскопии. Она включает новую методику измерений, состоящую в искусственном контролируемом обрыве контакта призмы связи с исследуемой пленкой, и соответствующий алгоритм решения названной выше обратной задачи. Эффективность подхода продемонстрирована в вычислительных и реальных экспериментах.

Схема призмного устройства связи представлена на рис. 1, а. Предполагается, что плоскость падения возбуждающего светового пучка описывается уравнением  $x = 0$ . Ось пучка составляет угол  $\gamma_0$  с боковыми гранями призмы и угол  $\alpha$  с ее основанием. Окружающая призму среда, сама призма, зазор между призмой связи и пленкой, волноводная пленка и подложка имеют относительные диэлектрические проницаемости  $\varepsilon_a$ ,  $\varepsilon_p$ ,  $\varepsilon_g$ ,  $\varepsilon_w$  и  $\varepsilon_s$  соответственно. Электромагнитное поле в средах предполагается монохроматическим, пропорциональным  $\exp(i\omega t)$ .

В реальных экспериментах толщина зазора описывается некоторой функцией  $g(x, z)$ . Распределение  $g(x, z)$  существенно влияет на поле отраженного пучка. Вид этого распределения заранее неизвестен. Однако вблизи центральной области основания призмы зазор можно приближенно считать плоскопараллельным ( $g(x, z) = g = \text{const}$ ). Естественно попытаться выделить в отраженном пучке и обработать волны, несущие информацию об указанной области, ко-



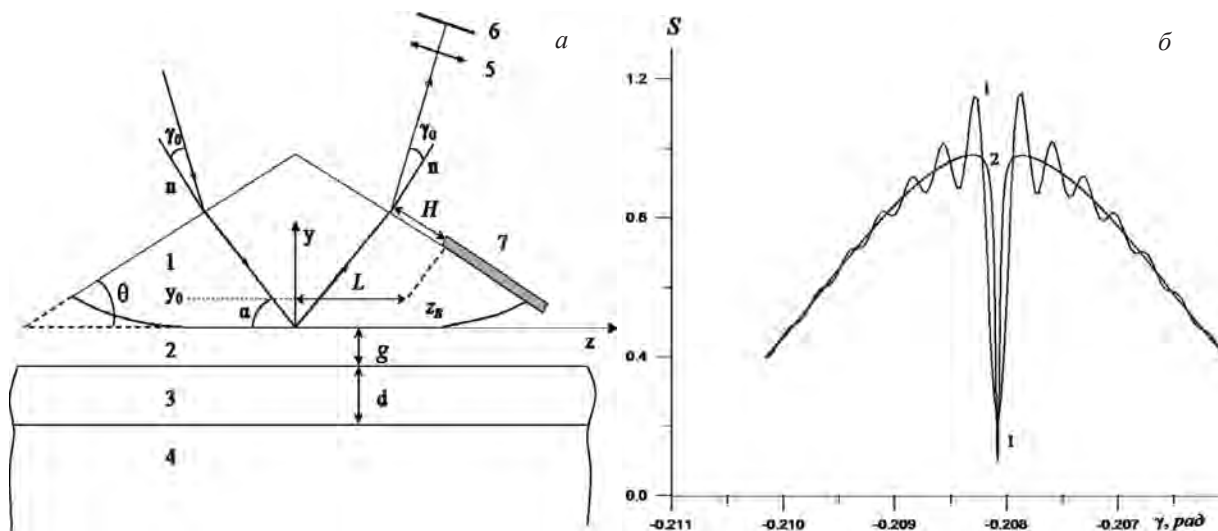


Рис. 1. *a* – призмное устройство связи: 1 – равнобедренная призма, 2 – зазор, 3 – волноводная пленка, 4 – подложка, 5 – линза, 6 – матрица фотоприемников, расположенная в фокальной плоскости линзы, 7 – экран; *б* – угловые распределения интенсивности отраженного пучка при  $L = 5000$  мкм (1) и  $L = \infty$  (2)

торую в дальнейшем мы будем называть пятном оптического контакта (ПОК). Тогда анализ углового распределения интенсивности отраженного пучка, измеряемого в фокальной плоскости линзы 5, может быть проведен в рамках модели плоскопараллельного зазора постоянной толщины  $g$ .

Известно [5], что при туннельном возбуждении волноводной моды поле отраженного пучка в окрестности основания призмы связи может быть представлено суммой полей двух параллельных пространственно разделенных пучков. Первый из них формируется в области ПОК в результате полного внутреннего отражения падающего пучка от основания призмы. Из геометрических соображений следует, что в окрестности основания призмы его поле существенно отличается от нуля в области

$$|x| \leq w_0, |z| \leq w, \quad (1)$$

где начало системы координат выбрано в точке пересечения оси пучка с основанием призмы,  $w_0$  – радиус пучка в окружающей среде,

$$w = w_0 (\cos \gamma_0 \sin \alpha)^{-1} \sqrt{1 - \varepsilon_a \varepsilon_p^{-1} \sin^2 \gamma_0}, \quad \alpha = 0,5\pi - \theta + \arcsin \sqrt{\varepsilon_a \varepsilon_p^{-1} \sin \gamma_0},$$

$\theta$  – угол призмы. Будем считать, что значение  $w_0$  таково, что область (1) находится в пределах ПОК. Второй из указанных пучков образуется в результате вытекания поля возбужденной моды по мере ее распространения по волноводу назад в призму связи. Распределение поля в этом пучке существенно ассиметрично: в окрестности основания призмы связи данное поле заметно отличается от нуля в области  $|x| \leq w_0, 0 \leq z \leq (\text{Im} \bar{h})^{-1}$ , где  $\bar{h}$  – постоянная распространения вытекающей моды. При исследовании слабозатухающих мод граница данной области  $z = (\text{Im} \bar{h})^{-1}$  может располагаться далеко за пределами ПОК.

С целью регистрации в отраженном поле волн от области ПОК мы предлагаем выполнить искусственный обрыв призмы связи по оси  $0z$  в пределах ПОК. Эффект данного обрыва достигается за счет применения тонкого непрозрачного экрана 7 (рис. 1, *a*), который располагается на выходной грани призмы связи и отсекает в отраженном пучке поле, формируемое длиннопробежной вытекающей модой вне пределов ПОК. Проанализируем отраженное поле в описанной схеме.

Рассмотрим стандартный для волноводной спектроскопии способ измерения оптического сигнала, в котором матрицей фотоприемников регистрируется угловое распределение мощности

отраженного пучка  $S(\gamma)$  в плоскости падения  $x = 0$  (см. рис. 1, а) [1, 3]. С целью описания функции  $S(\gamma)$  в случае призмы связи с экраном предположим, что поле возбуждающего пучка в плоскости  $y = 0$  допускает факторизацию:

$$\psi(x, z) = X(x)\varphi(z)\exp(-i\beta z), \quad (2)$$

где  $X(x)$  и  $\varphi(z)$  – некоторые амплитудные функции,  $\exp(-i\beta z)$  – фазовый множитель, определяемый углом падения пучка на основании призмы  $\alpha$  посредством формулы  $\beta = k_0\sqrt{\varepsilon_p} \cos \alpha$ , где  $k_0 = 2\pi\lambda_0^{-1}$  – волновое число вакуума. Здесь и далее под полем понимаются компоненты напряженности  $E_x$ , либо  $H_x$  для волн ТЕ-, либо ТМ- поляризации соответственно.

Как известно [3], при условии (2) расчет функции  $S(\gamma)$  сводится к рассмотрению двумерной дифракционной задачи, в которой  $\psi(x, z) = \varphi(z)\exp(-i\beta z)$ . Для ее решения воспользуемся приближением Кирхгофа [6], полагая, что в точках окружающей среды, прилегающих к выходной грани призмы связи вне области экрана, оптическое поле совпадает с аналогичным полем, имеющим место при отсутствии экрана, а в точках этой среды, прилегающих к экрану, поле равно нулю. Примем также приближение [3], в котором поле на выходе призмы связи без экрана трактуется как результат последовательного отражения пучка от входной грани, основания и выходной грани призмы, при этом боковые грани и основание призмы рассматриваются как бесконечно протяженные границы раздела сред. Еще заметим, что при решении обратной задачи волноводной спектроскопии практический интерес представляет описание функции  $S(\gamma)$  в диапазоне углов [1, 3]

$$|\gamma - \gamma_0| \leq 2(k_0 w_0)^{-1} \ll 1. \quad (3)$$

Представляя поля в виде интегралов Фурье записанных в системах координат боковых граней и основания призмы [3], можно показать, что в рамках указанных приближений функция  $S(\gamma)$  в диапазоне (3) может быть рассчитана по формуле

$$S(\gamma) = A|b_L(\gamma)|^2, \quad (4)$$

где  $A$  – коэффициент, учитывающий отражение пучка на боковых гранях призмы,

$$b_L(\gamma) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^L \exp(ik_z z) B(z) dz, \quad (5)$$

$k_z = k_0(\sin \theta \sqrt{\varepsilon_p - \varepsilon_a \sin^2 \gamma} - \cos \theta \sqrt{\varepsilon_a} \sin \gamma)$ ,  $B(z)$  – поле двумерного пучка, отраженного от основания неограниченной призмы связи, взятое внутри призмы на некоторой высоте  $y_0$  от ее основания,

$$L = H \sin(\theta + \alpha)(\sin \alpha)^{-1} + y_0(\operatorname{tg} \alpha)^{-1}, \quad (6)$$

$H$  – расстояние от оси пучка до края экрана, отсчитанное вдоль выходной грани призмы (рис. 1, а).

Исследуем вначале распределение  $S(\gamma)$ , полагая  $g(x, z) = g = \text{const}$ ,  $y_0 = 0$ . Заметим, что при выполнении последних равенств выражения (4), (5) сохраняют силу как при наличии экрана на выходной грани призмы, так и при его отсутствии. В последнем случае они описывают отражение излучения от призмы связи с конечной протяженностью основания и плоскопараллельным зазором (решение соответствующей дифракционной задачи в приближении Кирхгофа приводит к выражениям (4), (5) и без введения экрана, при этом  $L$  имеет смысл  $z$ -координаты правой границы основания призмы).



Полагая [3]

$$B(z) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \exp(-ik_z z) b(k_z), \quad (7)$$

$$b(k_z) = \frac{1}{2\pi} r(k_z) \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(z) \exp[i(k_z - \beta)z] dz,$$

где  $r(k_z)$  – коэффициент отражения плоской волны ТЕ-, либо ТМ-поляризации от границы раздела  $y = 0$ , из (5), (7) находим

$$b_L(\gamma) = \frac{b(k_z)}{2} - \frac{i}{2\pi} V.P. \int_{-\infty}^{\infty} \frac{b(k'_z) \exp[iL(k_z - k'_z)]}{k_z - k'_z} dk'_z, \quad (8)$$

где интеграл понимается в смысле главного значения.

Результаты моделирования отражения гауссова пучка, сфокусированного на основании призмы связи с использованием выражений (4), (8), представлены на рис. 1, б. При расчетах амплитудная функция пучка  $\varphi(z)$  бралась в виде

$$\varphi(z) = \exp(-z^2 w^{-2}), \quad (9)$$

а коэффициент отражения  $r(k_z)$  вычислялся по рекуррентным формулам [6]. Рассмотрено возбуждение пучком радиуса  $w_0 = 66$  мкм основной ТЕ-моды структуры с параметрами  $\varepsilon_a = 1$ ,  $\varepsilon_g = 1$ ,  $\varepsilon_w = (1,61096)^2 - i10^{-5}$ ,  $\varepsilon_s = (1,4571)^2 - i10^{-6}$ ,  $\varepsilon_p = (1,7497)^2$ ,  $d = 3$  мкм,  $g = 0,15$  мкм,  $\lambda_0 = 0,6328$  мкм,  $\theta = 60^\circ$ . Графики на рис. 1, б рассчитаны в окрестности угла фазового синхронизма  $\gamma_0 = -0,20808$  рад, при котором  $\beta = \text{Re} \bar{h}$  ( $\alpha = 0,40526$  рад).

Кривой 2 на рис. 1, б представлено распределение интенсивности отраженного пучка в окрестности резонансного угла  $\gamma_0$  в случае неограниченной призмы связи. Стандартный алгоритм решения обратной задачи волноводной спектроскопии предполагает обработку именно таких распределений [3, 7]. Кривая 1 получена для призмы связи с конечной протяженностью основания. Сопоставление кривых 1 и 2 показывает, что использование ограниченной призмы, как это имеет место в реальном эксперименте, приводит к существенному изменению контраста распределения интенсивности отраженного пучка по сравнению со случаем неограниченной призмы. В результате обработка распределения 1 по алгоритму [3, 7] приводит к завышению потерь энергии волноводной моды (см. ниже). С целью разработки более точного алгоритма рассчитаем распределение  $S(\gamma)$  в случае ограниченной призмы связи с плоскопараллельным зазором.

Воспользуемся резонансным приближением для коэффициента отражения [3, 7]

$$r(k_z) = D_1 - D_2 \Delta h (k_z - \bar{h})^{-1}, \quad (10)$$

где  $D_1 = \frac{1-\delta}{1+\delta}$ ,  $D_2 = \frac{4\delta}{1-\delta^2}$ ,  $\delta = -i \left( \frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_g} \right)^T \frac{k_g}{k_p}$ ,  $k_g = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_g}$ ,  $k_p = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_p - \beta^2}$ ,

$T=0$  для волн ТЕ-,  $T=1$  для волн ТМ-поляризации,  $\Delta h = \bar{h} - h$ . После подстановки (10) в (8) и вычисления интеграла по  $k'_z$  с помощью теоремы о вычетах находим

$$b_L(\gamma) = \frac{D_1 w}{2\pi \sin \alpha [p_1 + i(\chi - p_4)]} \left\{ [(p_1 + 2p_2) + i(\chi - p_4)] \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\zeta) \exp(i\chi\zeta) d\zeta - 2p_2 \exp[p_1 \zeta_L + i(\chi - p_4)\zeta_L] \int_{-\infty}^{\zeta_L} \varphi(\zeta) \exp[\zeta(ip_4 - p_1)] d\zeta \right\}, \quad (11)$$

где  $\zeta = z w^{-1}$ ,  $\zeta_L = L w^{-1}$ ,  $p_1 = w \text{Im} \bar{h}$ ,  $p_2 = -w \text{Im}(\Delta h)$ ,  $p_4 = w(\text{Re} \bar{h} - \beta)$ ,  $\chi = w(k_z - \beta)$ .



Рассмотрим возбуждение волновода гауссовым пучком (9). Тогда при естественном условии  $\zeta_L \gg 1$  интегралы в (11) берутся в аналитическом виде. В результате

$$S(\gamma) = \frac{C}{p_1^2 + (\chi - p_4)^2} \left| \exp(-0,5\chi^2)[p_1 + 2p_2 + i(\chi - p_4)] - 2p_2 \exp[0,25(p_1 - ip_4)^2 + p_1\zeta_L + i(\chi - p_4)\zeta_L] \right|^2, \quad (12)$$

где  $C$  – коэффициент, не зависящий от  $\gamma$ , и в линейном приближении (относительно разности  $\gamma - \gamma_0$ )  $\chi = -k_0 w_0 \sqrt{\epsilon_a} (\gamma - \gamma_0)$ .

За дифракцию на крае экрана, или крае основания призмы в (12) отвечает экспонента, содержащая параметр  $\zeta_L$ . В случае неограниченной призмы связи ( $\zeta_L \rightarrow \infty$ ) это слагаемое становится исчезающе малым, и (12) переходит в соответствующее выражение работы [7]. Согласно (12), влияние экрана проявляется, в частности, в возникновении дифракционных колебаний в распределении  $S(\gamma)$ , частота которых возрастает, а амплитуда убывает с ростом  $\zeta_L$ . Эти колебания отчетливо видны на кривой  $I$  рис. 1, б.

Аналитическое приближение (12) составляет основу для уточненного для решения обратной задачи волноводной спектроскопии. С целью формулировки соответствующего алгоритма определения  $h$  воспользуемся методом наименьших квадратов. Рассмотрим функционал

$$J = \sum_{j=1}^m [f_j - S(\gamma_j)]^2, \quad (13)$$

где  $f_j$  – экспериментальные значения интенсивности, измеренные при углах  $\gamma = \gamma_j$  ( $j = \overline{1, m}$ ),  $S(\gamma)$  – функция вида (12). После отыскания минимума  $J$  относительно переменных  $C, w_0, \gamma_0, p_1, p_2, p_4, \zeta_L$  искомая постоянная распространения моды рассчитывается по формулам [7]

$$\operatorname{Re} h = \beta + p_2(k_p^2 - k_g^2)(2wk_p k_g)^{-1} \sin \alpha, \quad \operatorname{Im} h = (p_1 + p_2) w^{-1} \sin \alpha.$$

Для проверки эффективности описанного алгоритма мы прибегли к вычислительному эксперименту. В нем были обработаны распределения  $S(\gamma)$ , рассчитанные на основании (4), (5), (7), (8) для описанной выше структуры при строгом задании функций  $r(k_z)$ . Минимизация функционала (13) осуществлялась методом покоординатного спуска после выбора нулевых приближений для указанных выше параметров функционала на основании аналитического решения обратной задачи для неограниченной призмы связи [7].

Результаты восстановления постоянной распространения основной ТЕ-моды (ее точное значение  $h = k_0(1,6079733 - i3,106 \cdot 10^{-6})$ ) представлены в таблице. Как видно, стандартный алгоритм [3, 7] может приводить к завышенной оценке  $|\operatorname{Im} h|$  (в верхней части таблицы относительная погрешность восстановления  $|\operatorname{Im} h|$  при использовании данного алгоритма превосходит 500%). Удовлетворительное восстановление мнимой части постоянной распространения волноводной моды по стандартному алгоритму достигается лишь при трудновыполнимом в реальном эксперименте условии  $L \geq 40000$  мкм. Поскольку рассмотренный вычислительный эксперимент приближенно моделирует реальные эксперименты, в которых основание призмы связи имеет конечную протяженность, представленные результаты позволяют отнести отмеченное завышение коэффициентов затухания мод при их восстановлении на основании стандартного алгоритма в счет ограниченности призмы связи. В то же время, вновь развитый подход достаточно эффективен при всех рассмотренных значениях  $L$  (незначительное отклонение восстановленного значения  $h$  от точного объясняется использованием при решении обратной задачи приближения (10)).

Необходимо, однако, отметить, что проведенное рассмотрение позволяет отнести последний вывод только к случаю плоскопараллельного зазора между призмой связи и исследуемым волно-





Т а б л и ц а. Восстановление комплексной постоянной распространения моды в случае ограниченной призмы связи

$L$ , мкм	$h_1 / k_0$	$h_2 / k_0$
1000	$1,6078313 - i2,267 \cdot 10^{-5}$	$1,6079731 - i3,082 \cdot 10^{-6}$
2000	$1,6079310 - i1,108 \cdot 10^{-5}$	$1,6079731 - i3,106 \cdot 10^{-6}$
3000	$1,6079511 - i9,282 \cdot 10^{-6}$	$1,6079731 - i3,108 \cdot 10^{-6}$
5000	$1,6079644 - i8,044 \cdot 10^{-6}$	$1,6079731 - i3,109 \cdot 10^{-6}$
10000	$1,6079723 - i7,347 \cdot 10^{-6}$	$1,6079731 - i3,109 \cdot 10^{-6}$
20000	$1,6079741 - i4,527 \cdot 10^{-6}$	$1,6079731 - i3,109 \cdot 10^{-6}$
40000	$1,6079735 - i2,994 \cdot 10^{-6}$	$1,6079731 - i3,109 \cdot 10^{-6}$
$\infty$	$1,6079731 - i3,109 \cdot 10^{-6}$	$1,6079731 - i3,109 \cdot 10^{-6}$

П р и м е ч а н и е:  $h_1$  и  $h_2$  – значения  $h$ , полученные с использованием стандартного [3, 7] и разработанного алгоритмов соответственно.

водом, который в реальных экспериментах реализуется лишь в области ПОК. Поэтому для более корректного тестирования предлагаемого подхода мы выполнили численное моделирование отражения светового пучка от призмы связи в случае зазора переменной толщины. При решении соответствующей двумерной дифракционной задачи мы использовали метод спектрального разложения оптического поля по локальным модам нерегулярной слоистой структуры [8]. В своей исходной формулировке этот метод приводит к сложным интегро-дифференциальным уравнениям относительно амплитуд мод непрерывного спектра [8]. Поэтому для упрощения расчетов мы поместили рассматриваемую структуру между двумя вспомогательными параллельными идеально проводящими экранами. В результате спектр локальных мод стал дискретным. С целью устранения паразитного отражения света от экранов на их поверхность были помещены полностью согласованные слои (PML) [9]. Задание падающего пучка было выполнено путем введения вспомогательного дипольного источника излучения в область призмы связи. В итоге решение дифракционной задачи свелось к интегрированию неоднородной системы обыкновенных дифференциальных уравнений относительно амплитуд локальных мод описанной закрытой структуры. Численное решение этой системы было выполнено методом Рунге–Кутты.

Полученные результаты представлены на рис. 2. Они соответствуют возбуждению основной моды ТЕ-поляризации в структуре с указанными ранее параметрами. Исключение составляет толщина зазора между призмой связи и волноводной пленкой, которая сейчас описывается функцией

$$g(z)s^{-1} = \begin{cases} 0,15, & zs^{-1} \leq 5000, \\ 0,15 + 4 \cdot 10^{-8} (zs^{-1} - 5000)^2, & zs^{-1} \geq 5000, \end{cases} \quad (14)$$

где  $s = 1$  мкм (данная функция реализуется за счет изгиба основания призмы связи). В рамках модели (14) толщина зазора постоянна и равна 0,15 мкм в области ПОК ( $z \leq 0,5$  см), а при удалении от этой области она возрастает по параболическому закону, достигая значения 1,15 мкм при  $z = 1$  см.

Кривые на рис. 2, а построены при различных положениях края экрана на выходной грани призмы связи. Они рассчитаны на основании выражений (4) – (6) после численного расчета распределения  $B(z)$  при  $y_0 = 2$  мкм описанным методом спектрального разложения поля. Кривые 1 на рис. 1, б и 2, а соответствуют  $L = 5000$  мкм. В масштабах рисунков эти кривые полностью совпадают, что подтверждает корректность использования модели закрытой волноводной структуры с PML. Кривая 2 на рис. 2, а – результат расчета функций (4) при различных значениях  $H$



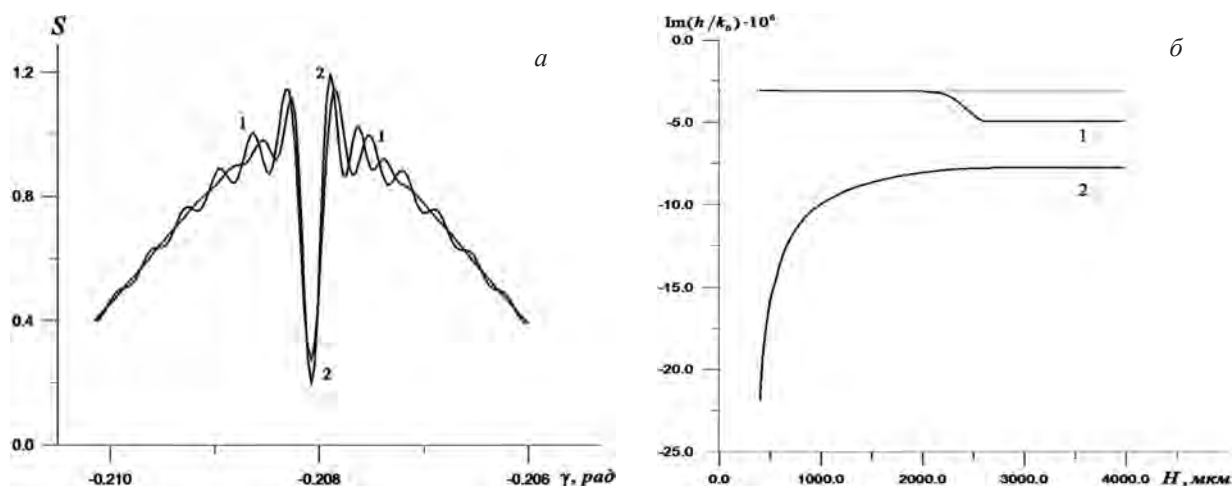


Рис. 2. *a* – интенсивность отраженного пучка  $S(\gamma)$  при  $H = 1983$  мкм (1) и  $H \geq 2777$  мкм (2); *б* – решение обратной задачи по восстановлению  $\text{Im}h$  на основании предлагаемого (1) и стандартного (2) алгоритмов

из диапазона  $H \geq 2777$  мкм. В масштабах рисунка графики этих функций неотличимы. Это означает, что отраженный пучок практически не взаимодействует с экраном. Согласно (6), (13), при  $H \geq 2777$  мкм на экран попадает поле вытекающей моды, излученное из области с зазором  $g \geq 0,29$  мкм. Таким образом, при  $g \geq 0,29$  мкм связь призмы с волноводной пленкой, а значит и переизлучение энергии возбужденной волноводной моды обратно в призму становятся пренебрежимо малыми. Отметим наличие колебаний кривой 2 на рис. 2, *a*. Их можно связать с дифракцией излучения, но теперь уже не на крае экрана, а на изгибе призмы.

Рис. 2, *б* иллюстрирует решение обратной оптической задачи по восстановлению мнимой части  $h$  в случае зазора переменной толщины (13). На кривой 1 данного рисунка имеются два плато. Правое плато можно объяснить тем, что при достаточном удалении экрана от оси пучка отраженный пучок перестает взаимодействовать с ним. Левое плато можно связать с тем, что обрабатываемые при его получении функции  $S(\gamma)$  формируются волнами, отраженными от ПОК; корректное восстановление  $\text{Im}h$  соответствует этому плато. Данный вывод подтверждается положением штриховой линии, которой на рис. 2, *б* отмечено точное значение  $\text{Im}h$ . Таким образом, переходный участок зависимости  $S(\gamma)$ , расположенный между рассмотренными плато, следует отнести в счет постепенного появления в регистрируемом распределении интенсивности волн, отраженных от области на основании призмы связи, выходящей за пределы ПОК. Заметим, что из сопоставления кривых на рис. 2, *б* следует вывод, что предложенный алгоритм решения обратной задачи обеспечивает существенно более высокую точность результатов по сравнению со стандартным алгоритмом даже в том случае, когда дифракцией света на экране можно пренебречь. Качественно этот результат можно объяснить тем, что исключение связи между призмой и волноводом за счет постепенного увеличения зазора между ними в некотором приближении эквивалентно устранению поля вытекающей моды экраном.

С целью экспериментальной апробации предлагаемого подхода мы исследовали распределение  $S(\gamma)$  при возбуждении основной ТЕ-моды оптического волновода, изготовленного в оптическом стекле К8 ионным обменом из расплава  $\text{Ag}_2\text{NO}_3$ . При измерениях использовался пучок однододового He-Ne лазера ( $\lambda_0 = 0,6328$  мкм) радиуса  $w_0 = 100$  мкм, сфокусированный на основании равнобедренной призмы связи из стекла ТФ-6 ( $\epsilon_p = (1,77905)^2$ ,  $\theta = 60,02^\circ$ ). Экраном служило лезвие бритвы, которое с микрометрическим шагом перемещалось по выходной грани призмы. Угловое распределение интенсивности отраженного пучка  $S(\gamma)$  регистрировалось линейкой фотоприемников ЛФ1024, сопряженной с аналого-цифровым преобразователем.



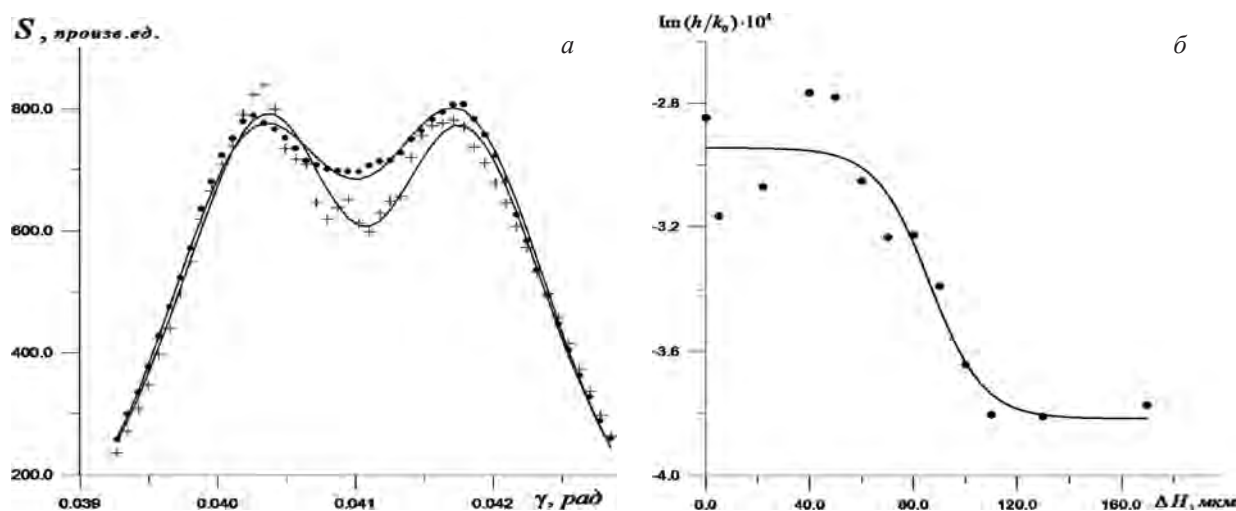


Рис. 3: Угловые распределения интенсивности отраженного пучка при двух положениях экрана, отличающихся на  $\Delta H = 80$  мкм (большем значению  $H$  соответствуют крестики и нижняя кривая) (а); восстановленные  $\text{Im}h$  при различных положениях экрана (б)

Результаты экспериментов представлены на рис. 3. Здесь  $\Delta H = H - H_0$  – смещение экрана относительно его исходного положения  $H = H_0$ . Значки на рис. 3, а – эксперимент, сплошные кривые – интерполяция экспериментальных данных на основании выражений (4), (11) после минимизации функционалов (13). Дискретные точки на рис. 3, б – результат решения обратной задачи с использованием предлагаемого алгоритма, сплошная кривая – интерполяция полученной зависимости  $\text{Im}h(\Delta H)$  на основании нормального регрессионного анализа.

Отметим, что зависимости  $S(\gamma)$  и  $\text{Im}h(\Delta H)$  на рис. 3 подобны аналогичным зависимостям на рис. 2, что подтверждает адекватность теоретической модели эксперименту. Однако на зависимостях  $S(\gamma)$  на рис. 3, а, в отличие от рис. 2, а, отсутствуют видимые дифракционные колебания. В соответствии с выражением (11) это можно объяснить более значительным затуханием моды экспериментального волновода по сравнению с рассмотренным выше теоретическим примером. Отметим также, что существенную дисперсию результатов решения обратной задачи при малых  $\Delta H$  на рис. 3, б можно объяснить рассеянием света на шероховатых границах раздела сред. Результаты соответствующих исследований будут представлены в отдельной публикации.

Итак, предложен и протестирован в вычислительных и реальных экспериментах усовершенствованный метод решения обратной задачи волноводной спектроскопии, позволяющий учесть ограниченность призмы связи и тем самым существенно повысить точность восстановления мнимых частей постоянных распространения волноводных мод.

## Литература

1. Хомченко А. В. Волноводная спектроскопия тонких пленок. Основные принципы и техника эксперимента. Минск, 2002.
2. Хомченко А. В., Сотский А. Б., Романенко А. А., Глазунов Е. В., Шульга А. В. // ЖТФ. 2005. Т. 75, № 6. С. 98–106.
3. Сотский А. Б., Романенко А. А., Хомченко А. В., Примак И. У. // Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44, № 26. С. 687–695.
4. Романенко А. А., Сотский А. Б., Хомченко А. В. // Оптика и акустика: Сб. тр. Ин-та физики НАН Беларуси. Минск, 1996. С. 71–78.
5. Романенко А. А., Сотский А. Б., Хомченко А. В. Пространственная структура интенсивности излучения отраженного от призмного устройства возбуждения плоскостойких сред. Минск, 1991. 31 с. (Препринт / АН Беларуси, Институт физики, № 649).
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М, 1970.
7. Сотский А. Б., Хомченко А. В., Сотская Л. И. // Оптика и спектроскопия. 1995. Т. 78, № 4. С. 502–511.



8. Шевченко В. В. Плавные переходы в открытых волноводах. М., 1969.

9. Sacks Z. S., Kingsland D. M., Lee R., Lee J. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1995. Vol. 43, N 12. P. 1460–1463.

*A. B. SOTSKY, E. V. GLASUNOV, P. J. CHUDAKOVSKY, I. U. PRIMAK*

## **INVERSE PROBLEM OF WAVEGUIDE SPECTROSCOPY WITH A BOUNDED PRISM COUPLER**

### **Summary**

An improved method for solving the waveguide spectroscopy inverse problem is proposed and tested via numerical simulation and actual experiments. The method takes into consideration finite dimensions of a prism coupler and longitudinal variations of a prism-waveguide gap thickness. As a result, more correct measurement of the complex mode propagation constant is achieved.

