

УДК 535.32: 621.378

А. А. Романенко, канд. физ.-мат. наук, А. В. Хомченко, д-р физ.-мат. наук,
А. Б. Сотский, д-р физ.-мат. наук, Е. В. Глазунов

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТОНКИХ ПЛЕНОК МЕТОДОМ ВОЛНОВОДНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Рассмотрены возможности интегрально-оптического метода измерения параметров тонких пленок, основанного на анализе угловой зависимости светового пучка, отраженного от призмного устройства возбуждения мод оптического диапазона в тонкопленочной структуре.

Введение

Развитие оптики и электроники стимулирует совершенствование существующих и разработку новых методов измерения параметров тонких пленок. Определенные перспективы в области таких измерений имеют интегрально-оптические методы, основанные на регистрации угловой зависимости коэффициента отражения светового пучка в схеме призмного возбуждения волноводных, вытекающих, либо плазмонных мод исследуемых тонкопленочных структур.

Высокая чувствительность таких методов определяется резонансной природой туннельного возбуждения мод когерентными пучками. Настоящая работа посвящена исследованию возможностей и особенностей измерения параметров тонких пленок в модифицированной схеме призмного возбуждения мод оптического диапазона в исследуемой структуре.

Измерение параметров тонких пленок с помощью призмного устройства связи

Регистрация параметров интенсивности светового пучка, отраженного от призмы связи, приводимой в контакт с основанием исследуемых структур, широко применяется для измерения их параметров [1-3]. Наблюдаемое при этом угловое распределение интенсивности обычно имеет сложную структуру (рис. 1).

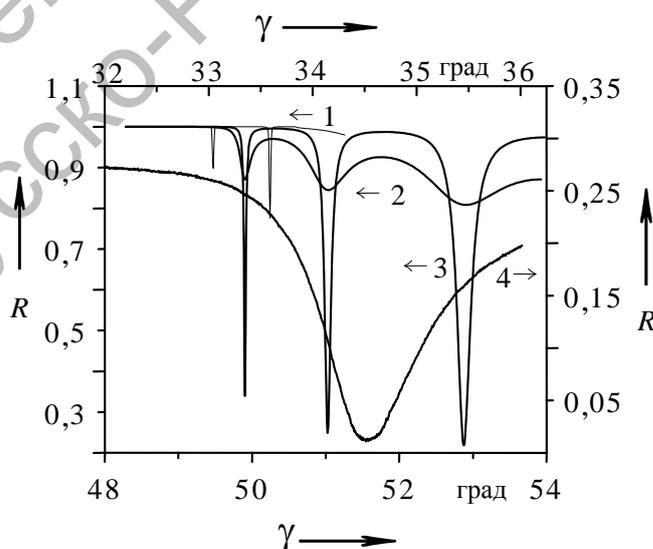


Рис. 1. Экспериментальные зависимости коэффициента отражения пучка от угла падения при резонансном возбуждении мод

На практике обычно используется геометро-оптическая интерпретация этого распределения, позволяющая связать значения постоянных распространения мод с угловыми положениями минимумов [2, 3]. Такой подход, однако, не имеет ясно очерченных границ применимости и, кроме того, для традиционных схем возбуждения с использованием равнобедренных призм связи характерен узкий диапазон углов сканирования [4, 5]. Данная особенность существенно ограничивает возможности экспериментального исследования объектов и затрудняет создание автоматизированных измерительных комплексов. Следует также отметить, что для обеспечения приемлемого контраста наблюдаемых m -линий требуются пространственно широкие пучки, что обуславливает усложнение используемой оптической системы.

Возбуждение мод оптического диапазона с помощью фокусирующих призм связи

Отмеченные ограничения могут быть преодолены за счет использования призм связи в виде полуцилиндра или полусферы, обладающих фокусирующими свойствами. Схема рассматриваемого устройства изображена на рис. 2. В ней оптический волновод возбуждается лазерным пучком, ось которого составляет угол α с основанием полуцилиндрической призмы связи. Отраженное излучение детектируется матрицей фотоприемников.

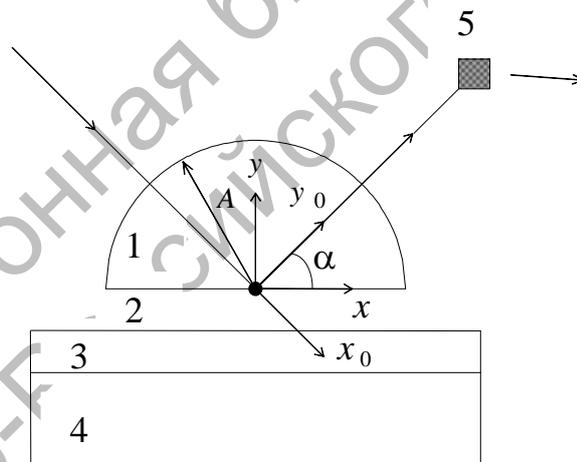


Рис. 2. Схема призмного устройства возбуждения: 1 – полуцилиндрическая призма; 2 – буферный слой; 3 – волновод; 4 – подложка; 5 – матрица фотоприемников

Для описания результатов измерений заметим, что основной практический интерес представляет ситуация, когда выполняются неравенства:

$$k_0 w_0 \gg 1, \quad w_0 A^{-1} \ll 1, \quad (1)$$

где k_0 – волновое число вакуума; w_0 – радиус возбуждающего пучка; A – радиус призмы (см. рис. 2).

При условиях (1) отражение света цилиндрической поверхностью может быть описано в рамках скалярной теории, где фигурируют граничные условия для

поперечных компонент электромагнитного поля и их нормальных производных [6]. Воспользуемся также широко применяемым в инструментальной оптике приближением, согласно которому отражение пучка от всей системы рассматривается как результат его последовательных отражений от цилиндрической поверхности и основания призмы [7].

Представим поле падающего на призму пучка в виде интеграла Фурье

$$\psi_i = \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \int_{-\infty}^{\infty} dk_{y0} \hat{\psi}_i(k_z, k_{y0}) \exp\left(-ik_z z - ik_{y0} y_0 - i\sqrt{k^2 - k_z^2 - k_{y0}^2} (x_0 + L)\right), \quad (2)$$

где $\psi_i = E_z$ для волн ТЕ-поляризации и $\psi_i = H_z$ для волн ТМ-поляризации; k – волновое число окружающей призму среды; L – расстояние от плоскости фокусировки пучка до основания призмы.

Записав аналогичные выражения для полей отраженного и прошедшего пучков, применив стандартное параболическое приближение [8]

$$\sqrt{k^2 - k_z^2 - k_{y0}^2} = k - (k_z^2 + k_{y0}^2)(2k)^{-1}$$

и учтя упомянутые граничные условия, находим фурье-образ поля пучка, вошедшего в призму

$$\begin{aligned} \hat{\psi}_t(k_z, k_{y0}) = & \frac{k}{k+k_p} \sqrt{\frac{2iA}{\pi(k_p-k)}} \exp\left[\frac{iAk_{y0}^2}{2k_p} + iA(k-k_p) + \frac{iAk_z^2(k-k_p)}{2kk_p} - ikL\right] \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \hat{\psi}_i(k_z, \eta) \exp\left[\frac{i\eta^2(L-A)}{2k} - \frac{iA(\eta-k_{y0})^2}{2(k_p-k)}\right], \end{aligned} \quad (3)$$

где k_p – волновое число призмы.

A для поля пучка, отраженного от всей системы,

$$\begin{aligned} \psi_t(r, \varphi) = & \frac{k_p}{k+k_p} \sqrt{\frac{2iA}{\pi(k_p-k)}} \exp\left[iA(k-k_p) - ikr + i0,5kr\delta\varphi^2\right] \iint_{-\infty}^{\infty} dk_z dk_{y0} \times \\ & \times \exp\left[-ik_z z + \frac{i(k_{y0}^2 + k_z^2)r}{2k} + \frac{iAk_z^2(k-k_p)}{2kk_p} - \frac{iAk_{y0}^2}{2k} + ik_{y0} r\delta\varphi\right] \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \hat{\psi}_t(k_z, \xi) R(k_z, \xi) \exp\left[\frac{iA\xi^2}{2k_p} - \frac{iA(\xi-k_{y0})^2}{2(k_p-k)}\right], \end{aligned} \quad (4)$$

где $R(k_z, \xi)$ – амплитудный коэффициент отражения плоской волны от основания призмы; $\delta\varphi = \varphi - \alpha$; r, φ – полярные координаты.

Проанализируем выражение (4) с позиций восстановления комплексной постоянной распространения h моды волновода. По аналогии с работами [4, 5], посвященными исследованию равнобедренных призм связи, рассмотрим два способа регистрации отраженного излучения. В первом способе измеряемым параметром является интегральная мощность отраженного пучка, либо энергетический

коэффициент отражения $Q(\alpha)$.

Согласно (3), (4)

$$Q(\alpha) = \frac{16(kk_p)^2}{(k+k_p)^4} \iint_{-\infty}^{\infty} dk_z dk_{y0} |\widehat{\Psi}_t R|^2 \left(\iint_{-\infty}^{\infty} dk_z dk_{y0} |\widehat{\Psi}_t|^2 \right)^{-1}. \quad (5)$$

Как показано в [5] при резонансном возбуждении волноводной моды может быть использовано приближение

$$|R(k_z, k_{y0})|^2 = |R(k_{y0})|^2 = \frac{(p_1 + 2|p_2|)^2 + (\kappa - p_4 + 2|p_2|\sigma)^2}{p_1^2 + (\kappa - p_4)^2}, \quad (6)$$

где $p_1 = \frac{w \operatorname{Im} \bar{h}}{\sin \alpha}$; $|p_2| \exp(i\sigma) = -\frac{2i w \Delta h \delta}{\sin \alpha (1 - \delta)^2}$; $p_4 = \frac{w(\operatorname{Re} \bar{h} - k_p \cos \alpha)}{\sin \alpha}$; $\kappa = k_{y0} w$;

$\delta = -i(k_p^2 k_g^{-2})^T \sqrt{[(\operatorname{Re} h)^2 - k_g^2][k_p^2 - (\operatorname{Re} h)^2]}^{-1}$; $\Delta h = \bar{h} - h$, \bar{h} – постоянная распространения вытекающей моды структуры волновод-призма связи, $T = 0$ для волн ТЕ-поляризации и $T = 1$ для волн ТМ-поляризации; k_g – волновое число буферного слоя; w – масштабный фактор, который будет конкретизирован ниже.

В практически важном случае возбуждения волновода гауссовым пучком, когда

$$\widehat{\Psi}_i(k_z, k_{y0}) \sim \exp[-0,25(k_z^2 w_0^2 + k_{y0}^2 w_0^2)], \quad (7)$$

из (3), (5)...(7) получаем

$$Q(\alpha) = \frac{16(kk_p)^2}{(k_p + k)^4} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left[4|p_2| \left(1 + \frac{|p_2|}{p_1} \right) \operatorname{Re} G - 4|p_2|\sigma \operatorname{Im} G \right] \right\}, \quad (8)$$

где

$$G = (\sqrt{2})^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\tau^2) [i(p_4 + \tau\sqrt{2}) - p_1]^{-1} d\tau;$$

$$w = 2Ak w_0 \left(\sqrt{w_0^4 k^2 (k_p - k)^2 + 4[k_p A - L(k_p - k)]^2} \right)^{-1}.$$

Схема обработки функции $Q(\alpha)$, позволяющая однозначно восстановить параметр h , описана в [5]. Заметим, что минимизация ошибок такого восстановления требует использования возможно больших w [9]. Зависимости $R(\gamma)$ при различных w_0 приведены на рис. 3. Как следует из анализа представленных зависимостей, максимальный контраст регистрируемого распределения, а, следовательно, и минимальные погрешности определения параметров пленки регистрировались при $L = Ak_p (k_p - k)^{-1}$. Именно при таком условии должно выбираться положение перетяжки возбуждающего пучка. Следует отметить также, что существующие алгоритмы восстановления комплексных постоянных распространения мод связаны с измерениями абсолютных значений коэффициента отражения пучка от основания призмы, что связано с детальной калибровкой источников излучения.

В этой связи можно сформулировать алгоритм обработки угловой зависимости коэффициента отражения пучка, не связанный с измерениями абсолютных значений

коэффициента отражения пучка от основания призмы и устойчивый к шумам регистрации коэффициент отражения R_e , который основан на определении методом наименьших квадратов пяти параметров (x_i ($i = 1, \dots, 5$)) модели

$$R_e = x_5 \left(1 - (\sqrt{\pi})^{-1} ((x_1 - x_2) \operatorname{Re} G + 4x_3 \operatorname{Im} G) \right), \quad (9)$$

где $G = (\sqrt{2})^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\tau^2) [i(x_4 + \Delta x + \tau\sqrt{2}) + \sqrt{x_1}]^{-1} d\tau$; $\Delta x = k_p w(\gamma - \alpha)$ – нормированная угловая переменная (α – угол оси пучка; γ – текущая координата); $w = 2\rho_0 k w_0 (w_0^4 k^2 (k_p - k)^2 + 4[k_p A - \rho_0 (k_p - k)]^2)^{-0.5}$.

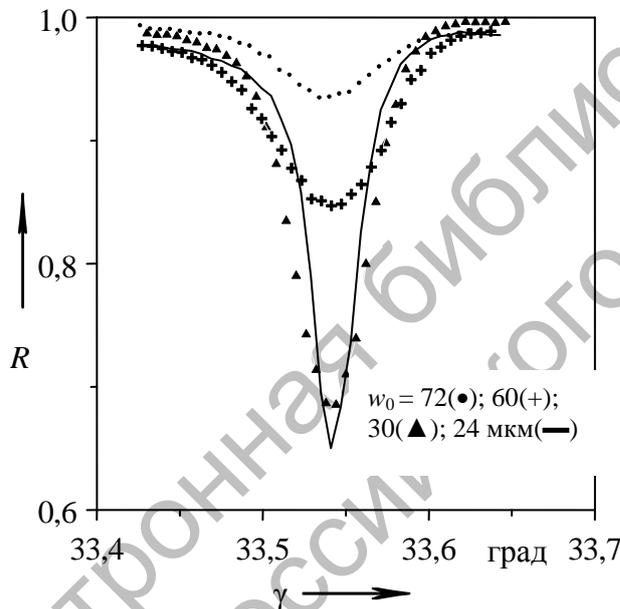


Рис. 3. Регистрируемые распределения $R(\gamma)$ при различной ширине пучка

Параметры x_i характеризуют аппаратную постоянную, угловую отстройку оси пучка от резонанса, связь призмы с волноводом, затухание вытекающей моды и асимметрию контура коэффициента отражения.

Заключение

Рассмотрены особенности интегрально-оптического метода измерения параметров тонких пленок, основанных на обработке угловой зависимости коэффициента отражения лазерного пучка в схеме полуцилиндрического призмного устройства связи. Показано, что для известных схем характерен узкий диапазон углов сканирования, что ограничивает число объектов, допускающих экспериментальное исследование и затрудняет создание автоматизированных измерительных комплексов. Определены возможности преодоления этих ограничений за счет использования полуцилиндрических призм связи, обладающих фокусирующими свойствами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Tien, P. R.** Modes of propagating light waves in thin deposited semiconductor films / P. R. Tien, R. Ulrich, R. J. Martin // *Appl. Phys. Lett.* – 1969. – Vol. 14, № 9. – P. 291-294.
2. **Wei, J. S.** A new method for determining thin-film refractive index and thickness using guided optical wave / J. S. Wei, W. P. Westwood // *Appl. Phys. Lett.* – 1978. – Vol. 32, № 12. – P. 819-821.
3. **Ulrich, R.** Measurement of thin film parameters with a prism coupler / R. Ulrich, R. Torge // *Appl. Opt.* – 1973. – Vol. 12, № 12. – P. 2901-2908.
4. Волноводный метод измерения параметров тонких пленок / А. В. Хомченко [и др.] // *ЖТФ.* – 2005. – Т. 75, вып. 6. – С. 98-106.
5. Определение оптических параметров тонких пленок в схеме призмного возбуждения мод / А. В. Хомченко [и др.] // *Письма в ЖТФ.* – 2002. – Т. 28, вып. 11. – С. 51-57.
6. **Солименко, С.** Дифракция и волноводное распространение излучения / С. Солименко, Б. Крозиныяни, П. М. Порто. – М. : Мир, 1989. – 693 с.
7. **Борн, М.** Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М. : Наука. 1973. – 720 с.
8. **Гончаренко, А. М.** Гауссовы пучки света / А. М. Гончаренко. – Минск : Наука и техника. 1977. – 139 с.
9. **Романенко, А. А.** Восстановление комплексных постоянных распространения мод и параметров волноводящих пленок по коэффициентам отражения в схеме призмного возбуждения / А. А. Романенко, А. Б. Сотский, А. В. Хомченко // *Ковариантные методы в физике. Оптика и акустика* : сб. науч. тр. – Минск, 1996. – С. 71-78.

Белорусско-Российский университет
Могилевский государственный университет им. А. А. Кулешова
Институт технологии металлов НАН Беларуси
Материал поступил 20.02.2006

**A. A. Romanenko, A. V. Khomchenko,
A. B. Sotsky, E. V. Glazunov**
**Measurements of thin-film parameters
by waveguide techniques**
Belarusian-Russian University
Mogilev State University named after A. A. Kuleshov
Institute of Technology of Metals of NASB

The resonant prism-coupling techniques have been discussed for measurements of light source parameters. This approach is based on recording of the angular Fourier spectrum of the reflected laser beam in the case of excitation of guided modes in thin-film structure.