

С.О. Парашков, А.Б. Сотский, Е.А. Чудаков
(Могилев, Беларусь)

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ПРИЗМЫ СВЯЗИ

Разработана электродинамическая модель поглощающей призмы связи, основанная на аналитическом продолжении оптического поля, реализующегося в прозрачной призме связи. Показано, что материальное поглощение и пространственная ограниченность призмы связи существенно влияют на угловую зависимость ее отражательной способности, что необходимо учитывать при решении обратных задач волноводной спектроскопии.

Ключевые слова: поглощающая призма связи, аналитическое продолжение, волноводная спектроскопия.

An electrodynamic model of an absorbing prism coupler, based on analytical continuation of the optical field realized in a transparent prism coupler is developed. It is shown that material absorption and spatial finiteness of the prism coupler significantly affect the angular dependence of its reflectivity, which should be taken into account when solving inverse problems of the waveguide spectroscopy.

Keywords: absorbing prism coupler, analytic continuation, waveguide spectroscopy.

Одним из наиболее эффективных методов оптического контроля параметров тонких пленок является волноводная спектроскопия. В работе рассматривается вариант этого метода, в котором измеряется угловая зависимость отражательной способности призмы связи (ПС), приведенной в контакт с исследуемой планарной структурой, описываемая функцией $\eta(\gamma)$. Оптическая схема для таких измерений (рис. 1) реализована, например, в установке для волноводной спектроскопии планарных структур «Model 2010/MPrismCoupler», серийно выпускаемая корпорацией Metricon.

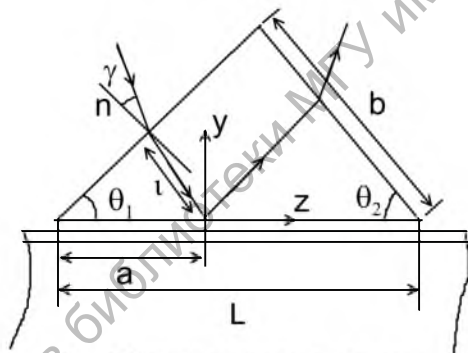


Рис. 1. Оптическая схема установки для волноводной спектроскопии планарных приповерхностных структур

На рисунке 1 θ_1 и θ_2 – углы между боковыми гранями ПС (выходная грань имеет протяженность b) и основанием ПС длины L . Расстояние от точки пересечения оси пучка с входной гранью ПС до точки пересечения оси пучка с основанием ПС равно l , а расстояние от последней точки до входного ребра ПС равно a . Параметры l и a изменяются в ходе измерений при вращении ПС, т. е. при вариациях угла падения лазерного пучка на входную грань ПС γ . Зависимости $l(\gamma)$ и $a(\gamma)$ допускают аналитический расчет при условии задания координат оси вращения ПС [1].

В настоящее время для анализа экспериментальной зависимости $\eta(\gamma)$ обычно используется плоскороволновая модель, в которой ПС предполагается неограниченной и прозрачной. Такой подход дает приближенные оценки показателей преломления и толщин пленок [2]. Однако при восстановлении показателей поглощения пленок он приводит к не приемлемым погрешностям, поскольку плоскороволновая модель не позволяет правильно описать зависимость $\eta(\gamma)$ в окрестности резонансных провалов, отвечающих возбуждению мод структуры. Это объясняется влиянием на указанную зависимость размеров реальной ПС и ее материальным поглощением. В настоящей работе представлена электродинамическая модель, позволяющая учесть указанные факторы.

Будем считать, что на ПС падает круговой гауссов пучок с длиной волны λ (временной множитель берется в виде $\exp(i\omega t)$) и радиусом w , которые удовлетворяют условию $k_0 w \gg 1$, где $k_0 = 2\pi/\lambda$. Последнее условие позволяет использовать при расчете функции $\eta(\gamma)$ двумерную модель. Решение граничной задачи о прохождении пучком входной грани ПС не вызывает затруднений [2] и дает для оптического поля, падающего на основание ПС, выражение

$$\begin{aligned} \psi(y=0, z) = t_1 \exp\left(\frac{\operatorname{Re} k_p \operatorname{Im} k_p (l + z \sin \theta_1)}{\sqrt{\operatorname{Re}(k_p^2) - k_a^2 \sin^2 \gamma}}\right) \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\psi}(k_{y_0}) \exp[-ik_{z_0} g - il\sqrt{\operatorname{Re}(k_p^2) - k_{y_1}^2} - ik_{z_2} z] dk_{y_0}, \end{aligned} \quad (1)$$

записанное с точностью до величин $O[(k_0 w)^{-2}]$ и $O\{\operatorname{Im} k_p (\operatorname{Re}(k_p))^{-1}\}^2$. Здесь $\psi = H_x$ для ТМ волн, $\psi = E_x$ для ТЕ волн (H_x, E_x – компоненты электромагнитного поля), t_1 – плоскороволновой коэффициент прохождения входной грани ПС, g – расстояние по оси пучка от его перетяжки до входной грани ПС, k_p – волновое число ПС,

$$k_{z_0} = \sqrt{k_a^2 - k_{y_0}^2}, \quad k_{z_2} = \sqrt{\operatorname{Re}(k_p^2) - k_{y_1}^2} \sin \theta_1 + k_{y_1} \cos \theta_1,$$

$$k_{y_1} = k_{y_0} \sin \gamma + k_{z_0} \cos \gamma, \quad \hat{\psi}(k_{y_0}) = w(2\sqrt{\pi})^{-1} \exp[-0.25(k_{y_0} w)^2],$$

k_a – волновое число среды, контактирующей с боковыми гранями ПС. С другой стороны, формулу (1) можно записать в виде интеграла Фурье

$$\psi(y=0, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\psi}(\beta) \exp(-i\beta z) d\beta, \quad (2)$$

где

$$\hat{\psi}(\beta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(y=0, z) \exp(i\beta z) dz. \quad (3)$$

В (3) пределы интегрирования распространены до бесконечности ввиду того, что функция (1) заметно отличается от нуля только в окрестности оси пучка. По этой же причине интеграл (3) сходится равномерно относительно β , определяя целую функцию $\hat{\psi}(\beta)$. В результате интеграл (3) может быть аналитически рассчитан при $\text{Im} k_p = 0$ и затем продолжен на комплексную плоскость на основании выражения

$$\beta = k_{z2} + i \text{Re} k_p \text{Im} k_p \sin \theta_1 [\text{Re}(k_p^2) - k_a^2 \sin^2 \gamma]^{0.5}. \quad (4)$$

В итоге

$$\hat{\psi}(\beta) = \frac{t_1 w}{2\sqrt{\pi}} \exp \left(\frac{i \text{Re} k_p \text{Im} k_p}{\sqrt{\text{Re}(k_p^2) - k_a^2 \sin^2 \gamma}} \right) \left[\frac{\exp \left[-\left(\frac{k_{y0} w}{2} \right)^2 - ik_{z0} g - il \sqrt{k_p^2 - k_{y1}^2} \right]}{\frac{\partial k_{z2}}{\partial k_{y0}}} \right], \quad (5)$$

где величины в фигурных скобках вычисляются при значении k_{y0} , являющимся корнем уравнения (4). Задание поля пучка, падающего на основание поглощающей ПС в виде интеграла Фурье (2) с вещественной пространственной частотой β позволяет решить задачу отражения пучка от основания ПС с помощью известных рекуррентных соотношений [3], обеспечивающих выполнение условия излучения Зоммерфельда как для отраженного, так и для прошедшего через исследуемую слоистую структуру полей. Последующий расчет оптического поля на выходе ПС не вызывает принципиальных затруднений [1].

Итоговое выражение для отражательной способности поглощающей ПС имеет вид

$$\eta(\gamma) = \frac{k_a |t_1 t_2|^2 w \sqrt{2}}{k_a 4\pi \sqrt{\pi}} \int_0^b dy \left| \int_{-\infty}^{\infty} r(\beta) \exp[-i\beta(L-a) - ik_{y3} y] \times \right. \\ \left. \times \left\{ \exp \left[-\left(\frac{xw}{2} \right)^2 - i \sqrt{k_a^2 - x^2} g - il \sqrt{k_p^2 - (x \cos \gamma - \sqrt{k_a^2 - x^2} \sin \gamma)^2} \right] \right\}_{x=k_{y0} + i\delta k_y} \right|^2 dk_{y0}, \quad (6)$$

где t_2 – плосковолновой коэффициент прохождения выходной грани ПС, $r(\beta)$ – плосковолновой коэффициент отражения оптического поля от основания ПС,

$$k_{za} = \sqrt{k_a^2 - [\sqrt{k_p^2 - k_a^2 \sin^2 \gamma} \sin(\theta_2 - \theta_1) + k_a \sin \gamma \cos(\theta_2 - \theta_1)]^2},$$

$$\beta = \sqrt{\operatorname{Re} k_p^2 - k_{y1}^2} \sin \theta_1 + k_{y1} \cos \theta_1,$$

$$\delta k_y = - \frac{i \sin \theta_1 \operatorname{Re} k_p \operatorname{Im} k_p}{[k_a \sin \gamma \sin \theta_1 + \sqrt{\operatorname{Re} k_p^2 - (k_a \sin \gamma)^2} \cos \theta_1] \cos \gamma}.$$

На рисунке 2 представлены результаты расчета функции (6) для ТЕ волн, где вместо угла γ использована однозначно связанная с ним переменная β . В этом случае

$$t_1 = 2[1 + \sqrt{k_p^2 - (k_a \sin \gamma)^2} (k_a \cos \gamma)^{-1}]^{-1}, \quad t_2 = 2[1 + k_{za} k_{zp}^{-1}]^{-1},$$

$$k_{zp} = \sqrt{k_p^2 - k_a^2 \sin^2 \gamma} \cos(\theta_2 - \theta_1) - k_a \sin \gamma \sin(\theta_2 - \theta_1).$$

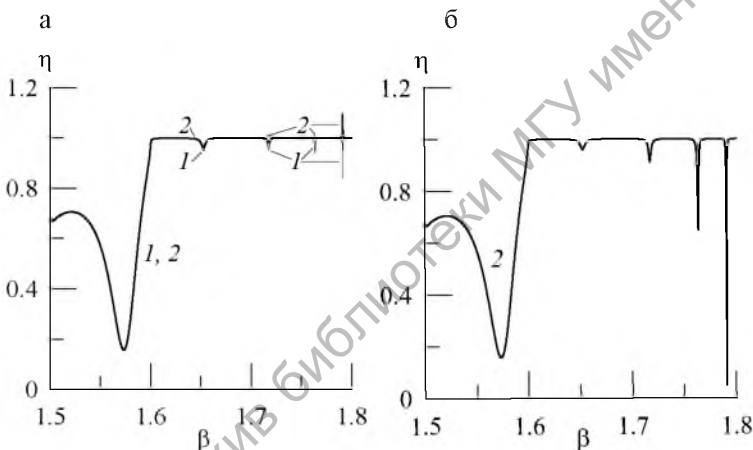


Рис. 2. Угловая зависимость отражательной способности ПС, приведенной в контакт с пленкой оксинитрида кремния, нормированная на отражательную способность ПС без образца. а – $L - a = 5900$ мкм, б – $L - a = 3850$ мкм. Кривая 1 – стандартная плосковолновая модель [3], 2 – разработанная модель (6)

Рассмотрено возбуждение пленки оксинитрида кремния с комплексным показателем преломления $n = 1.8 - i5 \cdot 10^{-6}$ и толщиной 1 мкм, расположенной на подложке из оксинитрида кремния с повышенным содержанием кислорода ($n = 1.6 - i3 \cdot 10^{-4}$) посредством ПС из галлий-гадолиниевого граната ($k_p / k_0 = 2.013 - i1.2 \cdot 10^{-5}$). Использован гауссов пучок ТЕ поляризации с параметрами $w = 500$ мкм, $\lambda = 0.407$ мкм. Протяженность основания

ПС $L = 7700$ мкм, углы ПС $\theta_1 = 49.439^\circ$, $\theta_2 = 50.439^\circ$. Воздушный буферный слой между основанием ПС и пленкой имеет толщину 0.05 мкм.

Согласно рисунку 2, в рассмотренном диапазоне β пленка направляет четыре собственных и одну вытекающую моду. Точность плосковолновой модели в окрестности модовых резонансов снижается по мере увеличения постоянной распространения моды, а при возбуждении основной моды ($\beta \approx 1.791$), несущей основную информацию о коэффициенте поглощения пленки, эта модель полностью теряет применимость. Здесь функция $\eta(\beta)$ имеет максимум, что объясняется более низким поглощением света в пленке по сравнению с ПС. При уменьшении $L - a$ контраст распределения $\eta(\beta)$ резко возрастает (рис. 2 б) из-за остаточного излучения мод в пленке на выходе ПС. Как следует из рисунка 2, плосковолновая модель позволяет корректно описать зависимость $\eta(\beta)$ лишь при возбуждении вытекающих мод, затухание которых не связано с материальным поглощением света. Таким образом, для проведения корректной обработки экспериментальных данных при волноводной спектроскопии поглощающих пленок целесообразно использовать разработанную уточненную электродинамическую модель ПС.

Работа выполнена при поддержке ГПНИ Республики Беларусь «Фотоника, опто- и микроэлектроника 1.3.03».

Литература:

1. Сотский А.Б., Парашков С.О. Многократные отражения света в призме связи // Проблемы физики, математики и техники. – 2015. – № 2 (23). – С. 18–28.
2. Сотский А.Б., Чудаковский П.Я., Сотская Л.И. Призменное возбуждение вытекающих мод тонких пленок // Журнал технической физики. – 2013. – Т. 83. – № 11. – С. 105–115.
3. Сотский А.Б. и др. Волноводная спектроскопия двухслойных структур // Журнал технической физики. – 2015. – Т. 85. – № 8.