

УДК 535.32 : 621.378

**А. В. Хомченко, д-р физ.-мат. наук, А. Б. Сотский, д-р физ.-мат. наук,
Е. В. Глазунов, Л. И. Сотская, канд. физ.-мат. наук, В. В. Хомченко**

ВОЛНОВОДНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПОСТОЯННЫХ ТОНКИХ ПЛЕНОК

Рассмотрены возможности волноводных методов измерения нелинейных оптических постоянных тонкопленочных структур, основанных на анализе двумерного пространственного фурье-спектра лазерного пучка, отраженного от призмного устройства возбуждения волноводной моды в тонкопленочной структуре.

Известные методы измерения нелинейных оптических постоянных позволяют обычно оценить только нелинейное изменение показателя преломления, обусловленное воздействием мощных лазерных пучков. Использование особенностей волноводного распространения света в тонких пленках открывает возможность разработки новых методов исследования свойств тонкопленочных структур. В основе такого подхода лежат принципы пространственной фурье-спектроскопии волноводных мод [1], основанной на регистрации спектра интенсивности светового пучка, отраженного от призмного устройства связи при возбуждении волноводной моды в исследуемой структуре (рис. 1).

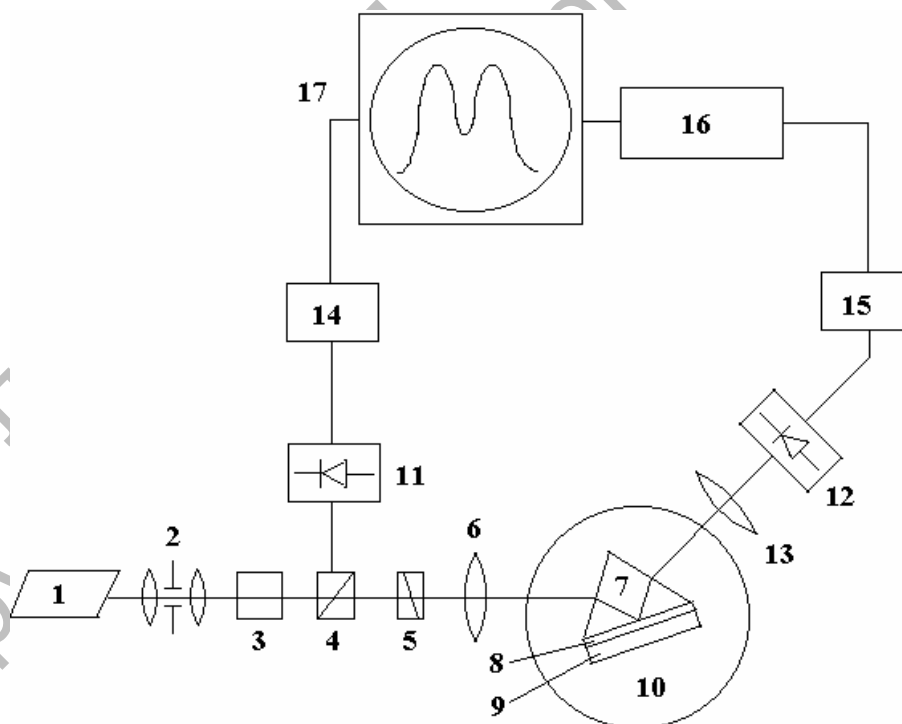


Рис. 1. Схема установки, используемой для измерения нелинейных оптических постоянных тонких пленок: 1 – источник излучения; 2 – коллиматор; 3 – аттенюатор; 4 – делитель пучка; 5 – поляризатор; 6 – фокусирующий элемент; 7 – измерительная призма; 8 – зазор; 9 – волноводная структура; 10 – поворотный столик; 11, 12 – фотоприемники; 13 – оптический элемент, осуществляющий фурье-преобразование; 14, 15 – блок измерения интенсивности; 16 – аналогово-цифровой преобразователь; 17 – компьютер

Волноводные методы позволяют измерить как нелинейный показатель преломления n_2 , так и нелинейный коэффициент поглощения k_2 ($\mathbf{n} = n + ik$) [2, 3], основываясь на регистрации изменений фурье-спектра отраженного светового пучка при вариациях мощности падающего пучка в условиях самовоздействия (рис. 2, а). Диапазон изменения мощности падающего излучения составляет обычно 0,5...500 мкВт, радиус пучка на основании призмы не превышает 300 мкм. Кривая 1 на рис. 2,а соответствует случаю, когда мощность падающего излучения максимально уменьшена с помощью нейтральных фильтров и составляла в данном случае 0,5 мкВт, а нелинейные изменения параметров пленки не регистрировались. Анализируя зависимости координат минимума фурье-спектра от интенсивности можно определить нелинейные изменения показателя преломления и коэффициента поглощения, т.к. изменение углового положения минимума φ_0 определяется вариациями показателя преломления пленки, а изменение нормированного значения интенсивности в минимуме I_{min}/I_0 – вариациями коэффициента поглощения материала пленки (рис. 2, б). Результаты таких измерений удовлетворительно согласуются со значениями n_2 , полученными с использованием известных методов. Однако этот метод является достаточно трудоемким, поскольку он предполагает фотометрирование темной m -линии при целом ряде значений мощности возбуждающего пучка.

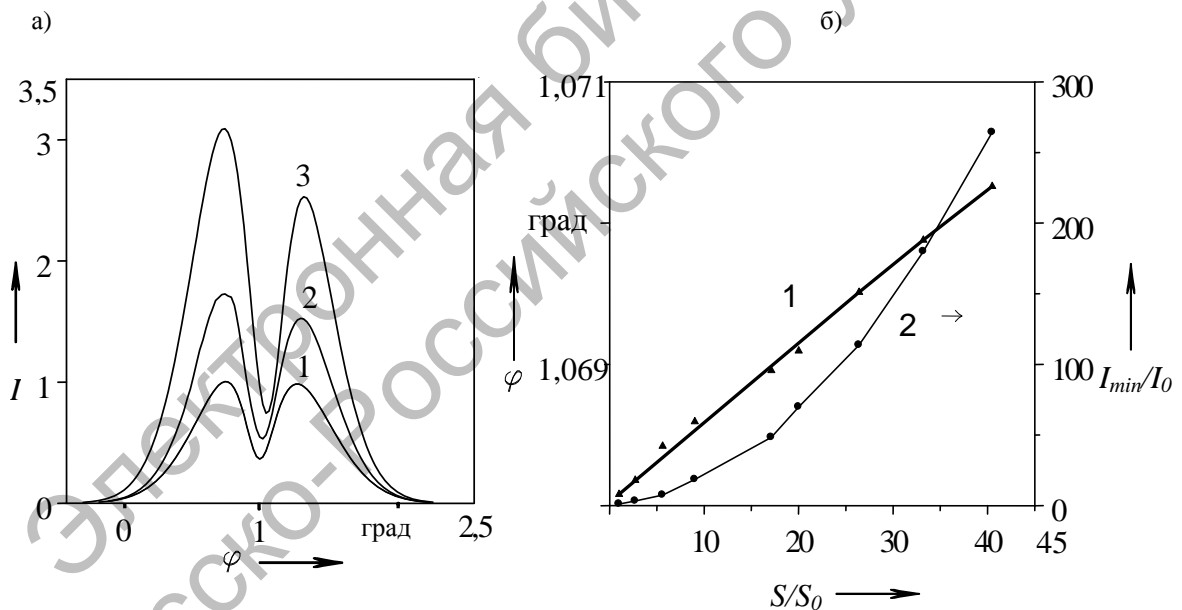


Рис. 2. Трансформация углового фурье-спектра пучка при изменении его интенсивности в условиях самовоздействия: а – $S = S_0$ (1), $S = S_1$ (2), $S = S_2$ (3), $S_2 > S_1 > S_0$; б – зависимости величин φ_0 (1) и I_{min}/I_0 (2) от относительной интенсивности

Существует более простой способ исследования свойств тонких пленок, в котором осуществляется обработка двумерного распределения интенсивности темной m -линии при неизменной мощности возбуждающего лазерного пучка ТЕ-поляризации. При этом используется та же измерительная схема (см. рис. 1), а отраженное излучение детектируется матрицей фотоприемников, расположенной в фокальной плоскости объектива 13. Распределение интенсивности в указанной

плоскости $I(x_f, y_f)$ оказывается существенно зависимым от нелинейных свойств волноводной пленки. Воздействие лазерного излучения приводит к изменению оптических параметров пленки, что обуславливает изменение условий возбуждения моды и проявляется в трансформации картины, наблюдаемой в отраженном свете. Об этом свидетельствуют данные рис. 3, где представлены функции $I(x_f, y_f)$, измеренные при возбуждении мод линейной (а) (пленка из кварцевого стекла КВ) и нелинейной (б) (пленка из стекла, легированного кристаллитами CdSe) пленок на подложке из кварцевого стекла. Зависимости получены при сканировании двумерного спектра пучка от центра к его краю.

Для анализа функции $I(x_f, y_f)$ будем предполагать, что тонкопленочная структура обладает кубической нелинейностью, при этом ее диэлектрическая проницаемость допускает представление вида:

$$\varepsilon(y) = \varepsilon_l(y) + \varepsilon_1(y)|\Psi(x, y, z)|^2,$$

где Ψ – x -составляющая электрического поля оптической волны; $\varepsilon_l(y)$ – линейная часть диэлектрической проницаемости; $\varepsilon_1(y)$ – нелинейный коэффициент, связанный с нелинейным показателем преломления n_2 соотношением $n_2(y) = \varepsilon_1(y) Z_0 [\varepsilon_l(y)]^{-1}$; Z_0 – волновое сопротивление вакуума.

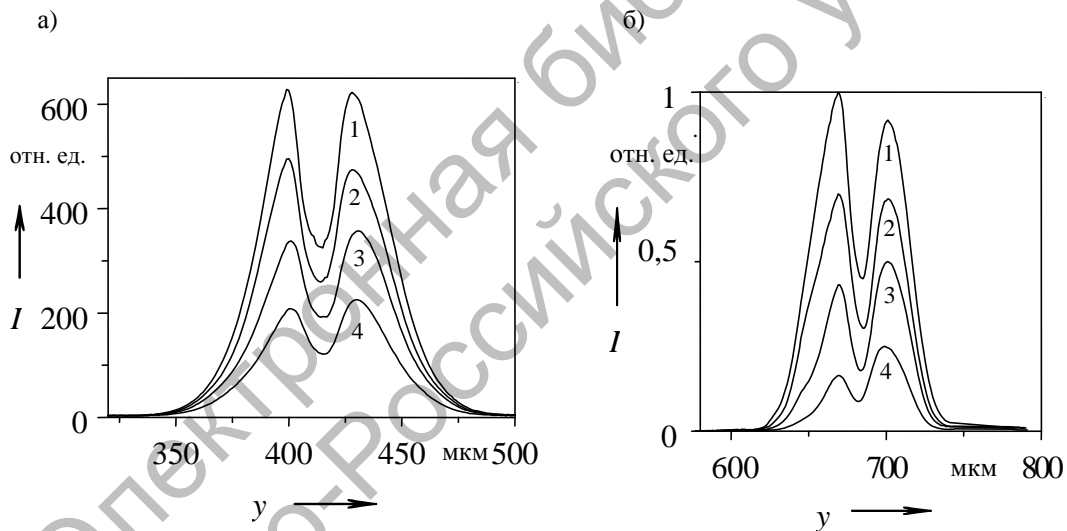


Рис. 3. Зависимости $I(y)$ при различных x для пленки из кварцевого стекла КВ (а) и из стекла, легированного кристаллитами CdSe (б), на подложке из кварцевого стекла

Пусть мода структуры возбуждается круговым гауссовым пучком радиуса w_0 и мощности S , сфокусированным на основании призмы связи. Предположим, что выполнено характерное для рассматриваемых измерений условие

$$|P_3| \ll 1,$$

где

$$P_3 = 16\sqrt{\varepsilon_a \varepsilon_p} \cdot S \cdot Z_0 k_0^3 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_1 |Y|^2 Y^2 dy \cdot \left(\int_{-\infty}^{\infty} Y^2 dy \right)^{-2} / (w^{-1} w_0 \sqrt{\varepsilon_a} + \sqrt{\varepsilon_p})^2 \pi (\text{Re}h)^2 \sin \alpha; \quad (1)$$

$$w = w_0 \sqrt{(1 - \varepsilon_a \sin^2 \gamma_o / \varepsilon_p) / \cos \gamma_o};$$

$$\sin \alpha = \sqrt{\varepsilon_a / \varepsilon_p} \sin \gamma_o \sin \Theta + \sqrt{(1 - \varepsilon_a \sin^2 \gamma_o / \varepsilon_p) \cos \Theta},$$

где ε_p и ε_a – диэлектрические проницаемости призмы и окружающей ее среды; $k_0 = 2\pi\lambda_0^{-1}$ – волновое число вакуума; h и $Y(y)$ – постоянная распространения и поперечное распределение поля возбуждаемой моды соответственно; γ_o – угол оси пучка относительно нормали к выходной грани призмы; Θ – угол призмы (см. рис. 1).

В этом случае можно воспользоваться соотношениями [3, формулы (31), (32)], из которых получаем

$$I(k, x) \sim \exp(-3A) |L(k, x) + N(k, x)|^2, \quad (2)$$

где

$$L = \exp(-0,25x^2) \{1 - [x - P_4 - i(2P_2 + P_1)](x - P_4 - iP_1)^{-1}\};$$

$$U = 1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^v \exp(\tau^2) d\tau;$$

$$N = -\pi P_2^2 P_3 \exp[0,75(P_1^2 - P_4^2) - 0,5P_1 P_4 + A] \times$$

$$\times [4\sqrt{3}(x - P_4 - iP_1)]^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} |U|^2 U \exp[i(x - P_4)\zeta + 3P_1\zeta] d\zeta;$$

$$v = -i(\zeta + 0,5P_1) - 0,5P_4;$$

$$P_1 = \frac{w \operatorname{Im} \bar{h}}{\sin \alpha}; \quad P_2 = \frac{-w \operatorname{Im} \Delta h}{\sin \alpha}; \quad P_4 = \frac{w(\operatorname{Re} \bar{h} - \beta_0)}{\sin \alpha} - \frac{k^2 k_0^2 w}{\sqrt{\varepsilon_p} \sin 2\alpha};$$

$$\Delta h = \bar{h} - h; \quad x = -k_0 w_0 \sqrt{\varepsilon_a} y_f f^{-1}; \quad k = \sqrt{\varepsilon_a} x_f f^{-1}; \quad A = k^2 k_0^2 w_0^2 / 6,$$

где \bar{h} – постоянная распространения вытекающей моды структуры «волновод-призма связи»; f – фокусное расстояние объектива; P_1, P_2, P_3 и P_4 – параметры, характеризующие затухание вытекающей моды, связь призмы с волноводом, нелинейность среды и отстройку z -составляющей волнового вектора пучка β_0 от резонансного значения $\operatorname{Re} \bar{h}$ соответственно.

Слагаемое L в (2) описывает фурье-образ поля отраженного пучка при возбуждении моды линейной ($P_3 = 0$) структуры. В силу неравенства $|P_3| \ll 1$ это слагаемое доминирует при условии $k = 0$, соответствующем плоскости симметрии пучка. При этом симметризация распределения $|L(0, x)|^2$ за счет выбора угла падения пучка из условия $P_4 \rightarrow 0$ позволяет восстановить значения P_1 и P_2 [2, 3]. С увеличением k нелинейное слагаемое N в (2) экспоненциально возрастает. В результате распределения $I(x)$, взятые при $k = 0$ и $k \neq 0$ заметно различаются (рис. 3, б), что может быть использовано для измерения параметра нелинейности P_3 . Определим зависимость минимума функции $I(x)$ от k . Продифференцировав $I(x)$ и

опустив малые $O(P_3^2)$, $O(P_4^2)$, $O(P_3P_4)$, находим координату x_1 и соответствующее значение функции

$$x_1 = P_4 - \{P_4 P_1^2 (2P_2 + P_1)^2 + [C_1 - (2P_2 + P_1)C_2] \exp(A) P_1^2 P_2^2 \operatorname{Re} P_3\} D^{-1}; \quad (3)$$

$$I(x_1) \sim (2P_2 + P_1) \exp(-3A) [(2P_2 + P_1) + P_2^2 C_1 \exp(A) \operatorname{Im} P_3], \quad (4)$$

где

$$C_l = \int_{-\infty}^{\infty} \zeta^{l-1} J d\zeta; \quad D = 8P_2(P_1 + P_2) + P_1^2(P_1 + 2P_2)^2;$$

$$J = \pi(2\sqrt{3})^{-1} (\exp(0,75P_1^2) (\exp(P_1\zeta) [1 + \operatorname{erf}(\zeta + 0,5P_1)])^3.$$

Если величины x_1 и $I(x_1)$ измерены при n значениях k , т.е. мы имеем $x_1^{(j)}$, I_j и k_j ($j = 1, 2, \dots, n$), то из (3) и (4) получаем

$$P_3 = GD \{P_1^2 P_2^2 [C_1 - (P_1 + 2P_2)C_2]\}^{-1} + i(1-H)(P_1 + 2P_2)(HC_1 P_2^2)^{-1}, \quad (5)$$

где

$$H = -\sum_{j=1}^n [I_j I_1^{-1} - \exp(-2A_j)] [\exp(-2A_j) - \exp(-3A_j)] / \sum_{j=1}^n [\exp(-2A_j) - \exp(-3A_j)];$$

$$G = \frac{\sum_{j=1}^n \{x_1 - x_1^j - k_j^2 k_0 w(\sqrt{\varepsilon_p} \sin 2\alpha)^{-1} [1 - D^{-1} P_1^2 (P_1 + 2P_2)^2]\} [\exp(A_j) - 1]}{\sum_{j=1}^n [\exp(A_j) - 1]^2}; \quad A_j = k_j^2 k_0^2 w_0^2,$$

т.е. выражение (5) позволяет определить нелинейный параметр ε_1 , усредненный по полю возбуждаемой моды. Последующее нахождение абсолютных значений n_2 и k_2 сводится к вычислению интеграла перекрытия в (1) и не вызывает затруднений [3].

Используя описанный выше подход, мы измерили зависимости φ_{min} и I_{min} от интенсивности, аналогичные приведенным на рис. 2, но полученные сканированием двумерного изображения (см. рис. 3). Обработка полученных данных позволила определить нелинейный показатель преломления $n_2 = 4,4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{Вт}$ и нелинейный коэффициент поглощения $k_2 = 6,2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{Вт}$ пленки из стекла, легированного кристаллитами CdSe. Результаты исследований показали удовлетворительную корреляцию значений нелинейных постоянных тонкопленочного волновода, восстановленного на основании (5) и методом, изложенным в [2].

Таким образом, использование такого подхода для определения нелинейных оптических постоянных тонкой пленки требует только одного измерения распределения интенсивности отраженного светового пучка. Рассмотренные волноводные методы исследования оптической нелинейности в тонких пленках позволяют измерять их нелинейные оптические постоянные в диапазоне низких интенсивностей лазерного излучения (менее $1 \text{ Вт}/\text{см}^2$).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Хомченко, А. В.** Волноводная спектроскопия тонких пленок / А. В. Хомченко. – Минск : БГУ, 2002. – 223 с.
2. **Сотский, А. Б.** Измерение параметров кубично-нелинейных волноводов / А. Б. Сотский, А. В. Хомченко, Л. И. Сотская // Письма в ЖТФ. – 1994. – Т. 20, вып. 16. – С. 49-54.
3. **Сотский, А. Б.** Параметры отраженного пучка при призмном возбуждении кубично-нелинейного волновода / А. Б. Сотский, А. В. Хомченко, Л. И. Сотская // Оптика и спектроскопия. – 1995. – Т. 78, № 3. – С. 502-511.
4. Анализ распределения интенсивности отраженного пучка в схеме призмного возбуждения диэлектрических волноводов / А. Б. Сотский [и др.] // Радиотехника и электроника. – 1999. – Т. 44, № 6. – С. 687-695.

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

**A. V. Khomchenko, A. B. Sotsky, E. V. Glazunov,
L. I. Sotskaya, V. V. Khomchenko**
**Waveguide techniques for measuring
of thin-film nonlinear optical constants**
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 nonlinear optical parameters of thin films. This approach is based on recording of the photo-induced changes in the angular Fourier spectrum of the reflected laser beam in case of excitation of guided modes in thin-film structure.