

УДК [539.219.1 : 535.217] : 535.34

Я. КИКАС, Е. МАЛКИН

## ФОТОВЫЖИГАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО ПРОВАЛА В ОПТИЧЕСКИ ТОЛСТОМ ОБЪЕКТЕ

J. KIKAS, J. MALKIN. SPEKTRI FOTOSALKAMINE OPTILISELT PAKSUS OBJEKTIS

Y. KIKAS, Y. MALKIN. SPECTRAL HOLE BURNING IN OPTICALLY DENSE SAMPLE

(Представил К. К. Ребане)

### 1. Введение

Учет влияния оптической толщины объекта на кинетику фотохимического выжигания провала [1, 2] необходим при решении многих научных и прикладных вопросов [3], так как для повышения контраста часто используются матрицы с высокой концентрацией поглощающей фотоактивной примеси. В этом случае условия выжигания для точек, находящихся на разном расстоянии от освещаемой плоскости объекта, являются различными, а в результате самого выжигания эти условия меняются во времени. Функция неоднородного распределения (ФНР) примесей по частоте перехода  $q(\omega, t)$  зависит от пространственной координаты. Изменение ФНР со временем и световой поток, достигающий различных точек объекта, следует рассматривать совместно.

### 2. Модель

Используемая модель основывается на следующих приближениях. На плоскопараллельную пластинку толщиной  $L$  перпендикулярно падает монохроматический (с частотой  $\nu_0$ ) свет. Величина распространяющегося вдоль оси  $x$  светового потока —  $I_0$ . Освещаемая поверхность объекта пересекает ось  $x$  в точке  $x=0$ . Фононные крылья в однородном спектре поглощения фотоактивных примесных молекул не учитываются. Однородный спектр считаем имеющим лоренцевую форму

$$\kappa(\nu, \omega) = \sigma(\Gamma/2) \pi^{-1} [(\Gamma/2)^2 + (\nu - \omega)^2]^{-1}, \quad (1)$$

где  $\sigma$  — интегральное сечение поглощения,  $\Gamma$  — полуширина спектра,  $\omega$  — частота максимума. Неоднородность примесных молекул представляет собой статистический разброс частот  $\omega$ . ФНР обозначаем  $q(\omega, x, t)$  и считаем, что в начальный момент в диапазоне  $\nu_0 - 75\Gamma \dots \nu_0 + 75\Gamma$   $q(\omega, x, t) = q_0 = \text{const}$ .

Выжигание осуществляется путем одноступенчатого фотопроцесса с квантовой эффективностью  $\eta$ , причем считается, что интенсивность облучения низка и рассматриваемый переход не насыщается. Пренебрегаем также эффектами взаимодействия примесей, флуоресценцией возбужденных примесей, обратными фотопроцессами и поглощением фотопродукта в спектральной области провала. В таком случае кинетика вы-

жигания провала и поглощения падающего света описывается следующей системой уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial I(x, t)}{\partial x} &= -I(x, t) \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\omega, x, t) \kappa(v_0, \omega) d\omega \\ \frac{\partial \rho(\omega, x, t)}{\partial t} &= -\rho(\omega, x, t) I(x, t) \eta \kappa(v_0, \omega), \end{aligned} \quad (2)$$

где первое уравнение описывает прохождение света через объект и его поглощение в объекте, а второе — изменение ФНР в результате фото-выжигания.

Такая же модель рассматривалась и в [4], где, однако, отсутствует анализ зависимости кинетики выжигания провала от оптической плотности, а численный расчет выполнен для одного фиксированного значения начальной оптической плотности.

Изменение ФНР удобно описывать, используя вместо потока  $I(x, t)$  дозу облучения  $Q(x, t) = \int_0^t I(x, t') dt'$ :

$$\rho(\omega, x, t) = \rho_0 \exp[-Q(x, t) \kappa(v_0, \omega) \eta]. \quad (3)$$

Уравнение для дозы облучения имеет вид:

$$\begin{aligned} Q(x, t) &= \\ &= I_0 \int_0^t dt' \exp \left\{ - \int_0^x \int_{-\infty}^{\infty} \kappa(v_0, \omega) \rho_0 \exp[-Q(x', t') \kappa(v_0, \omega) \eta] d\omega dx' \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Образец, который в течение времени  $t$  подвергался выжиганию провала, будет иметь на частоте  $\nu$  оптическую плотность

$$D(\nu, L, t) = \int_0^L \int_{-\infty}^{\infty} \kappa(\nu, \omega) \rho_0 \exp[-Q(x, t) \kappa(v_0, \omega) \eta] d\omega dx \quad (5)$$

и коэффициент пропускания

$$T(\nu, L, t) = \exp[-D(\nu, L, t)]. \quad (6)$$

### 3. Анализ результатов

Уравнение (4) решалось численно. Для этого применялось простое рекуррентное соотношение

$$\begin{aligned} Q(x, t + \Delta t) &= \\ &= Q(x, t) + \Delta t \exp \left\{ - \int_0^x dx' \int_{-\infty}^{\infty} \kappa(v_0, \omega) \rho_0 \exp[-Q(x', t) \kappa(v_0, \omega) \eta] d\omega \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

При описанных выше начальных условиях рассчитывалась матрица  $Q(x, t)$ , для параметров  $x=0, 1, \dots, L$  и  $t=0, 1, \dots, T$ , где  $T$  — общее время выжигания провала; пропускание рассчитывалось по формулам (5) и (6).

При расчете использовались безразмерные параметры

$$\begin{aligned} \tilde{t} &= (2I_0 \delta \eta / \Gamma) t, \\ \tilde{x} &= \sigma \rho x, \\ \tilde{\omega} &= (2/\Gamma) (\omega - \nu_0), \\ \tilde{Q} &= (2\eta \sigma / \Gamma) Q. \end{aligned} \quad (8)$$

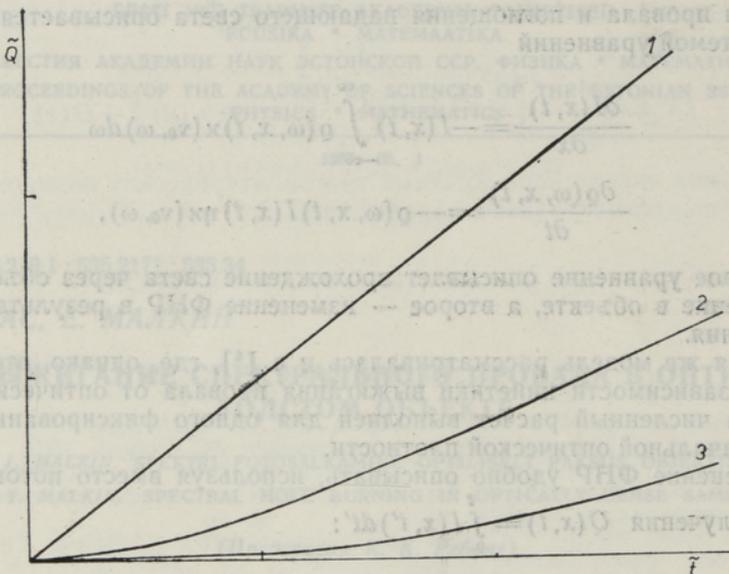


Рис. 1. Зависимость дозы облучения от времени для объектов с начальным пропусканием 1,  $10^{-1}$ ,  $10^{-2}$  (кривые 1, 2, 3 соответственно).

Как видно из рис. 1, где приведено изменение дозы облучения со временем для разных оптических толщин, кривые демонстрируют переход от линейного роста (до выжигания) к линейному росту с большим коэффициентом при замедлении процесса выжигания. Более медленный, чем экспоненциальный рост кривых  $Q(x, t)$  подтверждает правильность использования для расчета рекуррентной формулы Эйлера (7), очень простой, но не приводящей к большим ошибкам, как это было бы при сильной неустойчивости решения.

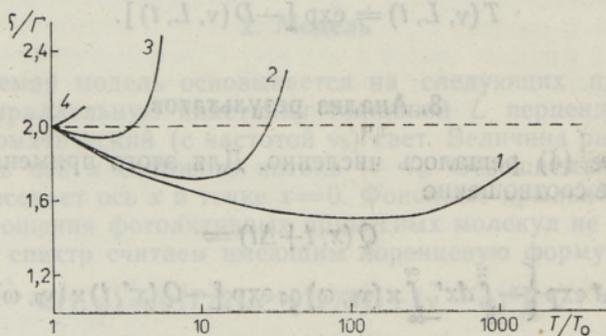


Рис. 2. Зависимость полуширины провала от относительного изменения пропускания для объектов с начальным пропусканием: 1 —  $1,32 \cdot 10^{-4}$ , 2 —  $1,15 \cdot 10^{-2}$ , 3 —  $1,075 \cdot 10^{-1}$ , 4 —  $0,37 (e^{-1})$ .

Результаты расчета спектра пропускания, представленные на рис. 2, показывают зависимость полуширины провала в спектре пропускания от относительного изменения пропускания для объектов с различной оптической плотностью. Начальная полуширина провала при сделанных до-

пущениях составляет  $2\Gamma$  (удвоенную однородную ширину), но отличительной чертой для оптически толстого слоя является существование стадии сужения провала, отсутствующей для тонкого слоя. Это объясняется тем, что эффективно выжигаемая узкая центральная часть линии «выжигается» вдоль всего пути света через объект гораздо быстрее, чем слабо поглощающие свет крылья линии.

Найдем критическую оптическую плотность, при которой начальное уширение провала сменяется его сужением. Используем для этого зависимость ширины провала на половине его глубины  $\delta$  от времени для начального момента в линейном приближении.

По определению полуширины провала имеем:

$$T(0, 0, x) - T(0, t, x) = 2[T(\delta(t)/2, 0, x) - T(\delta(t)/2, t, x)]. \quad (9)$$

Отсюда, продифференцировав по времени, получим:

$$\dot{\delta}(t) = [T_t(0, t, x) - 2T_t(\delta(t)/2, t, x)] / 2T_{\omega}(\delta(t)/2, t, x). \quad (10)$$

Воспользовавшись описанными выше начальным условием для  $q(\omega, t, x)$  и формой однородной линии поглощения (1), а также формулами (5) и (6), найдем предел:

$$\lim_{t \rightarrow 0} \dot{\delta} = \eta \sigma I_0 (1 - q_0 \sigma x) / 2\pi. \quad (11)$$

Положительный знак производной  $\dot{\delta}$  соответствует расширению провала, отрицательный — сужению. Критическая оптическая плотность соответствует начальному ослаблению  $T(\nu_0, 0, L) = e^{-1}$ . Сделанный расчет (см. кривую 4 на рис. 2) подтверждает эту оценку.

Наличие стадии сужения провала необходимо учитывать при спектроскопических исследованиях, в которых ширина выжигаемого провала является важнейшей характеристикой для определения свойств примесных центров.

Результаты расчета показывают также, что ширина полосы пропускания узкополосных фильтров, изготавливаемых методом фотovyжигания, может быть меньше удвоенной однородной ширины линии поглощения, если начальное пропускание образца меньше  $e^{-1} \approx 0,37$  (оптическая плотность более 0,43). При этом благодаря большой оптической плотности фильтр обеспечит хороший контраст, хотя ослабление проходящего через фильтр света (в том числе и в максимуме полосы пропускания) будет значительным.

Авторы благодарны К. К. Ребане за интерес к работе и полезное обсуждение.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гороховский А. А., Каарли Р. К., Ребане Л. А. Письма в ЖЭТФ, 20, вып. 7, 474—479 (1974).
2. Kharlamov, B. M., Personov, R. I., Bykovskaja, L. A. Opt. Commun., 12, № 1, 191—193 (1974).
3. Rebane, L. A., Gorokhovskii, A. A., Kikas, J. V. Appl. Phys. B, 29, № 4, 235—250 (1982).
4. Moerner, W. E., Schellenberg, F. M., Bjorklund, G. C., Kaipa, P., Lüty, F. Phys. Rev. B: Solid State, 32, № 2, 1270—1277 (1985).