

УДК [539.219.1: 535.217] : 533.34

Яак КИКАС, Евгений МАЛКИН

## ФОТОВЫЖИГАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО ПРОВАЛА (ФСР) ВСТРЕЧНЫМИ СВЕТОВЫМИ ПУЧКАМИ В ОПТИЧЕСКИ ТОЛСТОМ ОБРАЗЦЕ

*Jaak KIKAS, Evgeni MALKIN. SPEKTRAALSALKAMINE OPTILISELT PAKSU OBJEKTI KANE-  
POOLSEL KIIRITAMISEL*

*Jaak KIKAS and Evgeni MALKIN. SPECTRAL HOLE BURNING WITH TWO-WAY IRRADIATION  
IN AN OPTICALLY DENSE SAMPLE*

(Представил К. К. Ребане)

### 1. Введение

Необходимость исследования ФСР [1, 2] в оптически плотных образцах связана с частым использованием таких образцов в экспериментах по ФСР для повышения контраста. В работах [3, 4] было показано, что при ФСР в оптически плотном образце (начальная оптическая плотность  $\geq -\log e^{-1} \approx 0,43$ ) монохроматическим светом в процессе выжигания имеется начальная стадия сужения провала в спектре пропускания, на которой его полуширина (ширина при половине от максимального пропускания) меньше начального значения — удвоенной однородной полуширины линии поглощения. Позднее эта стадия сменяется уширением провала, связанным с его насыщением.

Рассматриваемое в [3, 4] ФСР происходило при облучении плоскопараллельного образца с одной стороны перпендикулярно падающим светом. Очевидно, что в случае оптически тонкой пластинки форма спектрального провала не зависит (при одинаковой суммарной дозе) от того, одностороннему или двухстороннему облучению подвергается образец. В случае оптически плотного образца ситуация существенно иная из-за различия условий выжигания для точек, находящихся на разном расстоянии от освещаемой плоскости образца (пространственная неоднородность выжигания). Рассмотрение зависимости формы провала от геометрии облучения является предметом данного сообщения.

### 2. Модель, обсуждение результатов

В [3] описаны модель выжигания провала монохроматическим (с частотой  $\nu_0$ ) светом в плоскопараллельной пластинке толщиной  $L$ , и те предположения и ограничения, которые характерны для этой модели. Свет в этой модели распространяется вдоль оси  $x$  системы координат и падает перпендикулярно на пластинку. Было показано, что характеристикой, определяющей результирующий спектр пропускания провала, является доза проникшего на глубину  $x$  света:  $Q(x, t) = \int_0^t I(x, t') dt'$ , где  $I(x, t)$  — световой поток, достигающий глубины  $x$  в момент  $t$ .

Аналогично тому, как в [5] эта модель была обобщена на случай выжигания на нескольких частотах  $\nu_i$ , можно распространить ее на случай двухстороннего выжигания, при котором на плоскость  $x=0$  падает поток  $I_+(t)$ , а на плоскость  $x=L$  поток  $I_-(t)$ . В этих условиях уравнение для дозы  $Q(x, t)$  сменяется системой уравнений для  $Q_+(x, t)$  и  $Q_-(x, t)$ :

$$Q_+(x, t) = I_0 \int_0^t dt' \exp \left\{ - \int_0^x dx' \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \kappa(\nu_0 - \omega) Q_0 \exp [-\kappa(\nu_0 - \omega) \eta \times \right. \\ \left. \times (Q_+(x', t') + Q_-(x', t')) \right\}, \quad (1)$$

$$Q_-(x, t) = I_0 \int_0^t dt' \exp \left\{ - \int_x^L dx' \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \kappa(\nu_0 - \omega) Q_0 \exp [-\kappa(\nu_0 - \omega) \eta \times \right. \\ \left. \times (Q_+(x', t') + Q_-(x', t')) \right\},$$

где  $Q_+(x, t) = \int_0^t I_+(x, t') dt'$ ,

$$Q_-(x, t) = \int_0^t I_-(x, t') dt'.$$

Здесь  $I_+(x, t)$  ( $I_-(x, t)$ ) — поток облучения, распространяющегося в положительном (отрицательном) направлении оси  $x$  (на глубине  $x$  и в момент  $t$ ); потоки, падающие на поверхность  $x=0$  и  $x=L$  считаем одинаковыми и постоянными:  $I_+(t) = I_-(t) = I_0 = \text{const}$ ;  $\eta$  — квантовый выход процесса выжигания;  $\kappa(\nu - \omega)$  — поперечное сечение однородного поглощения, в дальнейших расчетах считаем его имеющим лоренцевскую форму с полушириной  $\Gamma$  и максимумом на частоте  $\omega$ :

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

где  $\sigma$  — интегральное поперечное сечение поглощения.

Входящая в (1) величина

$$\rho(\omega, x, t) = Q_0 \exp [-\kappa(\nu_0 - \omega) \eta (Q_+(x, t) + Q_-(x, t))] \quad (3)$$

является функцией неоднородного распределения (ФНР) примесей по частоте перехода  $\omega$  в момент  $t$  на глубине  $x$  (в начальный момент считаем ее пространственно и спектрально равномерной  $\rho(\omega, x, 0) = Q_0 = \text{const}$ ). ФНР зависит от суммарной дозы выжигающего света  $Q(x, t) = Q_+(x, t) + Q_-(x, t)$ . Систему (1) можно преобразовать к уравнению для  $Q(x, t)$ :

$$Q(x, t) = I_0 \int_0^t dt' \left\{ \exp \left[ - \int_0^x dx' \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \cdot \kappa(\nu_0 - \omega) Q_0 \times \right. \right. \\ \left. \times \exp [-\kappa(\nu_0 - \omega) \eta Q(x', t')] \right] + \exp \left[ - \int_x^L dx' \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \cdot \kappa(\nu_0 - \omega) Q_0 \times \right. \\ \left. \times \exp [-\kappa(\nu_0 - \omega) \eta Q(x', t')] \right] \right\}. \quad (4)$$

В [3, 4] описано как, зная дозу облучения, можно получить спектр пропускания образца. Уравнение (4) было решено численно тем же рекуррентным методом и при тех же значениях параметров, что и соответствующее уравнение для дозы в [3, 4].

Результаты расчета спектра пропускания, представленные на рис. 1, показывают зависимость полуширины провала в спектре пропускания образца, имевшего начальную оптическую плотность 3,9, от времени

выжигания для одно- и двухстороннего выжигания. В обоих случаях начальная полуширина провала составляет  $2\Gamma$  (удвоенную однородную ширину) и существует стадия сужения провала. Однако при двухстороннем выжигании полуширина провала достигает меньшего значения ( $\sim 1,2\Gamma$ ), причем пропускание образца в максимуме провала, имеющего наименьшую полуширину ( $\sim 1,2\Gamma$ ), примерно в 2 раза превышает пропускание образца в максимуме провала, полученного при одностороннем выжигании с той же суммарной дозой (см. рис. 2). Этому можно дать следующее объяснение.

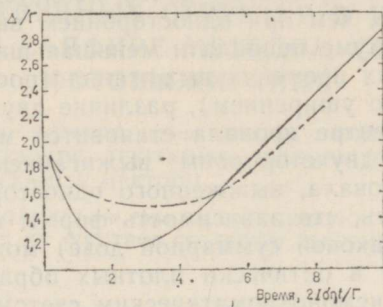


Рис. 1. Зависимость полуширины провала от времени выжигания. В случае одностороннего выжигания (штриховая линия) образец облучался монохроматическим светом дозой  $It=I_0T$  ( $I_0$  — световой поток,  $T$  — время облучения); в случае двухстороннего выжигания (сплошная линия) дозой  $It=(I_0T)/2$  с каждой стороны.

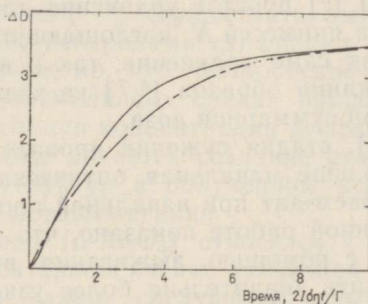


Рис. 2. Уменьшение оптической плотности на частоте  $\nu_0$  (увеличение пропускания в максимуме провала) в зависимости от времени выжигания. Начальная плотность образца  $D_0=3,9$ . Одностороннему выжиганию соответствует штриховая линия, двухстороннему — сплошная. Временная шкала соответствует шкале на рис. 1.

Неоднородная полоса поглощения образована примесными центрами, максимумы однородных линий поглощения которых находятся на несколько различающихся частотах. Эффективность выжигания центров различна из-за различной отстройки их однородных линий поглощения по частоте от частоты выжигающего света. Существует также большое количество других причин разброса по эффективности выжигания (ориентационная неупорядоченность, возможная неоднородность по однородным ширинам, по факторам Дебая—Валлера, по квантовому выходу фотореакции и т. д.), которые мы в данной модели не учитываем, предполагая, что они качественно не меняют полученные результаты.

Из-за различной отстройки однородных линий центров от частоты выжигающего света, в первую очередь, выжигаются центры, однородные линии поглощения которых наиболее точно попадают в резонанс с лазерным излучением, остальные же выполняют роль пассивного фильтра, уменьшающего интенсивность света, проникающего вглубь образца. Таким образом, существующее ФСП в глубине образца начнет

происходить только после того, как в образце вблизи поверхности, на которую падает излучение, будет выжжена значительная часть малоэффективно выжигающихся из-за большой частотной отстройки центров, т. е. после того, как процесс выжигания в переднем слое замедлится, а наблюдаемый в спектре пропускания образца провал будет несколько уширен.

В случае двухстороннего воздействия происходит быстрое выжигание центров, попадающих наиболее точно в резонанс с выжигающим светом и находящихся как вблизи передней, так и вблизи задней поверхностей образца. Результатом этого является, как это видно из рис. 2, более быстрое, чем при одностороннем выжигании, увеличение пропускания в максимуме провала и меньшая ширина самого провала (рис. 1). При больших временах выжигания (после того, как сужение провала сменяется его уширением), различие двух методик выжигания по пропусканию в центре провала становится малым, а полуширина провала, созданного двухсторонним выжиганием, несколько превышает полуширину провала, выжженного односторонним воздействием.

Интересно отметить, что зависимость формы провала от геометрии облучения (при одинаковой суммарной дозе) может в некоторых случаях отсутствовать и в оптически плотных образцах. Таким случаем является выжигание монохроматическим светом, спектр которого существенно шире однородной линии поглощения (которую можно считать  $\delta$ -линией [6, 7]). Существенным при этом является отсутствие дисперсии скоростей выжигания для примесей, частоты оптического перехода которых лежат в некотором узком спектральном интервале  $\Delta\omega$ . Это позволяет вывести [6] простое уравнение для суммарного по всей толщине образца числа примесей  $N$ , поглощающих в данном спектральном интервале  $\Delta\omega$ . Как само уравнение, так и вычисленный с его помощью спектр пропускания образца [6, 7] не зависят от геометрии облучения при одинаковой суммарной дозе.

Как показано в [3], стадия сужения провала тем заметнее и продолжительнее, чем больше начальная оптическая плотность образца. (Сужение провала происходит при начальной плотности, превышающей  $-\log e^{-1} \approx 0,43$ ). В данной работе показано, что при той же начальной оптической плотности с помощью выжигания встречными световыми пучками можно получить значительно более узкий спектральный провал. Эта методика может быть использована при изготовлении с помощью ФСП узкополосных фильтров пропускания [8] и при использовании провалов в спектроскопическом эксперименте [9].

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

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Zero-Phonon Lines and Spectral Hole Burning in Spectroscopy and Photochemistry (ed. O. Sild and K. Haller). Berlin et al., Springer Verlag, 1988.
2. Persistent Spectral Hole Burning: Science and Applications (ed. W. E. Moerner). Berlin et al., Springer Verlag, 1987.
3. Кикас Я., Малкин Е. // Изв. АН ЭССР. Физ. Матем., 1987, 36, № 1, 62—65.
4. Malkin, E., Kikas, J. // Opt. Comm., 1989, 73, № 5, 295.
5. Jaaniso, R., Kikas, J., Malkin, E., Truusalu, P. // Opt. Comm. (in press).
6. Kikas, J. // Proc. Estonian Acad. Sci. Phys. Math., 1990, 39, № 1, 80—81.
7. Кикас Я. В. Некоторые вопросы исследования электронно-колебательных спектров примесных молекул в неоднородных твердотельных матрицах. (Дис.) Тарту, 1978.
8. Ребане Л. А., Гороховский А. А., Кикас Я. В. // А. с. № 1135320 (СССР). Публ. в Б. И., 1985, № 34.
9. Gorokhovskii, A. A., Palm, V. V. // Chem. Phys. Lett., 1988, 153, № 4, 328—331.