

1987, 36, 4

УДК 535.34 : 537.288.5

Я. КИКАС

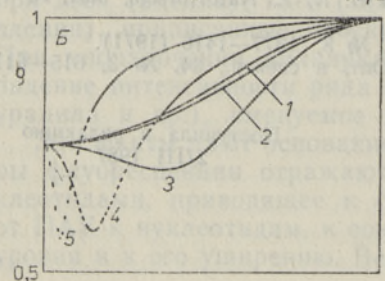
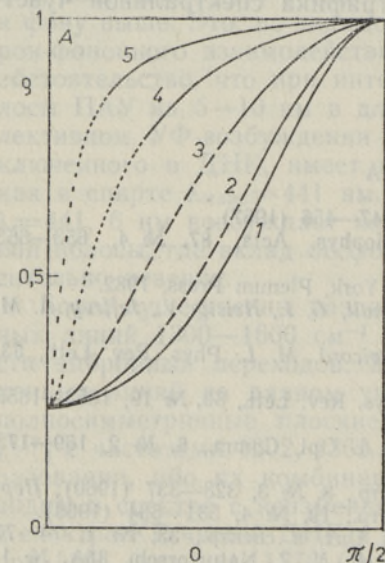
# ПОВЫШЕНИЕ ОРИЕНТАЦИОННОЙ СЕЛЕКТИВНОСТИ ФОТОВЫЖИГАНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРОВАЛОВ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

J. KIKAS. SPEKTRITE FOTOSÄLKAMISE ORIENTATSIOONILISE SELEKTIIVSUSE KASV  
PÕORLEVAS ELEKTRIVÄLJAS

J. KIKAS. ENHANCEMENT OF THE ORIENTATIONAL SELECTIVITY OF SPECTRAL HOLE-  
BURNING IN A ROTATING ELECTRIC FIELD

(Представил К. К. Ребане)

1. Фотовыжигание спектральных провалов (ФСП) [1, 2] позволяет осуществить высокодобротную селекцию примесей по частоте бесфоновонного перехода. В разупорядоченных матрицах (стеклах) степень селекции может достигать  $10^5$ — $10^6$  (отношение ширины неоднородной спектральной полосы и однородной чисто электронной линии). Представляет интерес использование такой высокой добротности для улучшения селективности и по другим параметрам, например, по ориентациям примесей в ориентационно неоднородных системах. Ниже показано, что повышение ориентационной селективности ФСП может быть достигнуто с помощью приложения вращающегося электрического поля.



2. Рассмотрим процесс ФСП в основной модели ([3], с. 237). Дополнительно предполагаем следующее:

2.1. Однородный спектр поглощения содержит только лоренцеву бесфоновонную линию с шириной  $\Gamma$ .

А. Угловое распределение резонансных ( $\omega = \nu_0$ ) центров при времени выжигания  $\sqrt{2\pi}/I\eta\sigma$  и значениях  $Ed/\Gamma=0$  (кривая 1); 0,5 (2); 5 (3); 50 (4) и 500 (5). Приведено меридиональное сечение ( $0 \leq \theta \leq \pi/2$ ,  $\varphi = \text{const}$ ) двумерного ориентационного распределения  $q(\omega, \theta, \varphi, t)$ , нормированное на начальное значение  $q = q(\omega, \theta, \varphi, t)/q(\omega, \theta, \varphi, 0)$ .

Б. То же для неполностью резонансных центров ( $|\omega - \nu_0| = \Gamma$ ).



2.2. Актуальный переход является дипольным и линейно поляризованным. Распределение направлений поглощающих диполей изотропное.

2.3. На переходе проявляется линейный Штарк-эффект, при этом разность дипольных моментов основного и возбужденного состояний  $\vec{d}$  коллинеарна моменту перехода.

2.4. Система возбуждается вертикально поляризованным монохроматическим светом частотой  $\nu_0$  и интенсивностью  $I$ .

Легко показать, что изменяющаяся в процессе выжигания частотно-ориентационная функция неоднородного распределения (ФНР) имеет вид (см. также [4])

$$\varrho(\omega, \Theta, \varphi, t) = \varrho(\omega, \Theta, \varphi, 0) \exp \left\{ -\frac{It\eta\sigma\Gamma \cos^2 \Theta}{2\pi[(\Gamma/2)^2 + (\nu_0 - \omega)^2]} \right\}, \quad (1)$$

где  $t$  — время и  $\eta$  — квантовый выход выжигания,  $\sigma$  — интегральное сечение поглощения,  $\omega$  — частота бесфононного перехода.  $\Theta$  и  $\varphi$  — соответственно полярный и азимутальный углы, определяющие ориентацию диполя поглощения. Система сферических координат выбрана таким образом, что  $\Theta$  изменяется от 0 до  $\pi$  (угол между вертикальным направлением и направлением диполя поглощения). «Ориентационный провал» определяется фактически множителем  $\cos^2 \Theta$  в экспоненте. Из рисунка, А видно (кривая 1), что селективность выжигания по углу  $\Theta$  невысока.

3. Пусть теперь одновременно с монохроматическим светом к образцу приложено электрическое поле напряженности  $E$ , вектор которого вращается в горизонтальной плоскости с угловой скоростью  $\Omega$  ( $t \gg \Omega^{-1} \gg \Gamma^{-1}$ ). Тогда в формуле (1) частоту  $\omega$  надо заменить на измененную из-за Штарк-эффекта

$$\omega \rightarrow \omega + Ed \sin \Theta \sin (\Omega t' + \varphi_0 - \varphi) \quad (2)$$

и произвести в экспоненте усреднение по периоду вращения  $\Delta t' = 2\pi/\Omega$ . В (2)  $d = |\vec{d}|$ . В результате получим

$$\varrho(\omega, \Theta, \varphi, t) = \varrho(\omega, \Theta, \varphi, 0) \times \\ \times \exp \left\{ -It\eta\sigma \frac{\cos^2 \Theta}{\pi \sqrt{2}} \left\{ \frac{D + [D^2 + \Gamma^2(\nu_0 - \omega)^2]^{1/2}}{D^2 + \Gamma^2(\nu_0 - \omega)^2} \right\}^{1/2} \right\}, \quad (3)$$

где применено обозначение

$$D = E^2 d^2 \sin^2 \Theta + (\Gamma/2)^2 - (\nu_0 - \omega)^2.$$

Для резонансных центров

$$\varrho(\nu_0, \Theta, \varphi, t) = \varrho(\nu_0, \Theta, \varphi, 0) \exp \left\{ -\pi^{-1} I \eta t \sigma \cos^2 \Theta [(\Gamma/2)^2 + E^2 d^2 \sin^2 \Theta]^{-1/2} \right\}. \quad (4)$$

Относительное изменение угловой ФНР для этого случая изображено на рисунке, А для разных значений  $Ed$ , где видно повышение ориентационной селективности с ростом  $Ed$ . Физическая причина роста ориентационной селективности довольно простая. Только центры с разницей дипольных моментов  $\vec{d}$ , перпендикулярной плоскости вращения электрического поля, не испытывают штарковского сдвига частоты перехода. Остальные же центры на более или менее длительное время выводятся из резонанса с монохроматическим светом, вследствие чего понижается усредненная по периоду  $\Delta t'$  эффективность выжигания. При малых временах выжигания и большом отношении  $Ed/\Gamma$  получаем



из формулы (4) следующее выражение для полуширины ориентационного провала  $\Theta_{1/2}$  (угол, при котором доля выжженных центров в два раза меньше по сравнению с  $\Theta=0$ ):

$$\Theta_{1/2} = (\sqrt{3}/2) \Gamma / Ed \approx 0,87 \Gamma / Ed. \quad (5)$$

Вместе с тем для неполностью резонансных центров наблюдается отличающаяся картина (рисунок, Б). Наиболее эффективно выжигаются центры, дипольный момент которых находится под определенным углом относительно поляризации света. Это связано с синусоидальным законом модуляции частоты (2).

4. Приведем некоторые оценки для реальных систем. Влияние электрического поля на спектральные провалы экспериментально исследовалось в ряде работ [5-9]. По данным [8, 9], для молекулы хлорина в матрице поливинилбутирала при  $T=2$  К  $\Gamma \approx 0,02$  см<sup>-1</sup> и пробойное напряжение матрицы составляет  $5 \cdot 10^5$  В см<sup>-1</sup>. Учитывая полученное в [8] значение  $d=0,25$  Дебая, получаем  $Ed/\Gamma \leq 100$ , т. е. ситуацию, соответствующую кривым 4 на рисунке и являющуюся реально достижимой. Следует, однако, отметить, что мы не знаем эффективного способа для регистрации суженных предложенным образом ориентационных провалов. При обычных методах регистрации суженные согласно (3), (4) ориентационные провалы скрываются с функциями типа  $\cos^2 \Theta$ , что маскирует достигнутое сужение.

Автор благодарен К. К. Ребане за обсуждение и П. Труусалу за помощь в численном расчете.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гороховский А. А., Каарли Р. К., Ребане Л. А. Письма в ЖЭТФ, 20, № 7, 474—478 (1974).
2. Kharlamov, B. M., Personov, R. I., Bykovskaya, L. A. Opt. Commun., 12, № 2, 191—193 (1974).
3. Rebane, L., Gorokhovskii, A., Kikas, J. Appl. Phys. B, 29, № 2, 235—250 (1982).
4. Харламов Б. М., Улицкий Н. И. Препринт ИС АН СССР, № 12. Троицк, 1986.
5. Marchetti, A. P., Scozzafava, M., Young, R. H. Chem. Phys. Lett., 51, № 3, 424—426 (1977).
6. Самойленко В. Д., Разумова Н. В., Персонов Р. И. Опт. и спектр., 52, № 4, 580—582 (1982).
7. Bogner, U., Schätz, P., Seel, R., Maier M. Chem. Phys. Lett., 102, № 2/3, 267—271 (1983).
8. Burkhalter, F. A., Suter, G. W., Wild, U. P., Samoilenko, V. D., Rasumova, N. V., Personov, R. I. Chem. Phys. Lett., 94, № 5, 483—487 (1983).
9. Wild, U. P., Bucher, S. E., Burkhalter, F. A. Appl. Opt., 24, № 10, 1526—1530 (1985).

Институт физики  
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию  
12/III 1987