EESTI NSV TEADUSTE AKADEEMIA TOIMETISED.
FÜÜSIKA * MATEMAATIKA
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК ЭСТОНСКОЙ ССР. ФИЗИКА * МАТЕМАТИКА
PROCEEDINGS OF THE ACADEMY OF SCIENCES OF THE ESTONIAN SSR.
PHYSICS * MATHEMATICS

1987, 36, 4

https://doi.org/10.3176/phys.math.1987.4.12

УДК 535.34 : 537.288.5

Я. КИКАС

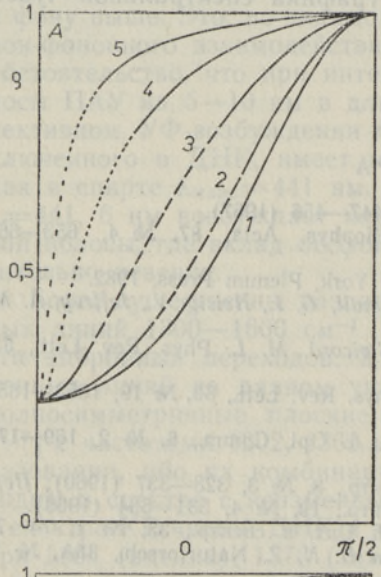
ПОВЫШЕНИЕ ОРИЕНТАЦИОННОЙ СЕЛЕКТИВНОСТИ ФОТОВЫЖИГАНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРОВАЛОВ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

J. KIKAS. SPEKTRITE FOTOSÄLKAMISE ORIENTATSIOONILISE SELEKTIIVSUSE KASV PÖÖRLEVAS 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 бесфононного перехода. В разупорядоченных матрицах (стеклах) степень селекции может достигать 10^5—10^6 (отношение ширин 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.



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 ($0 \leqslant \Theta \leqslant \pi/2$, $\varphi = \text{const}$) двумерного ориентационного распределения $\varrho(\omega, \Theta, \varphi, t)$, нормированное на начальное значение $\varrho = \varrho(\omega, \Theta, \varphi, t)/\varrho(\omega, \Theta, \varphi, 0)$.
Б. То же для неполностью резонансных центров ($|\omega - \nu_0| = \Gamma$).

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

2.1. Однородный спектр поглощения содержит только лоренцеву бесфононную линию с шириной Γ.

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

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

2.4. Система возбуждается вертикально поляризованным монохроматическим светом частотой ν_0 и интенсивностью I.

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

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

где t — время и η — квантовый выход выжигания, σ — интегральное сечение поглощения, ω — частота бесфононного перехода. Θ и φ — соответственно полярный и азимутальный углы, определяющие ориентацию диполя поглощения. Система сферических координат выбрана таким образом, что Θ изменяется от 0 до π (угол между вертикальным направлением и направлением диполя поглощения). «Ориентационный провал» определяется фактически множителем $\cos^2\Theta$ в экспоненте. Из рисунка, A видно (кривая 1), что селективность выжигания по углу Θ 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 ω надо заменить на измененную из-за Штарк-эффекта

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

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

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

где применено обозначение

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

Для резонансных центров

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

Относительное изменение угловой ФНР для этого случая изображено на рисунке, A 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/Γ 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 $\Theta=0$):

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

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$^{-1}$ и пробойное напряжение матрицы составляет $5\cdot 10^5$ В см$^{-1}$. Учитывая полученное в [8] значение $d=0{,}25$ Дебая, получаем $Ed/\Gamma\lesssim 100$, 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 свертываются 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., Scozzafawa, 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