

УДК 535.33

Инна РЕБАНЕ

ПОВЫШЕНИЕ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ МЕТОДА ФОТОВЫЖИГАНИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО ПРОВАЛА ПУТЕМ ДВУХСТУПЕНЧАТОГО ВЫЖИГАНИЯ

Inna REBANE. SPEKTRAALSE FOTOSALKAMISE MEETODI LAHUTUSVOIME SUURENDAMINE

Inna REBANE. THE INCREASE OF THE RESOLVING POWER OF THE METHOD OF SPECTRAL
 HOLE-BURNING

(Представил В. Хижняков)

Показано, что использование двухступенчатого процесса фотовыжигания провала может существенно повысить разрешающую способность метода.

Рассмотрим фотовыжигание спектрального провала двумя импульсами, центральные частоты которых сдвинуты относительно друг друга на частоту ω_1 . Функцию, описывающую временное поведение такого выжигающего поля, выберем в виде суперпозиции двух экспоненциально затухающих импульсов

$$g(t) = \begin{cases} 0, & \text{если } t < 0, \\ \sqrt{\Delta} \exp(-\Delta t/2) [\exp(-i\omega_0 t) + \exp(-i(\omega_0 + \omega_1)t)], & \text{если } t \geq 0. \end{cases} \quad (1)$$

В формуле (1) Δ — спектральная ширина импульсов (полная ширина на половине высоты), ω_0 и $\omega_0 + \omega_1$ — центральные частоты импульсов. Частотное распределение импульсов состоит из двух лоренцианов и интерференционного члена

$$|g(\omega)|^2 = \frac{\Delta}{x^2 + \Delta^2/4} + \frac{\Delta}{(x - \omega_1)^2 + \Delta^2/4} + \\ + \frac{\Delta}{\omega_1^2 + \Delta^2} \left[\frac{\Delta^2 - 2\omega_1 x}{x^2 + \Delta^2/4} + \frac{\Delta^2 + 2\omega_1(x - \omega_1)}{(x - \omega_1)^2 + \Delta^2/4} \right], \quad (2)$$

где $g(\omega) = \int g(t) \exp(i\omega t) dt$, $x = \omega - \omega_0$.

Изменение функции неоднородного распределения (ФНР) $q(\Omega_{01})$ частот оптического перехода Ω_{01} двухуровневых систем в результате прохождения световых импульсов через селективную фотохромную среду можно записать следующим образом [1]:

$$q(\Omega_{01}) = q_0(\Omega_{01}) [1 - P_1(\Omega_{01})], \quad (3)$$

где $q_0(\Omega_{01})$ — первоначальная ФНР. Вероятность $P_1(\Omega_{01})$, определяющая провал в ФНР $q(\Omega_{01})$, имеет вид [2]:

$$P_1(\Omega_{01}) \sim \alpha_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega |g(\omega)|^2 \kappa(\Omega_{01}, \omega). \quad (4)$$

Здесь α_1 — вероятность превращения возбужденной на уровень 1 системы и $\kappa(\Omega_{01}, \omega)$ — однородный спектр поглощения.

В простейшей модели $\kappa(\Omega_{01}, \omega) = \gamma_1 / \left[(\omega - \Omega_{01})^2 + \frac{\gamma_1^2}{4} \right]$, где γ_1 — константа энергетической релаксации возбужденного уровня 1, вероятность $P_1(\Omega_{01})$ имеет следующий вид:

$$P_1(\Omega_{01}) \sim \alpha_1 \left\{ \frac{\Delta + \gamma_1}{y^2 + (\Delta + \gamma_1)^2/4} + \frac{\Delta + \gamma_1}{(y - \omega_1)^2 + (\Delta + \gamma_1)^2/4} + \right. \\ \left. + \frac{\Delta}{\omega_1^2 + \Delta^2} \left[\frac{\Delta(\Delta + \gamma_1) - 2\omega_1 y}{y^2 + (\Delta + \gamma_1)^2/4} + \frac{\Delta(\Delta + \gamma_1) + 2\omega_1(y - \omega_1)}{(y - \omega_1)^2 + (\Delta + \gamma_1)^2/4} \right] \right\}, \quad (5)$$

где $y = \Omega_{01} - \omega_0$.

Из формулы (5) следует, что в рассматриваемом случае выжигаются либо два провала с максимумами на частотах $\Omega_{01} = \omega_0$ и $\Omega_{01} = \omega_0 + \omega_1$ и ширинами $\Delta + \gamma_1$ (см. рисунок), либо один провал с максимумом на частоте $\Omega_{01} = \omega_0 + \omega_1/2$ (два провала сливаются в один).

Однако есть возможность сузить выжигаемые данными импульсами провалы и тем самым повысить разрешающую способность методики. Для этого надо использовать определенный двухступенчатый процесс фотовыжигания провала в трехуровневой системе [3]. В этом процессе рассматриваемые два импульса используются для частотно-селективного возбуждения в области неоднородно уширенной линии поглощения $0 \rightarrow 1$, поглощение второго предельно короткого импульса (δ -импульса) возбужденным состоянием ($1 \rightarrow 2$) приводит к фотоионизации и выжиганию провала. В этом случае вероятность $P_2(\Omega_{01})$, определяющая провал в ФНР $\rho(\Omega_{01})$ частот оптического перехода $0 \rightarrow 1$, имеет следующий вид [3]:

$$P_2(\Omega_{01}) \sim \alpha_2 \int_{-\infty}^{\infty} dt' \int_{-\infty}^T dt_2 dt'_2 g^*(t'_2) g(t_2) F(t', T, T, t_2, t'_2). \quad (6)$$

Здесь α_2 — вероятность превращения возбужденной на уровень 2 системы, T — момент времени прохождения через центр системы δ -импульса, $F(t', t_1, t'_1, t_2, t'_2)$ — корреляционная функция трехуровневой системы, которая в простейшей модели (релаксационные процессы на первом и на втором возбужденном уровне описываются константами энергетической релаксации γ_1 и γ_2) имеет следующий вид:

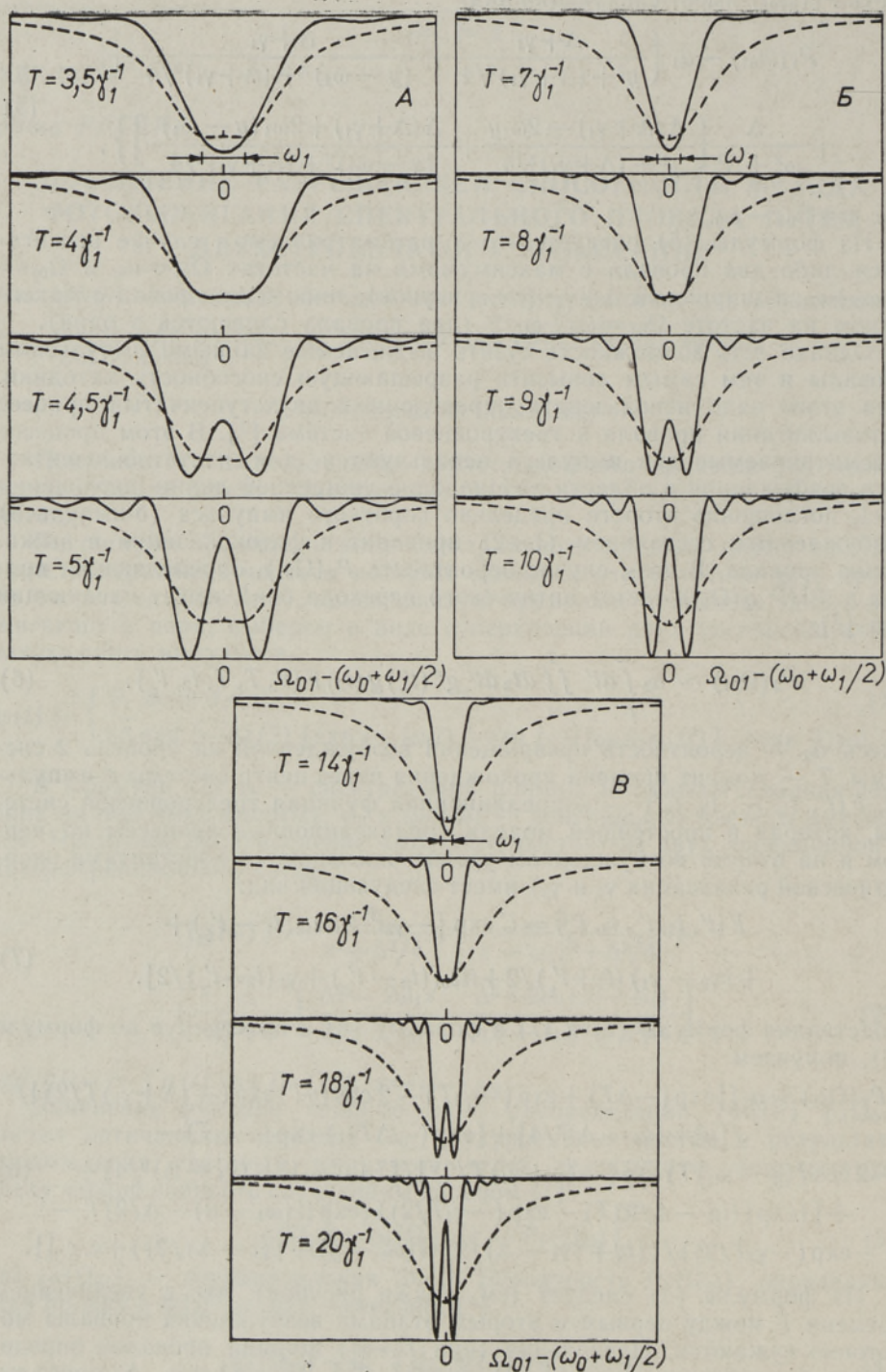
$$F(t', t_1, t'_1, t_2, t'_2) = C \exp[-\gamma_2 t' + i\Omega_{12}(t_1 - t'_1) + \\ + (\gamma_2 - \gamma_1)(t_1 + t'_1)/2 + i\Omega_{01}(t_2 - t'_2) + \gamma_1(t_2 + t'_2)/2]. \quad (7)$$

Подставляя формулы (1) и (7) в формулу (6) и интегрируя по формуле (6), получаем:

$$P_2(\Omega_{01}) \sim \alpha_2 \{ [\exp(-\Delta T) + \exp(-\gamma_1 T) - 2 \cos(yT) \exp(-(\Delta + \gamma_1)T/2)] / \\ / [y^2 + (\gamma_1 - \Delta)^2/4] + [\exp(-\Delta T) + \exp(-\gamma_1 T) - \\ - 2 \cos((y - \omega_1)T) \exp(-(\Delta + \gamma_1)T/2)] / [(y - \omega_1)^2 + (\gamma_1 - \Delta)^2/4] + \\ + [(\exp(i(y - \Delta/2)T) - \exp(-\gamma_1 T/2)) (\exp(i(\omega_1 - y) - \Delta/2)T - \\ - \exp(-\gamma_1 T/2)) / ((iy + (\gamma_1 - \Delta)/2)(i(\omega_1 - y) + (\gamma_1 - \Delta)/2)) + \text{с. с.}] \}. \quad (8)$$

Из формулы (8) следует (см. также рисунок), что с увеличением времени T между первым и вторым этапами возбуждения провалы монотонно сужаются. Предельная (при $T \rightarrow \infty$) ширина провалов определяется параметром $|\gamma_1 - \Delta|$. В случае $T^{-1}, |\gamma_1 - \Delta| \ll \gamma_1, \Delta$ провалы, описываемые формулой (8), значительно уже, чем в двухуровневом случае (см. формулу (5)). Ширины γ_1 и Δ компенсируют друг друга. Возникает ситуация, когда в двухуровневом случае отмечается один

провал, а в трёхуровневом — два хорошо разделяемых провала. Таким образом, значительно повышается разрешающая способность методики фотовыжигания провалов в ФНР $Q(\Omega_{01})$ частот оптических переходов.



Провалы в ФНР $Q(\Omega_{01})$ при двухступенчатом (сплошная линия) и одноступенчатом (штриховая линия) процессах. ($\Delta = 0,99 \gamma_1$). А — $\omega_1 = \gamma_1$; Б — $\omega_1 = 0,5 \gamma_1$; В — $\omega_1 = 0,25 \gamma_1$.

Сужение провалов с увеличением времени T объясняется тем, что при рассматриваемом двухступенчатом возбуждении провал в ФНР $q(\Omega_{01})$ отражает распределение вероятностей нахождения систем на возбужденных уровнях 1 именно в момент времени T : второй импульс застаёт на уровнях 1 только те центры, которые еще не перешли на основной уровень 0, т. е. уже прожили некоторое время на уровне 1 и «остыли». Поэтому с ростом времени T наряду с уменьшением глубины провала происходит его сужение.

В заключении отметим, что если усложнить модель модуляционным уширением (фазовой релаксации) первого возбужденного уровня 1, то предельные ширины провалов в ФНР $q(\Omega_{01})$ будут определяться параметром $|\gamma_1 - \Delta| + \Gamma$, где Γ — константа фазовой релаксации, т. е. модуляционное уширение не компенсируется, а прибавляется к прежней ширине.

Автор благодарен К. К. Ребане и В. В. Хижнякову за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rebane, L. A., Gorokhovskii, A. A., Kikas, J. V.* Appl. Phys. B, **29**, 235—250 (1982).
2. *Ребане И.* Изв. АН ЭССР. Физ. Матем., **34**, № 4, 438—440 (1985).
3. *Ребане И.* Изв. АН ЭССР. Физ. Матем., **35**, № 3, 296—301 (1986).

Институт физики
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
13/XI 1986