

УДК 535.33

Инна РЕБАНЕ*

НЕ-ЛОРЕНЦОВА ФОРМА СПЕКТРАЛЬНОГО ПРОВАЛА КАК РЕЗУЛЬТАТ ПРОЦЕССА ВКЛЮЧЕНИЯ ВЫЖИГАЮЩЕГО СВЕТА

(Представил В. Хижняков)

1. Введение

Во многих работах рассматривается фотовыжигание спектрального провала (ФСР) светом стационарной интенсивности и одной частоты в промежутке времени $(0—T)$ (см. например, [1–4]). При этом безразмерная эффективная доза (БЭД) выжигания $P(\Omega_{01}, \tau)$ (см. формулы (1) и (2)), определяющая через формулу (1) форму спектрального провала в функции неоднородного распределения частоты перехода в примеси, считается пропорциональной произведению однородного спектра поглощения и дозы излучения выжигającego света (см. формулу (4)). Очевидно, что такой подход не верен для продолжительности выжигания T , меньшей или сравнимой с временами релаксации возбуждаемого электронного уровня. В этой работе рассчитана безразмерная эффективная доза выжигания $P(\Omega_{01}, \tau)$ с учетом влияния включения выжигającego монохроматического света. Однородный спектр поглощения определяет спектральное распределение БЭД выжигания только при продолжительности выжигания существенно большей, чем время релаксации возбуждаемого уровня. Однако форма спектрального провала совпадает со спектральным распределением БЭД выжигания только при малых дозах выжигания. С ростом продолжительности выжигания доза выжигания растет, начинается процесс насыщения спектрального провала [2], и форма провала уже сложным образом зависит от БЭД выжигания. Таким образом, при обычном предположении, что однородный спектр поглощения имеет форму лоренциана, для получения провала такой же формы продолжительность выжигания должна быть достаточно большой в сравнении с временами релаксации возбужденного уровня и достаточно малой для обеспечения отсутствия процесса насыщения провала.

Существует также значительное число экспериментальных работ по двухступенчатому ФСР в трехуровневых [5] и четырехуровневых [6–9] системах. В этой работе рассчитаны БЭД выжигания при двухступенчатом ФСР как в трех-, так и четырехуровневых системах, где на первой ступени выжигания $(0 \rightarrow 1)$ используется монохроматический свет, а на второй — δ -импульс. Показано, что и в этом случае спектральное распределение БЭД ФСР существенно отличается от однородного спектра поглощения $0 \rightarrow 1$ при продолжительности выжигания T на первом этапе выжигания меньшей или сравнимой с временами релаксации возбуждаемого электронного уровня 1 (и третьего уровня 1' четырехуровневой системы). С ростом продолжительности выжигания БЭД выжигания стремится к независимой от этой продолжительности функции, которая пропорциональна однородному спектру поглощения перехода $0 \rightarrow 1$.

* Eesti Teaduste Akadeemia Füüsika Instituut (Институт физики Академии наук Эстонии). 202400 Tartu, Riia 142, Estonia.

Провалы, определяемые через найденные БЭД выжигания, могут быть использованы как спектральные фильтры [3, 10]. Рассчитаны временные отклики последних на световой δ -импульс.

2. Эффективная доза фотovyжигания и форма спектрального провала при одноступенчатом выжигании

Рассмотрим ФСП в оптически тонком образце разбавленного твердого раствора фотохромных молекул монохроматическим светом частоты ω_0 и интенсивности I_0 в интервале времени от нуля до T . При определенных предположениях (слабое возбуждение, отсутствие обратных процессов, процессов переноса и т. д. [2]) функция неоднородного распределения (ФНР) $Q(\Omega_{01}, \tau)$ частоты чистоэлектронного перехода $0 \rightarrow 1$ в примеси изменяется экспоненциально во времени:

$$Q(\Omega_{01}, \tau) = Q_0(\Omega_{01}) \exp[-P(\Omega_{01}, \tau)], \quad (1)$$

где $Q_0(\Omega_{01})$ — начальная ФНР и $P(\Omega_{01}, \tau)$ — безразмерная эффективная доза ФСП в момент τ .

Во многих работах (см. например, [2-4]) $P(\Omega_{01}, \tau)$ определяется следующим образом:

$$P(\Omega_{01}, \tau) = P_L(\Omega_{01}, \tau) = \alpha \kappa(\omega_0 - \Omega_{01}) \int_0^\tau I(t') dt', \quad (2)$$

где $I(t')$ — интенсивность в момент t' , α — квантовый выход ФСП и $\kappa(\omega_0 - \Omega_{01})$ — однородный спектр поглощения, который в расчетах предполагается лоренцианом с шириной γ и максимумом на частоте Ω_{01} :

$$\kappa(\omega_0 - \Omega_{01}) = (\sigma\gamma/2\pi) [(\omega_0 - \Omega_{01})^2 + (\gamma/2)^2]^{-1}, \quad (3)$$

где σ — интегральное сечение спектра поглощения.

После конца процесса ФСП ($\tau > T$) получаем окончательную эффективную дозу ФСП $P_L(\Omega_{01})$, через которую, используя формулу (1), определяется окончательный спектральный провал в ФНР. В нашем случае

$$P_L(\Omega_{01}) = \alpha I_0 T \kappa(\omega_0 - \Omega_{01}) = \beta \gamma T / \xi_1, \quad (4)$$

где $\beta = \sigma \alpha I_0 / 2\pi$ и $\xi_1 = (\omega_0 - \Omega_{01})^2 + \gamma^2 / 4$.

Однако формулы (2) и (4) подходят только для времен значительно больших, чем время релаксации возбужденного уровня 1.

Для рассмотрения времен меньших или сравнимых с временем релаксации уровня 1, необходимо учесть включение выжигающего света. Это можно сделать, используя более общую в сравнении с формулой (2) формулу для эффективной дозы ФСП, которая описывает ФСП любым светом достаточно малой интенсивности, в том числе и импульсом любой формы и длины [11, 12]. Таким образом, безразмерная эффективная доза ФСП в первом порядке теории возмущения следующая:

$$P(\Omega_{01}, \tau) = P_2(\Omega_{01}, \tau) = \alpha \int_{-\infty}^\tau dt' \int_{-\infty}^\tau dt_1 dt'_1 S(t_1, t'_1) F_2(t', t_1, t'_1), \quad (5)$$

где F_2 — корреляционная функция (КФ) примесного центра [11, 12], S — КФ выжигающего света; в нашем случае:

$$S(t_1, t'_1) = \begin{cases} I_0 \exp[i\omega_0(t_1 - t'_1)], & \text{при } 0 \leq t_1, t'_1 \leq T, \\ 0, & \text{в других случаях.} \end{cases} \quad (6)$$

Для описания примесного центра используем модель, в которой релаксационные процессы на возбужденном уровне 1 описываются константами энергетической и чисто-фазовой релаксаций γ_1 и Γ_1 . Соответствующая КФ следующая:

$$F_2(t', t_1, t'_1) = \frac{\sigma\gamma_1}{2\pi} \exp [i\Omega_{01}(t'_1 - t_1) - \gamma_1(2t' - t_1 - t'_1)/2 - \Gamma_1|t_1 - t'_1|/2]. \quad (7)$$

Отметим, что, используя эту КФ, получаем спектр поглощения (3), где $\gamma \equiv \gamma_1 + \Gamma_1$.

После окончания процесса ФСП ($\tau \rightarrow \infty$) провал в ФНР определяется через следующую эффективную дозу выжигания:

$$P_2(\Omega_{01}) = aI_0 \int_0^T dt' \int_0^{t'} dt_1 dt'_1 \exp [i\omega_0(t_1 - t'_1)] F_2(t', t_1, t'_1) + aI_0 \int_T^\infty dt' \int_0^T dt_1 dt'_1 \exp [i\omega_0(t_1 - t'_1)] F_2(t', t_1, t'_1). \quad (8)$$

Подставляя формулу (7) в формулу (8) и интегрируя формулу (8), получаем:

$$P_2(\Omega_{01}) = \beta \{ \gamma T + (2 - \gamma^2/\xi_1) + 2 \exp(-\gamma T/2) \times [\xi_2 \cos(xT) - \gamma x \sin(xT)] / \xi_1 \} / \xi_1, \quad (9)$$

где $x = \Omega_{01} - \omega_0$, $\xi_2 = -x^2 + \gamma^2/4$.

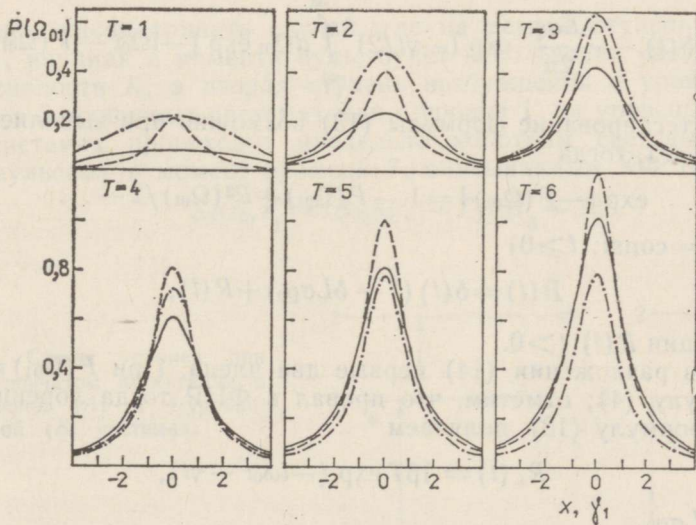


Рис. 1. Безразмерные эффективные дозы выжигания $P_L(\Omega_{01})$, $P_2(\Omega_{01})$ и $P_3(\Omega_{01})$, рассчитанные по формулам (4) (прерывистая линия), (9) (сплошная линия) и (25) (штрих-пунктирная линия). Параметры: $\Gamma_1 = \gamma_1$, $\beta = 0,1$; $\xi_3 = 0,4$. Время T дано в γ_1^{-1} .

Более точная формула (9) переходит в обычно используемую формулу (4), когда выполняется условие $T \gg 2\gamma^{-1}$ (тогда второе, константное слагаемое на много меньше линейно растущего первого слагаемого и третье слагаемое затухло; см. рис. 1). Как и следовало ожидать, БЭД выжигания $P_2(\Omega_{01})$ зависит только от суммы констант релаксации $\gamma_1 + \Gamma_1 \equiv \gamma$.

3. Прохождение светового импульса через спектральный фильтр

Спектральные провалы широко используются как спектральные фильтры (см. например, [3, 10]). Временной отклик $\bar{R}(t)$ спектрального фильтра на δ -импульс, падающий на фильтр в момент $t=0$, определяется фурье-образом его комплексного пропускания ($t \geq 0$)

$$\bar{R}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \exp(-i\omega t) r(\omega). \quad (10)$$

Наблюдаемая интенсивность света, прошедшего фильтр, $I(t) = |\bar{R}(t)|^2$. Комплексное пропускание $r(\omega)$ выражается через спектр пропускания $T(\omega)$ следующим образом [10, 3]:

$$r(\omega) = \exp \left\{ \frac{1}{2} (1 + i\hat{H}) [\ln T(\omega)] \right\}, \quad (11)$$

где \hat{H} обозначает преобразование Гильберта [13, 14].

После ФСП ($\tau \rightarrow \infty$) спектр пропускания оптически тонкого образца толщины δL следующий:

$$T(\omega) = 1 - \delta L \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega_{01} \kappa(\omega_0 - \Omega_{01}) \varrho(\Omega_{01}). \quad (12)$$

Подставляя формулу (1) в формулу (12), далее формулу (12) в формулу (11) и, наконец, формулу (11) в формулу (10), получаем следующий временной отклик ($t \geq 0$):

$$\bar{R}(t) = \delta(t) - \frac{\delta L \sigma_{q_0}}{2\pi} \exp(-\gamma t/2) \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega_{01} \exp[-i\Omega_{01} t - P(\Omega_{01})]. \quad (13)$$

Прямое интегрирование формулы (13) возможно при выполнении условия $P(\Omega_{01}) \ll 1$, тогда

$$\exp[-P(\Omega_{01})] = 1 - P(\Omega_{01}) + P^2(\Omega_{01})/2 - \dots \quad (14)$$

и (при $q_0 = \text{const}$; $t \geq 0$)

$$\bar{R}(t) = \delta(t) (1 - \delta L \sigma_{q_0}) + R(t), \quad (15)$$

где в функции $R(t)$ $t > 0$.

Учтем в разложении (14) первые два члена. При $P(\Omega_{01}) \equiv P_L(\Omega_{01})$ (см. формулу (4); отметим, что провал в ФНР тогда лоренциан), интегрируя формулу (13), получаем*

$$R_L(t) = A\beta T \exp(-i\omega_0 t - \gamma t), \quad (16)$$

где $A = \delta L \sigma_{q_0}$.

Используя более точную формулу (9) для БЭД ФСП $P(\Omega_{01}) \equiv P_2(\Omega_{01})$, получаем

$$R_2(t) = \begin{cases} A\beta(T-t) \exp(-i\omega_0 t - \gamma t), & \text{при } 0 < t \leq T; \\ 0, & \text{при } T < t, \end{cases} \quad (17)$$

т. е. временной отклик $R_2(t)$ не затухает чисто-экспоненциально, как это было при спектральном провале формы лоренциана. С ростом продолжительности выжигания T отклик $R_2(t)$ стремится к $R_L(t)$ (см. рис. 2).

* Учет члена $P_L^2(\Omega_{01})/2$, см. Приложение А.

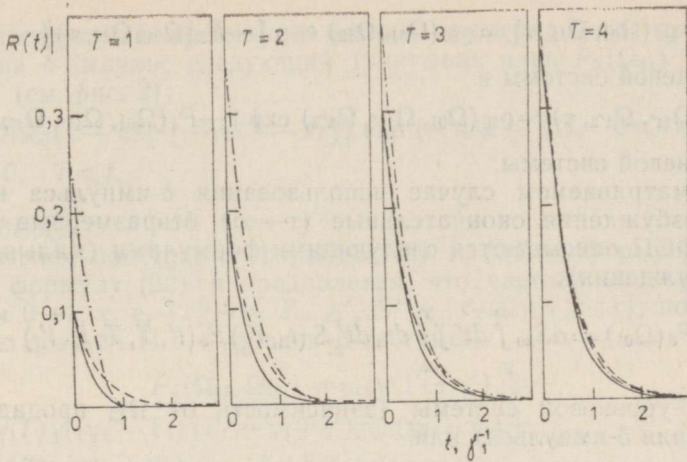


Рис. 2. Абсолютные значения временных откликов $R_L(t)$, $R_2(t)$ и $R_3(t)$, рассчитанных по формулам (16) (прерывистая линия), (17) (сплошная линия) и (26) (штрихпунктирная линия). Параметры: $\Gamma_1 = \gamma_1$, $\beta = 0,1$; $\epsilon_3 = 0,4$; $A = A_3$. Время T дано в γ_1^{-1} .

Отметим, что учет члена $P_2^2(\Omega_{01})/2$ в разложении (14) дает отличное от нуля значение $R_2(t)$ в области $(0, 2T)$ и т. д., т. е. учет члена $P_2^n(t)/n!$ дает отличное от нуля значение $R_2(t)$ в области $(0, nT)$.

4. Эффективная доза фотовыжигания, форма и временной отклик спектрального провала при двухступенчатом выжигании

Будем рассматривать случай, где на первой ступени возбуждения ($0 \rightarrow 1$), начиная с момента нуль, будет использован свет частоты ω_0 и интенсивности I_0 , а вторая ступень возбуждения с уровня 1 на уровень 2 в 3-уровневых системах или с уровня 1' на уровень 2 в 4-уровневых системах происходит предельно коротким световым импульсом (δ -импульсом) в момент времени T , описываемым КФ (см. рис. 3)

$$S_2(t_2, t'_2) = S_{20} \delta(t_2 - T) \delta(t'_2 - T). \quad (18)$$

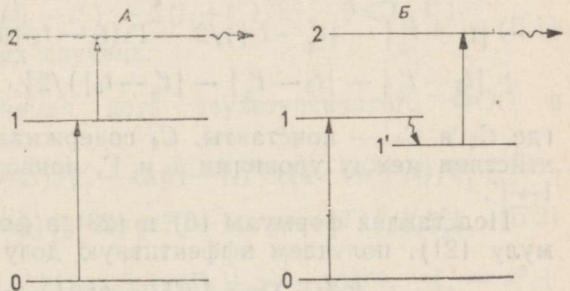


Рис. 3. Схемы уровней при двухступенчатом выжигании в 3-уровневой (А) и 4-уровневой (Б) системах.

Этот импульс должен быть существенно короче времени релаксации уровней 1 ($1'$) и 2, а также спектрально шире неоднородного распределения частоты $\Omega_{12}(\Omega_{1'2})$ перехода $1 \rightarrow 2$ ($1' \rightarrow 2$). Далее, с вероятностью α происходит фотопревращение центра, выводящее его из резонанса с обоими возбуждениями. В 4-уровневой системе происходит дополнительно релаксация с уровня 1 на уровень $1'$.

В 3- и 4-уровневых системах ФНР частот Ω_{01} и Ω_{12} (Ω_{11} , $\Omega_{1'2}$) чисто-электронных переходов можно записать следующим образом:

$$Q_3(\Omega_{01}, \Omega_{12}, \tau) = Q_{30}(\Omega_{01}, \Omega_{12}) \exp[-P_3(\Omega_{01}, \Omega_{12}, \tau)] \quad (19)$$

для 3-уровневой системы и

$$Q_4(\Omega_{01}, \Omega_{11'}, \Omega_{1'2}, \tau) = Q_{40}(\Omega_{01}, \Omega_{11'}, \Omega_{1'2}) \exp[-P_4(\Omega_{01}, \Omega_{11'}, \Omega_{1'2}, \tau)] \quad (20)$$

для 4-уровневой системы.

В рассматриваемом случае использования δ -импульса на второй ступени возбуждения окончательные ($\tau \rightarrow \infty$) безразмерные эффективные дозы ФСП описываются следующими формулами (малые интенсивности возбуждения):

$$P_3(\Omega_{01}) = \alpha S_{20} \int_T^\infty dt' \int_{-\infty}^T dt_2 dt'_2 S(t_2, t'_2) F_3(t', T, T, t_2, t'_2) \quad (21)$$

[¹⁵] для 3-уровневой системы (зависимость от Ω_{12} пропадает из-за использования δ -импульса) или

$$P_4(\Omega_{01}, \Omega_{11'}) = \alpha S_{20} \int^\infty dt' \int_T^T dt_2 dt'_2 \int^{t_2} dt_3 \int^{t'_2} dt'_3 S(t_3, t'_3) \times \\ \times F_4(t', T, T, t_2, t'_2, t_3, t'_3) \quad (22)$$

[¹⁶] для 4-уровневой системы. В формулах (21) и (22) F_3 и F_4 КФ соответственно 3- и 4-уровневых систем. Для описания 3- и 4-уровневых систем используем модель, в которой релаксационные процессы на уровне 1 ($1'$) описываются константами энергетической γ_1 (γ_1') и чисто-фазовой Γ_1 (Γ_1'), на конечном уровне 2 — константой энергетической релаксации γ_2 . Соответствующие КФ следующие:

$$F_3(t', T, T, t_2, t'_2) = C_3 \exp [i\Omega_{12}(t'_1 - t_1) + i\Omega_{01}(t'_2 - t_2) - \\ - \gamma_2(2t' - t_1 - t'_1)/2 - \gamma_1(t_1 + t'_1 - t_2 - t'_2)/2 - \\ - \Gamma_1(t_1 - t_2 + t'_1 - t'_2 + |t_1 - t'_1| + |t_2 - t'_2| - |t_1 - t'_2| - |t'_1 - t_2|)/2] \quad (23)$$

и

$$F_4(t', T, T, t_2, t'_2, t_3, t'_3) = C_4 \exp [i\Omega_{1'2}(t'_1 - t_1) + i\Omega_{11'}(t'_2 - t_2) + \\ + i\Omega_{01}(t'_3 - t_3) - \gamma_2(2t' - t_1 - t'_1)/2 - \gamma_1'(t_1 + t'_1 - t_2 - t'_2)/2 - \\ - \gamma_1(t_2 + t'_2 - t_3 - t'_3)/2 - \Gamma_1'(t_1 - t_2 + t'_1 - t'_2 + |t_1 - t'_1| + |t_2 - t'_2| - \\ - |t_1 - t'_2| - |t'_1 - t_2|)/2 - \Gamma_1(t_2 - t_3 + t'_2 - t'_3 + |t_2 - t'_2| + \\ + |t_3 - t'_3| - |t_2 - t'_3| - |t'_2 - t_3|)/2], \quad (24)$$

где C_3 и C_4 — константы. C_4 содержит также информацию о взаимодействии между уровнями 1 и $1'$, приводящим к процессу релаксации $1 \rightarrow 1'$.

Подставляя формулы (6) и (23) в формулу (21) и интегрируя формулу (21), получаем эффективную дозу ФСП в 3-уровневой системе:

$$P_3(\Omega_{01}) = \varepsilon_3 \{ \gamma / \xi_1 - \exp(-\gamma_1 T) (\Gamma_1 - \gamma_1) / \xi_3 - \\ - 2 \exp(-\gamma T / 2) \gamma_1 [\xi_4 \cos(xT) + \Gamma_1 x \sin(xT)] / \xi_1 \xi_3 \}, \quad (25)$$

где $\varepsilon_3 = \alpha I_0 S_{20} C_3 / \gamma_1 \gamma_2$, $\xi_3 = x^2 + (\Gamma_1 - \gamma_1)^2 / 4$ и $\xi_4 = x^2 + (\gamma_1^2 - \Gamma_1^2) / 4$.

Из формулы (25) видим, что второе и третье слагаемое затухают экспоненциально с ростом времени выжигания T , при $T \gg 2\gamma^{-1}$ и $T \gg \gamma_1^{-1}$ доза ФСП определяется первым, константным слагаемым. Таким образом, увеличивая T , эффективная доза ФСП стремится к форме лоренциана и при достаточно малом ε_3 и большом T получаем провал формы лоренциана, который не изменяется при дальнейшем росте T .

Соответствующий временной отклик спектрального провала как фильтра на δ -импульс следующий (учитывая член $P_3(\Omega_{01})$ в разложении (14)) (см. рис. 2):

$$R_3(t) = \begin{cases} A_3 \varepsilon_3 \{1 - \exp[-\gamma_1(T-t)]\} \exp(-i\omega_0 t - \gamma t), & 0 < t \leq T, \\ 0, & T < t, \end{cases} \quad (26)$$

где $A_3 = \delta L \sigma_{Q30}$.

Аналогично, подставляя формулы (6) и (24) в формулу (22), интегрируя формулу (22) и предполагая, что частота ω_0 в резонансе с переходом $0 \rightarrow 1$, т. е. $|x| \sim \gamma_1, \Gamma_1, \gamma_1', \Gamma_1'$ и $|x - \Omega_{11'}| \gg |x|$, получаем эффективную дозу ФСП в 4-уровневой системе:

$$\begin{aligned} P_4(\Omega_{01}, \Omega_{11'}) &= \varepsilon_4 \{ \gamma(\Gamma_1 + \gamma') / \xi_1 + \\ &+ \exp(-\gamma_1 T) \gamma_1(\gamma_1 - \Gamma_1)(\Gamma_1 - \gamma_1 + \gamma') / \xi_3(\gamma_2 - \gamma_1) + \\ &+ \exp(-\gamma_1' T) \gamma_1(\Gamma_1 + \Gamma_1')(\gamma - 2\gamma_1') / \xi_5(\gamma_1' - \gamma_1) + \\ &+ \exp(-\gamma T/2) [\exp(ixT)(1 - (\Gamma_1 + \Gamma_1') / (-ix + (\gamma - 2\gamma_1')/2)) / (-ix + \gamma/2) \times \\ &\times (-ix + (\Gamma_1 - \gamma_1)/2) + \text{с. с.}] / \Omega_{11'}^2, \end{aligned} \quad (27)$$

где $\gamma' \equiv \gamma_1' + \Gamma_1'$, $\xi_5 = x^2 + (\gamma - 2\gamma_1')^2/4$, $\varepsilon_4 = \alpha S_{20} C_4 I_0 / \gamma_1 \gamma_1' \gamma_2$.

С ростом T все слагаемые, кроме первого, затухают и как и в 3-уровневой системе получаем независимую от T эффективную дозу ФСП формы лоренциана.

Автор благодарен Я. Кикасу и Л. Ребане за обсуждение работы.

Приложение

А. Временной отклик $R_L(t)$ спектрального фильтра на δ -импульс при учете также члена $P_L^2(\Omega_{01})/2$ следующий:

$$R_L(t) = A [\beta T - (\beta T)^2 \cdot (t/2 + 1/\gamma)] \exp(-i\omega_0 t - \gamma t). \quad (A 1)$$

Б. Пусть первый этап возбуждения происходит односторонним экспоненциально затухающим когерентным импульсом, описываемым КФ [15]:

$$S_1(t_1, t_1') = \begin{cases} S_0 \exp[\omega_0(t_1 - t_1') - \Delta(t_1 + t_1')/2], & 0 \leq t_1, t_1'; \\ 0, & \text{в других случаях.} \end{cases} \quad (B 1)$$

Соответствующая эффективная доза двухступенчатого ФСП в 3-уровневой системе следующая:

$$\begin{aligned} P_3(\Omega_{01}) &= \varepsilon_3' \{ \exp(-\Delta T) (\gamma - \Delta) / \xi_1' - \exp(-\gamma_1 T) (\Gamma_1 - \gamma_1 + \Delta) / \xi_3' - \\ &- 2 \exp[-(\gamma + \Delta) T/2] (\gamma_1 - \Delta) [\xi_4' \cos(xT) + \Gamma_1 x \sin(xT)] / \xi_1' \xi_3' \}, \end{aligned} \quad (B 2)$$

где $\varepsilon_3' = \alpha S_{20} C_3 S_0 / (\gamma_1 - \Delta) \gamma_2$, $\xi_1' = x^2 + (\Gamma_1 + \gamma_1 - \Delta)^2/4$, $\xi_3' = x^2 + (\Gamma_1 - \gamma_1 + \Delta)^2/4$ и $\xi_4' = x^2 + [(\gamma_1 - \Delta)^2 - \Gamma_1^2]/4$.

Эта БЭД определяет спектральный провал при рассматриваемом двухступенчатом ФСП. Временной отклик этого спектрального провала как фильтра на δ -импульс следующий (учитывая член $P_3(\Omega_{01})$ в разложении (14)):

$$R_3(t) = \begin{cases} A_3 \varepsilon_3' \{1 - \exp[(\Delta - \gamma_1)(T-t)]\} \times \\ \times \exp[-i\omega_0 t - \gamma t - \Delta(T-t/2)] / (\gamma_1 - \Delta), & 0 < t \leq T, \\ 0, & T < t, \end{cases} \quad (B 3)$$

1. *Gorokhovskiy A. A., Kikas J. B.* Ж. прикл. спектроскоп., 1978, 28, 832.
2. *Rebane, L. A., Gorokhovskii, A. A. and Kikas, J. V.* Appl. Phys., 1982, B 29, № 4, 235—250.
3. *Malkin, E., Kikas, J.* Opt. Commun., 1989, 73, № 4, 295—298.
4. *Jaanisoo, R., Kikas, J., Malkin, E., Truusalu, P.* Opt. Commun., 1990, 75, № 5, 6, 397—400.
5. *Winnacker, A., Shelby, R. M. and Macfarlane, R. M.* Opt. Lett., 1985, 10, 350.
6. *Friedrich, J., Haarer, D.* Angew. Chem., 1984, 23, № 2, 113—140.
7. *Коротаев О. Н., Донской Е. И., Гледковский В. И.* Отп. и спектр., 1985, 59, вып. 3, 492—494.
8. *Lee, H. W. H., Gehrtz, M., Marinero, E. E. and Moerner, W. E.* Chem. Phys. Lett., 1985, 118, № 6, 611—616.
9. *Lenth, W., Moerner, W. E.* Opt. Commun., 1986, 58, № 4, 249—254.
10. *Sõnajalg, H., Gorokhovskii, A., Kaarli, R., Palm, V., Rätsep, M. and Saari, P.* Opt. Commun., 1989, 71, № 6, 377—380.
11. *Ребане И.* Изв. АН ЭССР. Физ. Матем., 1985, 34, № 4, 438—440.
12. *Ребане И.* Изв. АН ЭССР. Физ. Матем., 1989, 38, № 1, 34—43; *Rebane I.* J. Phys. B, 1989, 22, 2411—2421.
13. *Москалев В. А.* Теоретические основы оптико-физических исследований. Л., Машиностроение, 1987.
14. *Вайнштейн Л. А., Вакман Д. Е.* Разделение частот в теории колебаний и волн. М., Наука, 1983.
15. *Rebane, I.* Phys. stat. sol. (b), 1988, 145, 749—757; *Ребане И.* Отп. и спектр., 1988, 65, вып. 1, 49—55.
16. *Rebane, I.* Opt. Commun., 1990, 76, № 3, 4, 225—228; *Ребане И.* Изв. АН Эстонии. Физ. Матем., 1989, 38, № 3, 348—351.

Поступила в редакцию
22/VI 1990

Inna REBANE

SPEKTRAALSÄLGU KUJU KÕRVALEKALLE LORENTZIST KUI PÕLETAVA VALGUSE SISSELÜLITAMISE TULEMUS

On arvutatud spektraalsälgu kuju, arvestades põletava monokromaatse valguse sisselülitamist ühe- ja kaheastmelisel fotopõletamisel, viimane nii 3- kui ka 4-nivoolisises süsteemis, ning leitud nende spektraalsälgude kui spektraalfiltrite ajalised kostonud valguse δ -impulsile.

Inna REBANE

NON-LORENTZ SHAPE OF A SPECTRAL HOLE DUE TO THE SWITCH-IN OF BURNING LIGHT

The shape of a spectral hole has been calculated taking into account the process of switching in monochromatic burning light on one- and two-step spectral hole burning, the latter both in 3- and 4-level systems. The time responses of the spectral holes as spectral filters on δ -pulses of light have been found.