

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

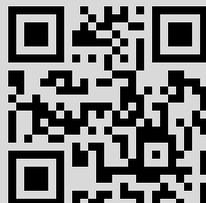
В. В. Кабанов, А. С. Рубанов, А. Л. Толстик, *Квант. электрон.*, 1988, том 15, номер 8, 1681–1686

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением  
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 217.21.43.65

24 февраля 2015 г., 15:25:55



В. В. Кабанов, А. С. Рубанов, А. Л. Толстик

## ВЛИЯНИЕ ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ ВОЗБУЖДЕННЫМИ СИНГЛЕТНЫМИ И ТРИПЛЕТНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ НА ФАЗОВЫЙ ОТКЛИК РАСТВОРОВ КРАСИТЕЛЕЙ

*Рассмотрено влияние переходов между возбужденными синглетными и триплетными состояниями, а также стереоизомерии молекул на светоиндуцированное изменение показателя преломления раствора красителя. Показано, что вклад основного и возбужденного каналов в суммарный фазовый отклик изменяется в больших пределах в зависимости от спектроскопических характеристик среды и параметров возбуждающего излучения. Оценено соотношение вкладов резонансной и тепловой нелинейности в общее изменение показателя преломления.*

Спектральное поведение светоиндуцированного изменения показателя преломления растворов красителей характеризуется рядом особенностей, обусловленных стоковым сдвигом зеркально-симметричных полос поглощения и люминесценции. В первых публикациях по этому вопросу [1, 2], как и в ряде последующих теоретических и экспериментальных работ [3—6], исследовались красители, моделируемые двухуровневой схемой энергетических состояний молекул. Однако для красителей с перекрывающимися полосами поглощения с основного и возбужденного уровней заметное влияние на фазовый отклик могут оказывать переходы между возбужденными состояниями. Одновременно с резонансным механизмом вследствие низкого квантового выхода люминесценции в возбужденных каналах может существенно проявляться тепловая нелинейность.

В настоящей работе рассмотрено влияние резонансной и тепловой нелинейностей, обусловленных переходами между возбужденными синглетными ( $S_1—S_2$ ) и триплетными ( $T_1—T_2$ ) состояниями, на фазовый отклик растворов красителей в зависимости от интенсивности возбуждающего излучения и спектроскопических характеристик молекул.

Для описания светоиндуцированного отклика рассмотрим следующие наиболее типичные энергетические схемы молекул красителя: трехуровневую модель, учитывающую переходы между возбужденными синглетными состояниями, и четырехуровневую модель, позволяющую учесть влияние триплет-триплетных переходов или стереоизомерию молекул. Используя решение системы кинетических уравнений для населенностей уровней  $N_i$  и дисперсионные соотношения [7], комплексный показатель преломления можно представить в виде [8, 9]

$$\hat{n}(\omega, I) = \hat{n}_0(\omega) - \chi_0(\omega_{\text{в}}) [\hat{\alpha}(\omega, I) + \hat{\beta}(\omega, I) I^2] / K, \quad (1)$$

где  $\hat{n}_0(\omega) = n_0(\omega) + i\chi_0(\omega)$  — комплексный показатель преломления невозбужденного красителя;  $I$  — интенсивность возбуждения с частотой  $\omega_{\text{в}}$ ;  $K = 1 + j(\omega_{\text{в}})I + \beta(\omega_{\text{в}})I^2$ . Параметры  $j$ ,  $\hat{\alpha}$ ,  $\hat{\beta}$  определяются следующим образом: для трехуровневой схемы

$$j = (B_{12} + B_{21})/vp_{21} + B_{32}/vp_{32}, \quad \hat{\alpha} = a + i\alpha = (\hat{\theta}_{12} + \hat{\theta}_{21} - \hat{\theta}_{23})/vp_{21}, \quad (2)$$

$$\hat{\beta} = b + i\beta = [B_{23}(\hat{\theta}_{12} + \hat{\theta}_{32}) + B_{32}(\hat{\theta}_{12} + \hat{\theta}_{21} - \hat{\theta}_{23})]/v^2 p_{21} p_{32},$$

а для четырехуровневой —

$$j = [B_{12}(1 + p_{23}/p_{31}) + B_{21}]/v(p_{21} + p_{23}) + B_{43}/vp_{43},$$

$$\hat{\alpha} = [\hat{\theta}_{12}(1 + p_{23}/p_{31}) + \hat{\theta}_{21} - \hat{\theta}_{34} p_{23}/p_{31}]/v(p_{21} + p_{23}), \quad (3)$$

$$\hat{\beta} = \{ [B_{43}(\hat{\theta}_{12} - \hat{\theta}_{34}) + B_{34}(\hat{\theta}_{12} + \hat{\theta}_{43})] p_{23}/p_{31} + B_{43}(\hat{\theta}_{12} + \hat{\theta}_{21}) \} / v^2 (p_{21} + p_{23}) p_{43},$$

где  $B_{ij}(\omega)$  — коэффициент Эйнштейна для вынужденного перехода  $i \rightarrow j$ ;  $v$  — скорость света в среде;  $p_{ij}$  — суммарная вероятность спонтанных и

безызлучательных переходов в канале  $i-j$ ;  $\hat{\theta}_{ij}(\omega) = \theta_{ij}(\omega) + iB_{ij}(\omega)$  ( $\theta_{ij}(\omega)$  связаны соотношениями Крамера — Кронига с  $B_{ij}(\omega)$ ). В формулах для  $\hat{\beta}(\omega, \omega_n)$  коэффициенты Эйнштейна  $B_{ij}$  определяются на частоте накачки  $\omega_n$ , а комплексные параметры  $\hat{\theta}_{ij}$  — на произвольной частоте  $\omega$ . Выражения (2) при  $\hat{\theta}_{23} = \hat{\theta}_{32} = 0$  описывают двухуровневую схему:  $\hat{\alpha}_0 = (\hat{\theta}_{12} + \hat{\theta}_{21})/v\rho_{21}$ ,  $j = \text{Im } \hat{\alpha}_0$ ,  $\hat{\beta} = 0$ . Формулы (3) для четырехуровневой модели красителя при  $\hat{\theta}_{34} = \hat{\theta}_{43} = 0$  характеризуют трехуровневую модель (с метастабильным уровнем 3) при отсутствии поглощения в канале 3—4. Соотношения для такой модели аналогичны полученным для двухуровневой схемы, в которых комплексный параметр нелинейности  $\hat{\alpha}_0 = [\hat{\theta}_{12}(1 + p_{23}/p_{31}) + \hat{\theta}_{21}]/v(p_{21} + p_{23})$  [10].

Фазовый отклик красителей, моделируемых рассматриваемыми схемами:  $\Delta n(\omega, I) = n(\omega, I) - n_0(\omega)$ , определяется светоиндуцированным изменением показателя преломления в основном ( $\Delta n_{12}$ ) и возбужденном ( $\Delta n_{23/34}$ ) каналах, вклад каждого из которых можно определить следующим образом:

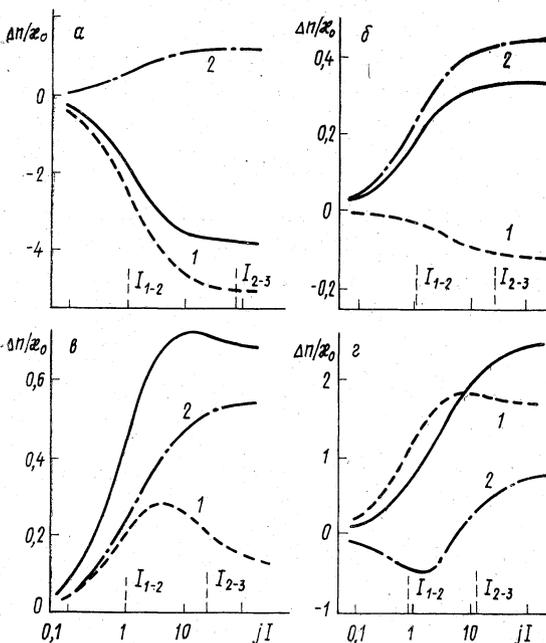
$$\Delta n_{ij} = -\kappa_0(a_{ij}I + b_{ij}I^2)/K. \quad (4)$$

Здесь  $a_{12} = (\theta_{12} + \theta_{21})/v\rho_{21}$ ,  $b_{12} = [B_{23}\theta_{12} + B_{32}(\theta_{12} + \theta_{21})]/v^2\rho_{21}\rho_{32}$ ,  $a_{23} = -\theta_{23}/v\rho_{21}$ ,  $b_{23} = (B_{23}\theta_{32} - B_{32}\theta_{23})/v^2\rho_{21}\rho_{32}$  для трехуровневой модели и  $a_{12} = [\theta_{12}(1 + p_{23}/p_{31}) + \theta_{21}]/v(p_{21} + p_{23})$ ,  $b_{12} = [B_{34} + B_{43}]\theta_{12}p_{23}/p_{31} + B_{43}(\theta_{12} + \theta_{21})/v^2(p_{21} + p_{23})$ ,  $a_{34} = -\theta_{34}p_{23}/v\rho_{31}(p_{21} + p_{23})$ ,  $b_{34} = (B_{34}\theta_{43} - B_{43}\theta_{34})p_{23}/v^2(p_{21} + p_{23})p_{31}p_{43}$  для четырехуровневой. При выполнении условия  $a_{ij}(jb_{ij} - \beta a_{ij}) \geq 0$  фазовый отклик  $\Delta n_{ij}$  (4) является монотонно возрастающей (убывающей) функцией интенсивности, которая насыщается при больших плотностях мощности возбуждающего излучения. В отличие от двухуровневой системы при  $a_{ij}(jb_{ij} - \beta a_{ij}) < 0$  зависимость  $\Delta n_{ij}(I)$  носит немонотонный характер, достигая оптимума (минимума или максимума) при интенсивностях возбуждения

$$I_m = \{b_{ij} + \text{sign}(a_{ij})[b_{ij}^2 - a_{ij}(jb_{ij} - \beta a_{ij})]^{1/2}\} / (\beta a_{ij} - jb_{ij}),$$

причем, если  $a_{ij}(\omega)$  и  $\beta_{ij}(\omega)$  разного знака, то  $\Delta n_{ij}$  обращается в нуль при  $I = -a_{ij}(\omega)/b_{ij}(\omega)$ . Подобный немонотонный характер может проявляться и в зависимости суммарного фазового отклика (1) от интенсивности излучения.

Приведенные на рис. 1 зависимости изменения показателя преломления



в основном (кривая 1) и возбужденном (кривая 2) каналах от интенсивности накачки при различных отстройках частоты возбуждающего излучения  $\eta_n = (\omega_n - \omega_{12})/\Delta$  ( $\omega_{12}$  и  $\Delta$  — центр и полуширина контура полосы поглощения) иллюстрируют описанные особенности вклада каждого из каналов в суммарный фазовый отклик красителя (сплошные линии). Расчеты выполнены для трехуровневой модели с зеркально-симметричными гауссовы-

Рис. 1. Зависимости светоиндуцированного изменения показателя преломления  $\Delta n$  (сплошные линии),  $\Delta n_{12}$  (1) и  $\Delta n_{23}$  (2) от интенсивности накачки  $j(\omega_n)I$  при отстройке частоты возбуждающего излучения  $\eta_n = -3$  (а),  $-1$  (б), 0 (в) и 1 (г)

ми полосами поглощения и люминесценции, сдвинутыми друг относительно друга на  $\delta_{1(2)} = (\omega_{21(32)} - \omega_{12(23)})/\Delta = -1,6$  в каждом канале, при смещении полосы поглощения перехода 2—3 на  $\delta = (\omega_{23} - \omega_{12})/\Delta = 0,5$  в коротковолновую область относительно центра полосы поглощения основного перехода 1—2. Коэффициенты Эйнштейна в максимумах контуров и их полуширины  $\Delta$  выбраны равными при отношении вероятностей спонтанных и безызлучательных переходов в обоих каналах  $p_{32}/p_{21} = 10$ . Видно, что вклад основного и возбужденного каналов в суммарный фазовый отклик изменяется в больших пределах в зависимости от параметров излучения накачки и определяется соотношением спектроскопических характеристик исследуемого красителя на рассматриваемой частоте. При отстройке в область полосы люминесценции возбужденного перехода, где  $B_{32} \gg B_{23} (B_{43} \gg B_{34})$ , вклад в общее светоиндуцированное изменение показателя преломления красителя как основного, так и возбужденного каналов описывается выражением, аналогичным простой двухуровневой модели ( $\Delta n_{ij} = -\kappa_0 a_{ij} I / (1 + \alpha_0 I)$ ), и их соотношение не зависит от интенсивности возбуждающего излучения:  $\Delta n_{12} / \Delta n_{23(34)} = a_{12} / a_{23(34)}$ . Подобная ситуация изображена на рис. 1, а.

На рис. 1 отмечены интенсивности насыщения основного ( $I_{1-2}$ ) и возбужденного ( $I_{2-3}$ ) каналов. Интенсивность насыщения канала 1—2 определялась из условия уменьшения начального (максимального) коэффициента поглощения в этом канале вдвое:

$$I_{1-2} = [-\gamma + (\gamma^2 + 4\beta)^{1/2}] / 2\beta, \quad (5)$$

где  $\gamma = (B_{12} + B_{21})/vp_{21} - B_{32}/vp_{32}$  и  $[B_{12}(1 + p_{23}/p_{31}) + B_{21}]v(p_{21} + p_{23}) - B_{43}/vp_{43}$  для трех- и четырехуровневой моделей соответственно. Для возбужденного перехода (2—3 или 3—4) уменьшенные коэффициенты поглощения в два раза по сравнению с максимальным значением

$$\kappa_{23}^M = \kappa_0 (B_{23}/vp_{21}) / (j + 2\sqrt{\beta})$$

или

$$\kappa_{34}^M = \kappa_0 [B_{34}p_{23}/vp_{31}(p_{21} + p_{23})] / (j + 2\sqrt{\beta}),$$

достигаемым при  $I = \beta^{-1/2}$ , соответствует интенсивности насыщения

$$I_{2-3(3-4)} = [j + 4\sqrt{\beta} + [(j + 4\sqrt{\beta})^2 - 4\beta]^{1/2}] / 2\beta. \quad (6)$$

Очевидно, что интенсивность насыщения основного канала всегда ниже, чем возбужденного. У большинства красителей вероятности безызлучательных переходов в основном и возбужденном каналах заметно различаются ( $p_{32} \gg p_{21}$  и  $p_{43} \gg p_{21} + p_{23}$ ), что при выполнении условия  $j^2 \gg \beta$  позволяет существенно упростить выражения (5), (6):

$$I_{1-2} \approx j^{-1} \ll I_{2-3(3-4)} \approx j/\beta.$$

Спектральные зависимости фазового отклика  $\Delta n$  ( $\eta = (\omega - \omega_{12})/\Delta$ ) для двух случаев расположения полос поглощения основного и возбужденного каналов в трехуровневой модели красителя приведены на рис. 2, а. Вариант II описывает краситель, затемняющийся в коротковолновой области спектра (см. рис. 2, б). Расчеты выполнены при возбуждении красителя в центре полосы поглощения основного канала излучением с интенсивностью  $j(\omega_{12}) I = 1$  (кривые 1) и 10 (кривые 2). В отличие от двухуровневой модели с зеркально-симметричными контурами полос поглощения и люминесценции [3], для которой фазовый отклик обращается в нуль на частоте чисто электронного перехода  $\omega_0 = (\omega_{12} + \omega_{21})/2$  и по модулю симметричен относительно  $\omega_0$  ( $\Delta n(\omega_0 + \Delta\omega) = |\Delta n(\omega_0 - \Delta\omega)|$ ), наличие переходов между возбужденными состояниями приводит к асимметрии в спектральной зависимости  $|\Delta n|$ . При заданной мощности накачки фазовый отклик обращается в нуль на частоте  $\omega'$ , соответствующей условию  $I = -a(\omega')/b(\omega')$ .

В работах [2, 5] предложена методика и проведены измерения спектраль-

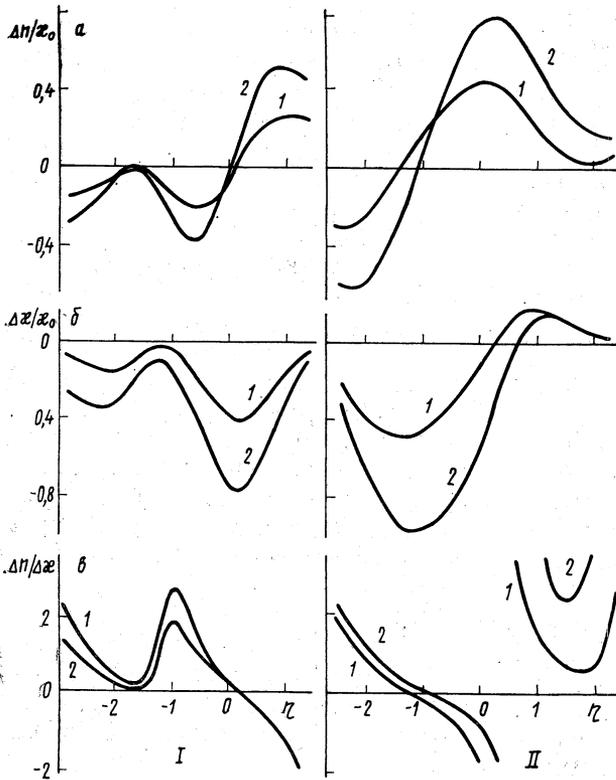


Рис. 2. Спектральные зависимости фазового  $\Delta n$  (а), амплитудного  $\Delta \kappa$  (б) откликов и их отношения  $\Delta n/\Delta \kappa$  (в), рассчитанные при интенсивностях возбуждения  $j(\omega_{12})I=1$  (I) и 10 (II) для трехуровневой модели среды при смещении контура полосы поглощения возбужденного канала относительно основного на величину  $\delta = (\omega_{23} - \omega_{12})/\Delta = -1,2$  (I) и  $0,5$  (II) ( $\delta_{1,2} = -1,6$ ,  $\rho_{32}/\rho_{21} = 10$ )

ной зависимости отношения резонансного фазового отклика красителя к амплитудному. Так как экспериментально измерить амплитудный отклик достаточно просто, то предложенный метод, по существу, является методом определения фазового отклика. Для красителей, описываемых двухуровневой схемой, как следует из эксперимента и теоретических расчетов, отношение  $\Delta n/\Delta \kappa = a_0/\alpha_0$  не зависит от интенсивности накачки и монотонно изменяется с частотой. При включении переходов между возбужденными состояниями ситуация может существенно усложниться. На рис. 2, в приведена спектральная зависимость отношения  $\Delta n/\Delta \kappa$  для трехуровневой схемы в случае просветляющегося (I) и затемняющегося (II) красителей. В отличие от двухуровневой модели отношение фазового и амплитудного откликов в общем случае немонотонно зависит от частоты. Для затемняющегося красителя вследствие обращения в нуль  $\Delta \kappa$  (I) наблюдаются разрывы рассматриваемого отношения при частотах, соответствующих условию  $I = -\alpha(\omega)/\beta(\omega)$ .

Безызлучательная дезактивация возбужденных состояний молекул в растворах красителей обуславливает соответствующее изменение показателя преломления. С учетом нелинейного поглощения (1) при адиабатическом нагреве оно описывается следующим выражением:

$$\Delta n_T = \kappa_0 \sigma t (a_T I + b_T I^2) / K, \quad (7)$$

где  $\sigma = 2\omega (dn/dT)/cC_p$ ;  $a_T = 1 - \mu_{21}$ ;  $b_T = B_{32}(1 - \mu_{21})/v\rho_{32} + B_{23}(1 - \mu_{32})/v\rho_{21}$  и  $B_{43}(1 - \mu_{21})/v\rho_{43} + B_{34}\rho_{23}(1 - \mu_{43})/v(\rho_{21} + \rho_{23})\rho_{31}$  для трех- и четырехуровневой моделей соответственно;  $t$  — время;  $C_p$  — теплоемкость единицы объема;  $\mu_{ij}$  — квантовый выход люминесценции в канале  $i \rightarrow j$ ;  $dn/dT$  — термооптический коэффициент.

Тепловое изменение показателя преломления (7) определяется эффективностью термализации энергии излучения как в основном (слагаемые с множителем  $1 - \mu_{21}$ ), так и в возбужденном (слагаемые с  $1 - \mu_{32(43)}$ ) каналах. Рост тепловыделения в возбужденном канале с увеличением мощности на-

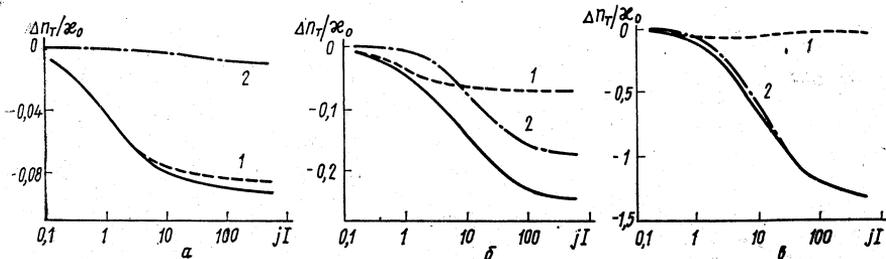


Рис. 3. Зависимости суммарного теплового изменения показателя преломления  $\Delta n_T$  (сплошные линии) и вкладов в него основного (1) и возбужденного (2) каналов от интенсивности накачки  $j(\omega_H)I$ , рассчитанные при отстройке частоты возбуждающего излучения  $\eta_H = -2$  (а),  $-1$  (б) и  $0$  (в);  $\delta = 0,5$ ;  $\delta_{1,2} = -1,6$ ;  $\mu_{21} = 0,6$ ;  $\mu_{32} = 0,06$ ;  $|dn/dT| (C_p)^{-1} = 10^{-4}$  Дж $^{-1}$  см $^3$ ;  $n_0 = 1,36$ ;  $t = 20$  нс;  $\lambda_{12} = 0,5$  мкм и  $\Delta\lambda = 25$  нм — центр и полуширина полосы поглощения

качки приводит к выравниванию вкладов обоих каналов в суммарное тепловое изменение показателя преломления при интенсивностях

$$I_0 = (1 - \mu_{21}) / [B_{23}(1 - \mu_{32}) / \nu p_{21} - B_{32}(1 - \mu_{21}) / \nu p_{31}]$$

для трехуровневой и

$$|I_0 = (1 - \mu_{21}) / [B_{34} p_{23} (1 - \mu_{43}) / \nu p_{31} (p_{21} + p_{23}) - B_{43} (1 - \mu_{21}) / \nu p_{43}]$$

для четырехуровневой модели. При интенсивностях, больших  $I_0$ , тепловое изменение показателя преломления за счет безызлучательных переходов в возбужденном канале выше вклада основного перехода 1—2. Однако при выполнении условия  $B_{32} > B_{23}(1 - \mu_{32}) p_{32} / p_{21}(1 - \mu_{21})$  или  $B_{43} > B_{34}(1 - \mu_{43}) \times p_{23} p_{43} / (1 - \mu_{21})(p_{21} + p_{23}) p_{31}$  для трех- или четырехуровневой схемы красителя соответственно тепловыделение за счет переходов между возбужденными состояниями молекул всегда ниже, чем в основном канале.

Соотношение вкладов в основном (кривые 1) и возбужденном (кривые 2) каналах в суммарное тепловое изменение показателя преломления раствора красителя (сплошные линии) иллюстрируется рис. 3 для трехуровневой модели при различных отстройках частоты накачки от центра полосы поглощения. Расчеты выполнены для варианта II (см. рис. 2) расположения полос поглощения основного и возбужденного каналов. Видно, что при накачке раствора красителя в область полосы поглощения возбужденного канала (рис. 3, в) основной вклад в суммарное тепловое изменение показателя преломления определяется переходами в канале 2—3. С отстройкой частоты накачки в длинноволновую область вклад возбужденного канала в суммарное  $\Delta n_T$  убывает, а основного — увеличивается (рис. 3, а, б).

Тепловое изменение показателя преломления достигает резонансного значения (1) по абсолютной величине при длительности взаимодействия, в общем случае зависящей от интенсивности накачки:

$$t_a = |\sigma|^{-1} |a + bI| / (a_T + b_T I). \quad (8)$$

Для двухуровневой модели, как следует из (8), соотношение вкладов теплового и резонансного механизмов в суммарное изменение показателя преломления не зависит от мощности возбуждающего излучения:

$$t_{a, 1-2} = \pi^2 n_0^3 C_p \bar{a}_0 |\mu_{21}| / 4 (\ln 2)^{1/2} \Delta \bar{h} \omega^4 |dn/dT| (1 - \mu_{21}), \quad (9)$$

где  $\bar{a}_0$  — параметр  $a_0$ , нормированный на  $B_{12}^M / \nu p_{21}$ ,  $B_{ij}^M = B_{ij}(\omega = \omega_{ij})$ . На рис. 4, а изображена зависимость  $t_{a, 1-2}$  от квантового выхода  $\mu_{21}$  при возбуждении красителя на частоте с максимальным изменением резонансного показателя преломления. Видно, что с изменением  $\mu_{21}$  от 0,01 до 0,99 значение  $t_{a, 1-2}$  соответственно возрастает с 2 нс до 20 мкс.

Для многоуровневых схем при интенсивностях излучения, заметно меньших интенсивности насыщения основного канала  $I_{1-2}$ , значения  $t_a$  (8)

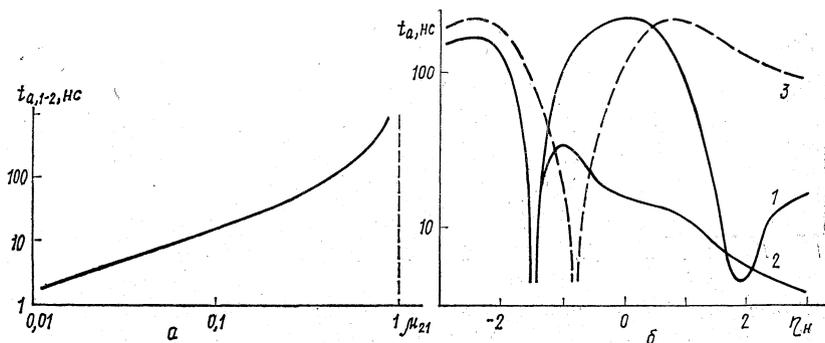


Рис. 4. Зависимости длительности взаимодействия, при которой сравниваются резонансное и тепловое изменения показателя преломления, от квантового выхода люминесценции  $\mu_{21}$  (а) и отстройки частоты возбуждающего излучения  $\eta_H$  (б) для двух- (а, 3) и трехуровневой (1, 2) моделей среды, рассчитанные при интенсивностях накачки  $I=0,01 I_{1-2}$  (1) и  $I_{2-3}$  (2) (остальные параметры те же, что на рис. 3)

также практически не зависят от интенсивности и равны приблизительно  $t_{a,1-2} |1 - \vartheta_{23} / (\vartheta_{12} + \vartheta_{21})|$  и  $t_{a,1-2} |1 + p_{23}(\vartheta_{12} - \vartheta_{34}) / p_{31}(\vartheta_{12} + \vartheta_{21})| p_{21} / (p_{21} + p_{23})$  для трех- и четырехуровневой моделей соответственно. При  $I \gg I_{1-2}$  величина (8) существенно уменьшается (примерно в  $p_{32}/p_{21}$  или  $p_{43}p_{23}/(p_{21} + p_{23}) p_{31}$  раз для трех- или четырехуровневой модели красителя). Сказанное иллюстрируется рис. 4, б, где приведены спектральные зависимости  $t_a$ , рассчитанные при различных интенсивностях возбуждающего излучения для рассмотренной выше трехуровневой модели среды. Для сравнения штриховой линией изображена зависимость  $t_{a,1-2}$  (9), соответствующая двухуровневой схеме. Разрывы кривых обусловлены обращением в нуль резонансного изменения показателя преломления при  $I = -a(\omega)/b(\omega)$ . Минимум зависимости  $t_a$  в коротковолновой области спектра (кривая 1) связан с малым значением резонансного изменения показателя преломления (см. рис. 2, а, II, кривая 1).

1. В. В. Кабанов, А. С. Рубанов. II Всес. конф. «Лазеры на основе сложных органических соединений и их применение». — Минск: Изд. ИФ АН БССР, 1977, с. 132.
2. М. А. Васильева, Ю. К. Вишакас, В. Б. Гульбинас, В. И. Кабелка, В. И. Малышев, А. В. Масалов, В. П. Сырус. *Квантовая электроника*, 11, 90 (1984).
3. В. В. Кабанов, А. С. Рубанов. *ДАН БССР*, 23, 34 (1980).
4. В. В. Кабанов, А. С. Рубанов. *ЖПС*, 34, 975 (1981).
5. М. А. Васильева, В. Гульбинас, В. Кабелка, А. В. Масалов, В. Сырус. *Квантовая электроника*, 11, 1431 (1984).
6. Ю. Вишакас, В. Гульбинас, В. Кабелка. *Квантовая электроника*, 12, 1989 (1985).
7. Р. Пантел, Г. Путхоф. *Основы квантовой электроники*. — М.: Мир, 1972.
8. В. В. Кабанов, А. С. Рубанов, А. Л. Толстик, А. В. Чалей. *ЖПС*, 39, 567 (1983).
9. В. В. Кабанов, А. С. Рубанов, А. Л. Толстик, А. В. Чалей. *ЖПС*, 41, 911 (1984).
10. В. В. Кабанов, А. С. Рубанов, А. Л. Толстик, А. В. Чалей. В сб.: *Лазеры и оптическая нелинейность*. — Минск: Изд. ИФ АН БССР, 1984, с. 54.

Институт физики АН БССР,  
Минск

Поступила в редакцию  
23 апреля 1987 г.

V. V. Kabanov, A. S. Rubanov, A. L. Tolstik. *An Influence of Transitions Between Excited Singlet and Triplet States upon Phase Response of Dye Solutions.*

An influence is considered of transitions between excited singlet and triplet states as well as of molecular stereoisomerism upon light-induced changes in the refractive index of a dye solution. It is shown that contributions of the main and excited channels to the total phase response vary over a wide range as a function of spectroscopic characteristics of the medium and parameters of the exciting radiation. A relation is estimated between the contributions of the resonant and thermal nonlinearities to the total change in the refractive index.