

В.П. Кочанов

### СПЕКТР ВОЗБУЖДЕНИЯ СТАЦИОНАРНОЙ ФЛЮОРЕСЦЕНЦИИ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПРИ ПЕРЕХОДЕ ИЗ ОСНОВНОГО РАСЩЕПЛЕННОГО СОСТОЯНИЯ

Аналитически и путем числовых расчетов рассмотрено влияние немонахроматичности лазерного излучения, промодулированного по амплитуде и фазе случайным чисто разрывным марковским процессом, на спектр возбуждения флюоресценции в замкнутой трехуровневой системе с основным состоянием. Показано, что фазовая и амплитудная модуляции при достаточно большой интенсивности излучения сказываются на форме контура существенно различным образом. В частности, амплитудная модуляция приводит к расщеплению контура на четыре компонента, наиболее выраженному в случае равенства коэффициентов Эйнштейна для двух разрешенных оптических переходов при средних длительностях случайных цугов излучения, больших времени радиационного распада верхнего уровня. Рассмотрено совместное действие на контур амплитудно-фазовой модуляции и столкновений.

В работе [1] было теоретически показано, что поглощение замкнутой трехуровневой системой с близкорасположенными нижними уровнями непрерывного монохроматического излучения, резонансного разрешенным оптическим переходам, приводит к образованию единого контура в спектре возбуждения стационарной флюоресценции. Благодаря интерференции поляризации оптических переходов, осуществляемой через посредство поляризации на запрещенном низкочастотном переходе, контур резонанса в спектре возбуждения флюоресценции (либо поглощения) существенно сдвигается и уширяется при уменьшении расщепления основного состояния. В оптимальных условиях интерференционный сдвиг может составлять более тысячи ширин линий разрешенных переходов, будучи ограничен столкновениями, временем пролета атомов через световой пучок и немонахроматичностью лазерного излучения. Детальное исследование сдвига проведено в зависимости от радиационных и столкновительных параметров релаксации, величины расщепления  $\Delta$  и длительности импульса излучения. В частности, отмечено, что экстремальное поведение сдвига при  $\Delta \rightarrow 0$  предопределяет возможности для тонкого анализа статистических свойств излучения.

Цель данной статьи заключается в исследовании этих возможностей, а также ограничений на интерференционный сдвиг при возбуждении флюоресценции излучением, модулированным по амплитуде и фазе случайным чисто разрывным марковским процессом. Выбор данного процесса связан с тем, что для него в ряде ситуаций, подобных рассматриваемой, можно получить аналитическое решение задачи, нелинейной по интенсивности шумового излучения, при произвольной глубине модуляции [2–4].

Представим гамильтониан взаимодействия излучения с системой в виде

$$\hat{H}_{вз}(t) = \hbar [\hat{V} + \hat{v}(t)] \exp[-i\omega t - i\alpha(t)], \quad (1)$$

где  $\alpha(t)$  и  $\hat{v}(t)$  – случайно (разрывно) меняющиеся во времени фаза излучения и часть  $\hat{H}_{вз}$ , задаваемая флуктуациями амплитуды электрического поля световой волны;  $\omega$  – несущая частота излучения.

Стационарные уравнения для матрицы плотности рассматриваемой системы в представлении взаимодействия, включающем случайную фазу  $\alpha(t)$ , можно в соответствии с [1–4] записать в виде

$$\begin{aligned} 2\gamma\rho_0 - (A_1 - \gamma)\rho_1 + 2(V_1 + v_1) \operatorname{Im} R_1 &= \gamma - \gamma_c(\rho_0 - \langle\langle\rho_0\rangle\rangle_0); \\ \gamma_1\rho_1 - 2(V_1 + v_1) \operatorname{Im} R_1 - 2(V_2 + v_2) \operatorname{Im} R_2 &= -\gamma_c(\rho_1 - \langle\langle\rho_1\rangle\rangle_0); \\ [\Gamma_1 - i(\Omega - \delta_1)] R_1 - i(V_2 + v_2) R_3 - i(V_1 + v_1)(\rho_0 - \rho_1) &= -\gamma_c(R_1 - \langle\langle R_1\rangle\rangle_1); \\ [\Gamma_2 - i(\Omega + \Delta - \delta_2)] R_2 - i(V_1 + v_1) R_3^* + i(V_2 + v_2)(\rho_0 + 2\rho_1) &= i(V_2 + v_2) - \gamma_c(R_2 - \langle\langle R_2\rangle\rangle_1); \\ [\Gamma_3 + i(\Delta + \delta_3)] R_3 - i(V_2 + v_2) R_1 + i(V_1 + v_1) R_2^* &= -\gamma_c(R_3 - \langle\langle R_3\rangle\rangle_0). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $\rho_0$  и  $\rho_1$  – заселенности нижнего основного (0) и верхнего (1) уровней энергии;  $R_i = R'_i + iR''_i$ ,  $i = 1, 2, 3$  – комплексные недиагональные элементы матрицы плотности (поляризации) разрешенных оптических переходов  $0 \rightarrow 1$  ( $i = 1$ ),  $2 \rightarrow 1$  ( $i = 2$ ) и запрещенного низкочастотного перехода  $0 \rightarrow 2$  ( $i = 3$ );

$\gamma_1 = A_1 + A_2$ ;  $A_1, A_2$  — первые коэффициенты Эйнштейна для разрешенных переходов 1 и 2;  $\Gamma_i$  и  $\delta_i$ ,  $i = 1, 2, 3$  — константы релаксации поляризацій и столкновительные сдвиги для соответствующих переходов;  $\gamma$  — скорость столкновительного перемешивания заселенностей уровней 0 и 2;  $V_{1,2}$  и  $v_{1,2}$  — вещественные матричные элементы операторов  $\hat{V}$  и  $\hat{v}$  для переходов 1 и 2;  $\Omega = \omega - \omega_{10}$  — отстройка частоты излучения от собственной частоты перехода 1;  $\Delta = \omega_{20}$  — частота запрещенного низкочастотного перехода 3, или величина расщепления основного состояния;  $\gamma_c^{-1}$  — средняя длительность случайных цугов с определенными значениями фазы и амплитуды, на последовательность которых разбивается излучение; двойные угловые скобки обозначают интегральный оператор, связанный с усреднением элементов матрицы плотности  $\rho(\alpha, \varepsilon)$  по значениям случайной фазы  $\alpha$  и безразмерной амплитуды электрического поля  $\varepsilon$ , которой пропорциональны величины  $v_{1,2} = \varepsilon v_{1,2}^0$ . В предположении некоррелированного изменения  $\varepsilon$  от цуга к цугу

$$\begin{aligned} \langle\langle \rho(\alpha, \varepsilon) \rangle\rangle_0 &= \iint \rho(\alpha_1, \varepsilon_1) f(\alpha - \alpha_1) \varphi(\alpha_1) \varphi(\varepsilon_1) d\alpha_1 d\varepsilon_1 / \varphi(\alpha); \\ \langle\langle \rho(\alpha, \varepsilon) \rangle\rangle_1 &= \iint \rho(\alpha_1, \varepsilon_1) e^{i(\alpha_1 - \alpha)} f(\alpha - \alpha_1) \varphi(\alpha_1) \varphi(\varepsilon_1) d\alpha_1 d\varepsilon_1 / \varphi(\alpha), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $f(\alpha - \alpha_1)$  — условная плотность вероятности скачка фазы со значения  $\alpha$  на  $\alpha_1$ ;  $\varphi(\alpha)$  и  $\varphi(\varepsilon)$  — плотности стационарного распределения  $\alpha$  и  $\varepsilon$  в любом временном сечении процесса.

Домножая уравнения (2) на  $\varphi(\alpha)$ , произведем их усреднение по фазам. Операторы (3) при этом с учетом  $\int f(\alpha) d\alpha = 1$  сводятся к усреднению  $\rho(\varepsilon) = \int \rho(\alpha, \varepsilon) \varphi(\alpha) d\alpha$  по случайным амплитудам:

$$\begin{aligned} \langle\langle \rho(\alpha, \varepsilon) \rangle\rangle_0 &\rightarrow \int \rho(\varepsilon_1) \varphi(\varepsilon_1) d\varepsilon_1 \equiv \langle \rho(\varepsilon) \rangle, \\ \langle\langle \rho(\alpha, \varepsilon) \rangle\rangle_1 &\rightarrow (\tilde{\gamma}_\phi + i\tilde{\delta}_\phi) \langle \rho(\varepsilon) \rangle; \\ \tilde{\gamma}_\phi + i\tilde{\delta}_\phi &= \int e^{i\beta} f(\beta) d\beta. \end{aligned} \quad (4)$$

Величина  $\tilde{\gamma}_\phi$  определяет меру «фазовой памяти» в случайном процессе модуляции. В частности, при  $\tilde{\gamma}_\phi = 0$  фазы соседних цугов совершенно не коррелированы, а при  $\tilde{\gamma}_\phi = 1$ ,  $\tilde{\delta}_\phi = 0$  изменения фаз от цуга к цугу не происходит, т.е. фазовая модуляция отсутствует [2].

Используя линейность уравнений (2) относительно амплитуды поля и разделение  $\hat{H}_{\text{вз}}(t)$  на две части, связанные с чисто фазовой ( $\hat{V}$ ) и амплитудно-фазовой ( $\hat{v}$ ) модуляцией, усредненные по фазам элементы матрицы плотности  $\rho(\varepsilon)$  представим в виде  $\rho(\varepsilon) = \bar{\rho} + \tilde{\rho}(\varepsilon)$ , где первое слагаемое обусловлено чисто фазовой, а второе — амплитудно-фазовой модуляцией. В результате задача (2) сводится к следующей:

$$\begin{cases} [\hat{A} + \gamma_c (\hat{I}_s - \hat{C})] \hat{\rho} = \hat{B}; \\ [\hat{A} + \hat{A}(\varepsilon) + \gamma_c \hat{I}_s] \hat{\rho}(\varepsilon) + \hat{A}(\varepsilon) \hat{\rho} = \hat{B}(\varepsilon) + \gamma_c \hat{C} \langle \hat{\rho}(\varepsilon) \rangle, \end{cases} \quad (5)$$

$$\hat{\rho} = (\bar{\rho}_0, \bar{\rho}_1, \bar{R}_1', \bar{R}_1, \bar{R}_2', \bar{R}_2, \bar{R}_3', \bar{R}_3)^\top,$$

где столбец  $\hat{\rho}(\varepsilon)$  представляется аналогично  $\bar{\rho}$ ,  $\hat{I}_s$  — единичная матрица, а независимые от  $\varepsilon$  матрицы  $\hat{A}$ ,  $\hat{C}$  и столбец  $\hat{B}$  наряду с  $\hat{A}(\varepsilon)$ ,  $\hat{B}(\varepsilon)$  легко конкретизируются на основании (2), (4) и (5).

Решение (5), усредненное по флуктуациям фаз и амплитуд, есть

$$\begin{aligned} \hat{\rho} &= [\hat{A} + \gamma_c (\hat{I}_s - \hat{C})]^{-1} \hat{B}, \\ \langle \hat{\rho}(\varepsilon) \rangle &= [\hat{I}_s - \gamma_c \langle \hat{P}^{-1}(\varepsilon) \rangle]^{-1} \langle \hat{P}^{-1}(\varepsilon) [\hat{B}(\varepsilon) - \hat{A}(\varepsilon) \hat{\rho}] \rangle; \\ \hat{P}(\varepsilon) &= \hat{A} + \hat{A}(\varepsilon) + \gamma_c \hat{I}_s. \end{aligned} \quad (6)$$

Таким образом, задача с чисто фазовой модуляцией ( $\hat{v} = 0$ ), так же как и аналогичная задача о двухуровневой системе [2], имеет точное алгебраическое решение при произвольных интенсивностях излучения. Полное решение  $\langle \hat{\rho} \rangle = \hat{\rho} + \langle \hat{\rho}(\epsilon) \rangle$  определяется после взятия квадратур, задающих явный вид функции распределения флуктуаций амплитуды поля.

В случае чисто фазовой модуляции заселенность верхнего уровня  $\rho_1$ , которой пропорционален спектр возбуждения флюоресценции, имеет вид

$$\bar{\rho}_1 = [2V_1^2 V_2^2 + \gamma(V_1^2 G_1 + V_1^2 G_2 - 2V_1^2 V_2^2 Q)]/[6V_1^2 V_2^2 + (A_1 + 3\gamma)V_1^2 G_1 + (A_2 + 3\gamma)V_1^2 G_2 + (\gamma_1 - 6\gamma)V_1^2 V_2^2 Q + \gamma\gamma_1(G_1 G_2 - V_1^2 V_2^2 Q^2)]; \quad (7)$$

$$G_{1,2} = \bar{\Gamma}_{1,2} + [\bar{\Gamma}_{2,1} \Omega_{1,2}^2 + V_1^2 V_2^2 D'' (\bar{\Gamma}_{1,2} D'' \mp 2\Omega_{1,2} D')]/\text{Det},$$

$$Q = D' + [\Omega_1 \Omega_2 D' + (\Omega_1 \bar{\Gamma}_2 - \Omega_2 \bar{\Gamma}_1) D'' - V_1^2 V_2^2 D' D''^*]/\text{Det},$$

$$\bar{\Gamma}_{1,2} = \Gamma_{1,2} + \gamma_c (1 - \tilde{\gamma}_\phi) + V_{2,1}^2 D', \quad \text{Det} = \bar{\Gamma}_1 \bar{\Gamma}_2 - V_1^2 V_2^2 D'^2,$$

$$\Omega_1 = \Omega - \delta_1 + \delta_\phi + V_1^2 D'', \quad \Omega_2 = \Omega + \Delta - \delta_2 + \delta_\phi - V_1^2 D'',$$

$$D' = \Gamma_3/L, \quad D'' = (\Delta + \delta_3)/L, \quad L = \Gamma_3^2 + (\Delta + \delta_3)^2, \quad \delta_\phi = \gamma_c \tilde{\delta}_\phi.$$

Решение (7) по форме полностью совпадает с выражением для случая монохроматического излучения [1], отличия состоят лишь в переопределении величин  $\bar{\Gamma}_{1,2}$ ,  $\Omega_{1,2}$ , в которые добавились, соответственно, слагаемые  $\gamma_c(1 - \tilde{\gamma}_\phi)$  и  $\delta_\phi$ , обусловленные модуляцией фазы. Роль последней наиболее очевидна при отсутствии столкновений ( $\gamma = \Gamma_3 = \delta_1 = \delta_2 = \delta_3 = 0$ ,  $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \gamma_1/2$ ), когда выражение (7) существенно упрощается:

$$\bar{\rho}_1 = 2V_1^2 V_2^2 \bar{\Gamma}_1 Z^{-1}/[(\Omega - \Omega_0)^2 + \Gamma^2]; \quad (8)$$

$$\Omega_0 = -\delta_\phi - [A_2 V_1^2 \Delta - (A_2 V_1^2 - A_1 V_2^2)/\Delta]/Z,$$

$$\Gamma^2 = \bar{\Gamma}_1^2 + 6\gamma_c(1 - \tilde{\gamma}_\phi)V_1^2 V_2^2/Z + V_1^2 V_2^2 \{2(A_1^2 V_2^2 + A_2^2 V_1^2) + [2\gamma_1(A_1 V_2^2 + A_2 V_1^2) + (\gamma_1^2 + 4A_1 A_2)V_1^2 V_2^2/\Delta]\}/Z^2,$$

$$Z = A_1 V_2^2 + A_2 V_1^2, \quad \bar{\Gamma}_1 = \gamma_1/2 + \gamma_c(1 - \tilde{\gamma}_\phi).$$

Из (8) следует, что сбой фазы приводит к дополнительному сдвигу контура  $-\delta_\phi$ , обусловленному фазовой памятью, и дополнительному уширению за счет второго члена в выражении для  $\Gamma^2$  и отличия  $\bar{\Gamma}_1$  от  $\gamma_1/2$ , максимальному при отсутствии корреляции фаз. Таким образом, случайная модуляция фазы излучения в принципе не разрушает гигантского интерференционного сдвига, обсуждаемого в [1]. Регистрация же в экспериментах дополнительных «красного» сдвига  $\delta_\phi$  и уширения позволит количественно определять такую характеристику случайного марковского процесса, как мера средней фазовой памяти.

Рассмотрим теперь более сложный случай совместной амплитуднофазовой модуляции. При определении  $\langle \tilde{\rho}_1 \rangle$  (6) были получены аналитические выражения для элементов матрицы  $\hat{P}^{-1}$ , а усреднения по амплитудам и обращение матрицы  $\hat{I}_8 - \gamma_c \langle \hat{P}^{-1}(\epsilon) \rangle$  производились численно, с использованием гауссовского распределения плотности вероятности  $\varphi(\epsilon) = \exp(-\epsilon^2)/\sqrt{\pi}$ . Результаты расчетов контуров  $\langle \rho_1(\Omega) \rangle = \bar{\rho}_1(\Omega) + \langle \tilde{\rho}_1(\Omega) \rangle$  в зависимости от средней длительности цугов  $\gamma_c^{-1}$ , глубины амплитудной модуляции  $a = v_1^0/V_1 = v_2^0/V_2$  и соотношения параметров  $A_1$  и  $A_2$  при постоянном уровне средней мощности излучения  $\sim \langle (V_1 + v_1)^2 \rangle$  в отсутствие столкновений представлены на рис. 1, а–з.

Анализ рисунков сравнительно с воздействием фазовой модуляции, представляемым формулой (8) и с точностью до трех значащих цифр – рис. 1, а, б, показывает, что проявления амплитудной модуляции при  $a \geq 1$  существенно различны для случаев  $A_1 = A_2$  и  $A_1 \neq A_2$ . А именно, контур  $\langle \rho_1(\Omega) \rangle$  при  $A_1 = A_2$  и заданном уровне мощности излучения подвержен значительному расщеплению на четыре компонента, имеющему место при  $\gamma_c < \gamma_1$ , в то время как для  $A_1 \neq A_2$  расщепление выражено слабо (кривая 2 рис. 1, д). В этом смысле ситуация близка к отмеченной в [1], где при тех же значениях мощности излучения и параметров  $A_1$  и  $L_2$  расчетные контуры  $\rho_1(\Omega)$  обнаруживали расщепление при  $A_1 = A_2$  в области  $\gamma \sim 0,1\gamma_1$  при подключении столкновений и отсутствие такового (при этом наблюдается

сужение контура) — в случае  $A_1 \neq A_2$ . Однако столкновения приводят к расщеплению контура на два компонента, что объясняется структурой знаменателя (7) при  $\gamma_c = \delta_\Phi = 0$ , представляющего собой полином четвертой степени по  $\Omega$ . Наблюдаемое же расщепление вследствие амплитудной модуляции на четыре компонента следует приписать сложному составному характеру контуров  $\langle \rho_1(\Omega) \rangle$  и  $\langle \bar{\rho}_1(\Omega) \rangle$  (6).

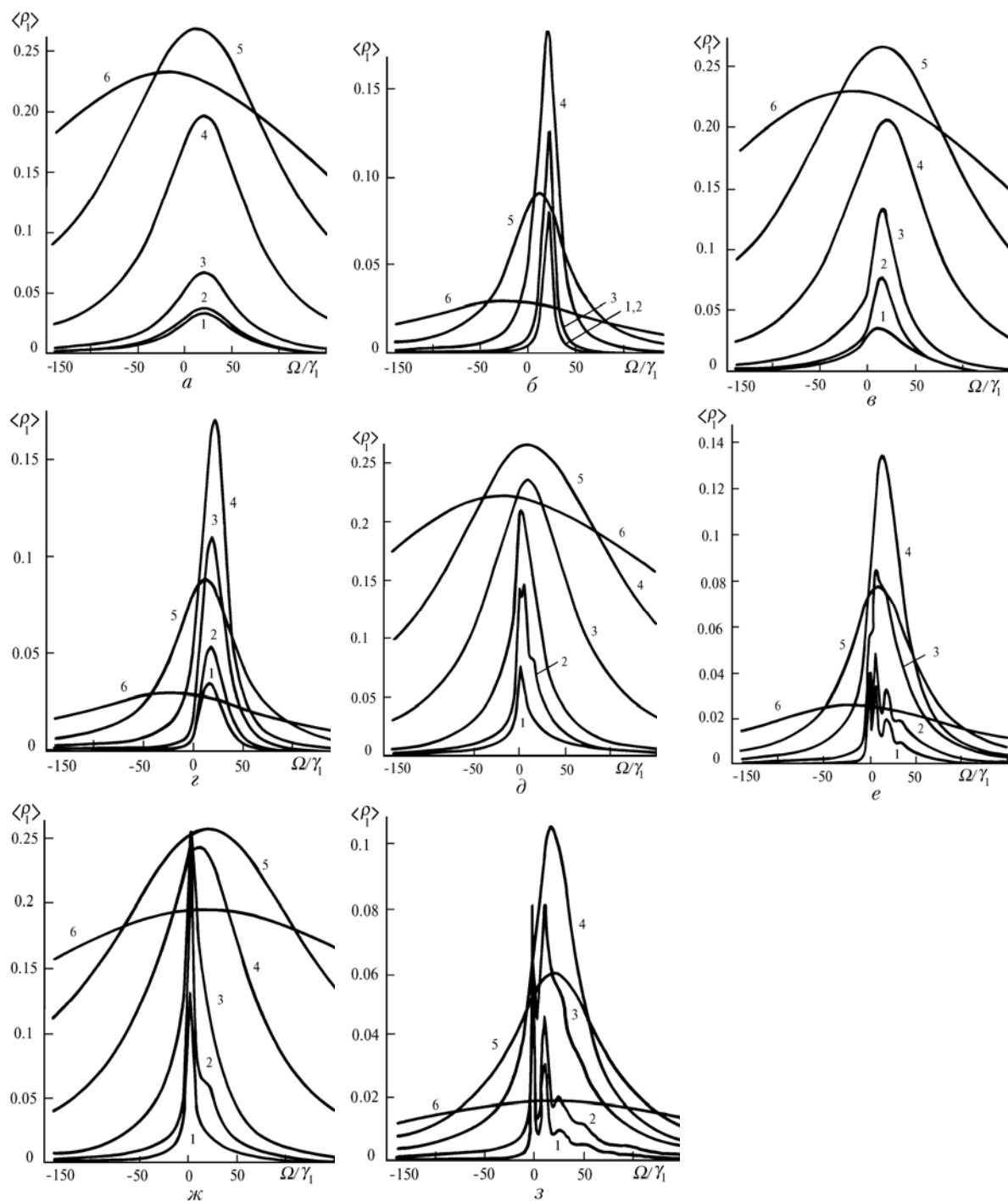


Рис. 1. Зависимость усредненной по флуктуациям амплитуд и фаз заселенности верхнего уровня  $\langle \rho_1 \rangle$  от отстройки частоты  $\Omega$  для различных средних длительностей цугов  $\gamma_c^{-1}$ , глубин модуляции амплитуд  $a$  и соотношений параметров  $A_1$  и  $A_2$  при постоянном уровне средней мощности излучения. Кривые 1 —  $\gamma_c = 10^{-4}\gamma_1$ , 2 —  $\gamma_c = 0,1\gamma_1$ , 3 —  $\gamma_c = \gamma_1$ , 4 —  $\gamma_c = 10\gamma_1$ , 5 —  $\gamma_c = 50\gamma_1$ , 6 —  $\gamma_c = 200\gamma_1$ , а, б —  $a = 0,01$ ,  $V_1 = 9,9998\gamma_1$ ,  $v_1 = 9,9998 \cdot 10^{-2}\gamma_1$ , в, з —  $a = 0,376$ ,  $V_1 = 9,76\gamma_1$ ,  $v_1 = 3,08\gamma_1$ . д, е —  $a = 1$ ,  $V_1 = v_2 = 8,17\gamma_1$ . ж, з —  $a = 100$ ,  $V_1 = 0,141\gamma_1$ ,  $v_1 = 14,1\gamma_1$ , а, в, д, ж —  $A_1 = 0,99\gamma_1$ ,  $A_2 = 0,01\gamma_1$ ,  $\Delta = 2,31\gamma_1$ , б, з, е, з —  $A_1 = A_2 = 0,5\gamma_1$ ,  $\Delta = 4,11\gamma_1$ ,  $V_2 = 0,1V_1$ ,  $v_2 = 0,1v_1$ ,  $\gamma = \Gamma_3 = \delta_1 = \delta_2 = \delta_3 = 0$ ,  $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0,5\gamma_1$ ,  $\tilde{\gamma}_\Phi = 0,4$ ,  $\tilde{\delta}_\Phi = 0,2$

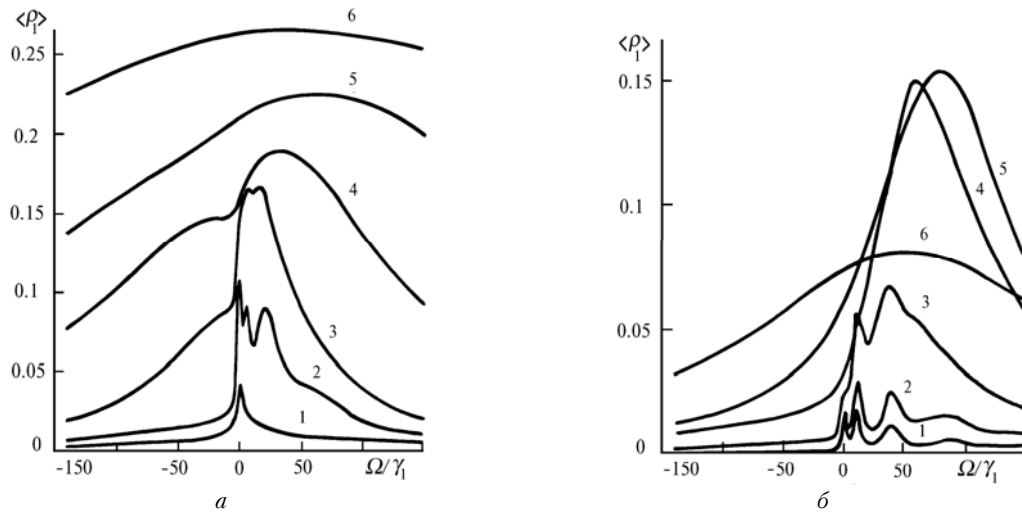


Рис. 2. Форма спектра возбуждения флуоресценции при различных средних длительностях цугов для большего по сравнению с рис. 1 уровня средней мощности излучения:  $V_1 = v_1 = 16,33\gamma_1$ ,  $V_2/V_1 = v_2/v_1 = 0,1$ . *a* —  $A_1 = 0,99\gamma_1$ ,  $A_2 = 0,01\gamma_1$ ,  $\Delta = 2,31\gamma_1$ , *б* —  $A_1 = A_2 = 0,5\gamma_1$ ;  $\Delta = 4,11\gamma_1$ . Обозначения кривых и значения остальных параметров те же, что и для рис. 1

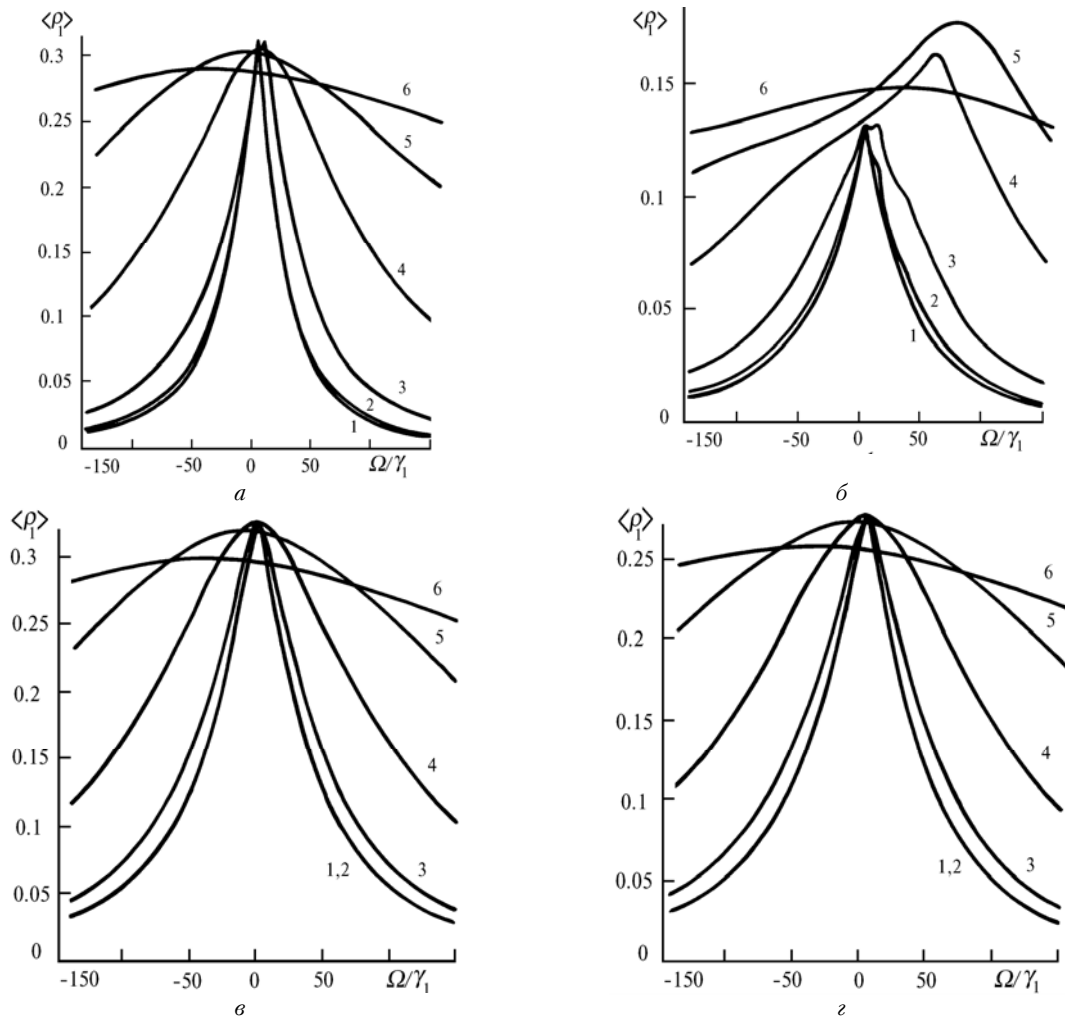


Рис. 3. Влияние столкновений на форму спектра возбуждения флуоресценции шумовым излучением, модулированным по амплитуде и фазе при различных средних длительностях цугов и соотношениях параметров  $A_1$  и  $A_2$ : *a*, *в* —  $\gamma = 0,1\gamma_1$ ,  $\Gamma_3 = 0,15\gamma_1$ ,  $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0,65\gamma_1$ ,  $A_1 = 0,99\gamma_1$ ,  $A_2 = 0,01\gamma_1$ ; *б*, *г* —  $\gamma = \gamma_1$ ,  $\Gamma_3 = 1,5\gamma_1$ ,  $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 2\gamma_1$ ,  $A_1 = A_2 = 0,57\gamma_1$ . Обозначения кривых и значения остальных параметров — те же, что и для рис. 2

Проследив поведение местоположения максимума контура  $\Omega_0$  при слабом расщеплении ( $A_1 \neq A_2$ ), отметим, что амплитудная модуляция практически полностью уничтожает большой интерференционный сдвиг  $\Omega_0 \approx 20\gamma_1$  при  $\gamma_c \lesssim 1$  и при больших  $\gamma_c$  также работает «в противофазе» с модуляцией фазовой, которая приводит к значительному отрицательному сдвигу  $\Omega_0 = -14\gamma_1$  при  $\gamma_c = 200\gamma_1$ . Причем если при глубине модуляции  $a = 1$  значение  $\Omega_0$  при изменении  $\gamma_c$  от 50 до  $200\gamma_1$  уменьшается вследствие заметного вклада чисто фазовой модуляции (кривые 5, 6 рис. 1, д), то при  $a = 100$ , когда чисто фазовая модуляция практически отсутствует, оно возрастает до  $\Omega_0 = 20\gamma_1$  (кривая 6 рис. 1, ж). Проведенные расчеты формы  $\bar{\rho}_1(\Omega)$  показали, что в рассматриваемых условиях при  $\gamma_c \lesssim \gamma_1$  и  $a \lesssim 1$  контур  $\langle \bar{\rho}_1(\Omega) \rangle$  уже, чем  $\bar{\rho}_1(\Omega)$ .

Рис. 2 и 1, д, е позволяют представить воздействие средней мощности излучения при заданных  $V_1/V_2$  и  $a$  на форму спектра возбуждения флуоресценции. Видно, что повышение уровня мощности делает расщепление контуров вследствие амплитудной модуляции заметно более выраженным.

Совместное влияние на форму контура  $\langle \rho_1(\Omega) \rangle$  столкновений и амплитудно-фазовой модуляции иллюстрируется рис. 3. Сравнивая его с рис. 2, где значения параметров контура и излучения те же, что и для рис. 3, но столкновения отсутствуют, можно отметить существенно нелорентцевскую форму контуров в условиях, когда расщепление в значительной мере нивелировано, и оценить величины  $\gamma \sim \gamma_1$ , при которых оно полностью маскируется.

Суммируя полученные результаты, можно утверждать, что в условиях насыщения при отсутствии столкновений чисто фазовая случайная модуляция излучения лишь создает добавочный сдвиг и уширение контура, но не разрушает большой интерференционный сдвиг [1] и сохраняет лорентцевскую форму контура. Амплитудно-фазовая модуляция приводит к расщеплению контура в области достаточно больших мощностей излучения и  $\gamma_c \lesssim \gamma_1$ , значительно более выраженному в случае равенства радиационных констант распада верхнего уровня на два нижних. Столкновения, замывая расщепление, дополнительно усложняют форму контура.

Таким образом, форма спектра возбуждения флуоресценции в замкнутой трехуровневой системе может выступать в качестве чувствительного инструмента анализа типа случайной модуляции излучения, наличия фазовой памяти, столкновений, а также свойств радиационной релаксации системы.

1. Зубова М.С., Кочанов В.П. //ЖЭТФ. 1992. Т. 101. Вып. 6. С. 1772–1786.
2. Бурштейн А.И., Оселедчик Ю.С. //ЖЭТФ. 1966. Т. 51. Вып. 4 (10). С. 1071–1083.
3. Бурштейн А.И., Оселедчик Ю.С. //Оптика и спектроскопия. 1970. Т. 29. Вып. 4. С. 722–725.
4. Оселедчик Ю.С., Бурштейн А.И. //Известия вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26. № 6. С. 698–740.

Институт оптики атмосферы СО РАН,  
Томск

Поступила в редакцию  
9 апреля 1992 г.

#### V. P. Kochanov. Excitation Spectrum of the Stationary Fluorescence.

Influence of polychromaticity of laser radiation modulated by amplitude and phase with a random purely disruptive Markovian process on the excitation spectrum of fluorescence in a closed three-level system with the ground state is considered analytically and numerically. It is shown that at a sufficiently high intensity of radiation the influence of phase and amplitude modulations on the contour shape is essentially different. In particular, the amplitude modulation results in splitting of the contour into four components, the splitting being most pronounced in the case of equal Einstein coefficients for two permitted transitions at the mean duration of the radiation trains exceeding the time of the radiation decay of the upper level. A combined effect of amplitude-phase modulation and collisions on the contour is also considered.