

## ЭФФЕКТ ШТАРКА В АМПЛИТУДНО-МОДУЛИРОВАННОМ СЛУЧАЙНОМ ПОЛЕ

В. Т. Быковский, Ю. С. Оселдчик и В. Г. Хамаджи

Проведен расчет спектра поглощения пробного монохроматического поля в условиях, когда поле накачки модулировано случайным процессом по амплитуде. Исследовано влияние эффектов сильного поля на форму спектра поглощения. Расчет проводился для стохастических полей нормального и марковского типов. Удалось выявить возможности определения распределения амплитуд отдельных мод и дисперсии случайного поля.

В работах [1, 2] исследованы статистические свойства некогерентного резонансного поля накачки, для чего был проведен расчет формы спектра поглощения пробного монохроматического поля на смежном переходе (рис. 1). В [1, 2] предполагалось, что возбужденные состояния не заселены, а пробное поле не вызывает изменения заселенности основного уровня. В [1] для случайного марковского поля было показано, что спектр поглощения случайного поля дает информацию о статистических характеристиках поля, а в случае амплитудно-модулированного поля позволяет определить распределение амплитуд излучения в каждом сечении случайного процесса. В [2] та же задача решена для поля накачки, представляющего собой случайный процесс нормального типа, и подтверждены общие результаты [1].

Однако в [1, 2] не учитывались эффекты, возникающие в случае, когда пробное поле не настолько мало, чтобы не вызывать изменения заселенности основного и возбужденных состояний. Переходы под действием слабого поля приводят к возникновению неравновесной заселенности возбужденных состояний, в результате чего изменяется равновесное распределение заселенности по случайному параметру [3] и проявляется нелинейный интерференционный эффект [4]. Исследованию влияния эффектов сильного поля на форму спектра поглощения посвящена настоящая работа, в которой рассмотрено излучение, модулированное по амплитуде как по нормальному, так и по марковскому законам.

### 1. Случайный процесс нормального типа

Рассмотрим трехуровневую систему (рис. 1), в которой переход 2—3 находится в резонансе с полем накачки  $E_1(t) = E_0(t) \exp i\Omega t$ , амплитуда которого  $E_0(t)$  является нормальной переменной, а переход 1—2 резонансен монохроматическому пробному полю  $E_2(t) = E_{00} \exp i\omega t$ . Изменение состояний системы определяется уравнением для матрицы плотности системы

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}\rho] - G(\rho - \rho^0), \quad (1.1)$$



где  $\hat{H}$  — гамильтониан системы

$$\hat{H} = \hat{H}^0 + \hat{V}, \quad (1.2)$$

причем  $\hat{H}^0$  характеризует невозмущенные состояния системы  $H_{nm}^0 = \varepsilon_n \delta_{nm}$  ( $n, m = 1, 2, 3$ ),  $\varepsilon_n$  — собственные значения энергии, а  $\hat{V}$  — возмущение, матричные элементы которого  $V_{23}(t) = d_{23}E_1(t)$  и  $V_{12}(t) = d_{12}E_2(t)$  определяют переходы между соответствующими состояниями ( $V_{nm} = 0$ ,  $V_{13} = 0$ ,  $d_{nm}$  — дипольные моменты перехода);  $\sigma$  — релаксационная матрица, определяющая приход системы к равновесному состоянию, а  $\rho^0$  — равновесное значение матрицы плотности. Мощность поглощения пробного поля находится по формуле [5]

$$\bar{A} = \omega_{12} \text{Im} \langle d_{21}E_2(t) \rho_{12} \rangle, \quad (1.3)$$

где угловые скобки означают усреднение по случайному полю. Найдем средние значения  $\rho_{12}$ , а следовательно, и среднюю мощность поглощения, усредняя решение системы (1.1) при начальных условиях  $\rho_{nm}(0) = 0$ ,  $\rho_{11}(0) = \rho_{11}^0$ ,  $\rho_{22}(0) = \rho_{33}(0) = 0$ . Для этого, введя обозначения

$$f_{12} = \rho_{12} \exp(-i\omega_{12}t + \Gamma_2 t), \quad f_{13} = \rho_{13} \exp(-i\omega_{13}t + \Gamma_2 t), \\ \sigma_{23} = \rho_{23} \exp(-i\Omega t), \quad n_{12} = \rho_{11} - \rho_{22}, \quad n_{23} = \rho_{22} - \rho_{33},$$

получаем из (1.1) в резонансном приближении  $\Delta\Omega = 0$  систему уравнений

$$\dot{f}_{12} - \frac{i\omega_1}{2} f_{13} = \frac{i\omega_2}{2} n_{12} \exp(i\Delta\omega t + \Gamma_2 t), \quad (1.4)$$

$$\dot{f}_{13} - \frac{i\omega_1}{2} f_{12} = -\frac{i\omega_2}{2} \sigma_{23} \exp(i\Delta\omega t + \Gamma_2 t), \quad (1.5)$$

$$\dot{n}_{12} = -i\omega_2 [f_{21} \exp(i\Delta\omega t - \Gamma_2 t) - f_{12} \exp(-i\Delta\omega t - \Gamma_2 t)] + \frac{i\omega_1}{2} (\sigma_{32} - \sigma_{23}) - \frac{n_{12} - n_{12}^0}{T_0}, \quad (1.6)$$

$$\dot{\sigma}_{23} = \frac{i\omega_1}{2} n_{23} = -\frac{i\omega_2}{2} \exp(-i\Delta\omega t - \Gamma_2 t) + 2\Gamma_2 \sigma_{23}, \quad (1.7)$$

$$\dot{n}_{23} + i\omega_1 (\sigma_{32} - \sigma_{23}) = -\frac{n_{23}}{T_{00}} - \frac{i\omega_2}{2} [f_{12} \exp(-i\Delta\omega t - \Gamma_2 t) - f_{21} \exp(i\Delta\omega t - \Gamma_2 t)], \quad (1.8)$$

где  $\omega_1 = 2 |d_{23}E_0|/\hbar$ ,  $\omega_2 = 2 |d_{12}E_{00}|/\hbar$  — амплитуды возмущения,  $\Delta\omega = \omega - \omega_{12}$ ,  $\Delta\Omega = \Omega - \omega_{23}$  — отклонения от резонанса,  $\omega_{nm}$  — собственные частоты,  $T_0$ ,  $T_{00}$  — средние времена релаксации заселенности в веществе,  $\Gamma_2, \Gamma_3$  — ширины соответствующих уровней (здесь использовано допущение  $\Gamma_2 = \Gamma_3$ ),  $n_{12}^0$  — равновесное значение заселенности.

Решая первые два уравнения системы, определяем  $f_{12}(t)$ , а с ним и мощность поглощения на смежном переходе

$$\bar{A} = \hbar\omega_{12}\omega_2 \text{Im} \langle f_{12} \exp(i\omega_{12}t - \Gamma_2 t) \rangle = \frac{\hbar\omega_{12}\omega_2^2}{2} \text{Re} \left\langle \exp(i\omega t - \Gamma_2 t) \int_{-\infty}^t \exp(i\Delta\omega + \Gamma_2) t_1 \times \right. \\ \left. \times \left[ n_{12}(t_1) \cos \int_{t_1}^t \frac{\omega_1(t')}{2} dt' - \frac{1}{2} m(t_1) \sin \int_{t_1}^t \frac{\omega_1(t')}{2} dt' \right] dt_1 \right\rangle, \quad (1.9)$$

где  $m(t) = \text{Im} \tau_{23}$ .

В выражении (1.9) проявляются все эффекты, обусловленные сильным немонохроматическим полем накачки: первое слагаемое дает штарковскую структуру линии поглощения, которая в достаточно сильном пробном поле ( $n_{12}(t) \neq n_{12}^0$ ) изменяется из-за образования неравновесной заселенности, а второе слагаемое обязано своим появлением перераспределению состояний в сильном поле, т. е. нелинейному интерференционному эффекту. Неравновесная заселенность  $n_{12}(t_1)$  и  $m(t_1)$  определяется из системы (1.6)—(1.8) во втором приближении по пробному полю  $\omega_2$ .



Учитывая, что в нормальном случайном поле  $\left\langle \sin \int_{t_1}^t \omega_1(t_1) dt' \right\rangle = 0$ ,

$\left\langle m(t) \sin \int_{t_1}^t \omega_1(t') dt' \right\rangle = 0$ , средняя мощность поглощения может быть представлена в виде

$$\bar{A} = \frac{\hbar \omega_{12} \omega_2^2}{2} \operatorname{Re} \{ \exp(i\omega t) [f_{12}^0 - \omega_2^2 f'_{12}] \}, \quad (1.10)$$

где

$$f_{12}^0 = \int_0^{\infty} e^{-i\Delta\omega\tau_1 - \Gamma_2\tau_1} \left\langle \cos \int_0^{\tau_1} \frac{\omega_1(t') dt'}{2} \right\rangle d\tau_1. \quad (1.11)$$

определяет форму спектра поглощения без учета эффектов сильного поля ( $\tau_1 = t - t'$ ), а

$$f'_{12} = \int_{-\infty}^t e^{-i\Delta\omega\tau_1 - \Gamma_2\tau_1} \int_{-\infty}^{t_1} e^{-\frac{(t_1 - \xi_1)}{T_0}} \int_{-\infty}^{\xi_1} e^{-\Gamma_2\tau_2} \cos \Delta\omega\tau_2 \times \\ \times \left\langle \cos \int_0^{\tau_1} \frac{\omega_1(t') dt'}{2} \cos \int_0^{\tau_2} \frac{\omega_1(t'') dt''}{2} \right\rangle d\xi_2 d\xi_1 dt_1 \quad (1.12)$$

отражает изменение спектра поглощения из-за образования неравновесной заселенности возмущенных состояний ( $\tau_2 = \xi_1 - \xi_2$ ).

Нелинейный интерференционный эффект в случайном поле, модулированном нормальным центрированным шумом, не проявляется.

Средние, входящие в (1.11), (1.12), можно выразить с помощью характеристической функции процесса через функцию корреляции  $k(\tau) =$

$$= \frac{\omega_1}{2}(t) \frac{\omega_1}{2}(t')$$

$$\left\langle \cos \int_0^{\tau_1} \frac{\omega_1(t') dt'}{2} \right\rangle = e^{-b_1/2},$$

$$\left\langle \cos \int_0^{\tau_1} \frac{\omega_1(t') dt'}{2} \cos \int_0^{\tau_2} \frac{\omega_1(t'') dt''}{2} \right\rangle = e^{-\frac{b_1 + b_2}{2}},$$

причем « $b_i$ » в случае экспоненциальной функции корреляции определяется выражением [6]

$$b_i = \int_0^{\tau_i} \int_0^{\tau_i} k(s_1 - s_2) ds_1 ds_2 = 2d^2 \left[ \frac{\tau_i}{\tau_c} + \exp\left(-\frac{\tau_i}{\tau_c}\right) - 1 \right], \quad (1.13)$$

где  $1/\tau_c$  имеет смысл ширины спектральной развертки случайного процесса, а  $d^2$  — дисперсия случайного поля:  $d^2 = k(0)$ .

Когда дисперсия намного превосходит ширину спектра шума  $d \gg 1/\tau_c$ , для стационарной мощности поглощения получается следующая оценка:

$$\bar{A} = \frac{\hbar \omega_{12} \omega_2^2}{2} n_{12}^0 \frac{1}{d} \sqrt{\frac{\pi}{2}} e^{-\frac{\Delta\omega^2}{2d^2}} (1 - 2W_{12}T_0), \quad (1.14)$$

где  $W_{12}$  имеет смысл вероятности перехода в пробном поле между уровнями 1—2

$$2W_{12} = \omega_2^2 \frac{\Gamma_2}{\Gamma_2^2 + \Delta\omega^2}. \quad (1.15)$$

Выражение (1.14) показывает, что на фоне гауссовской кривой в центре спектра имеется провал лорентцовской формы с шириной  $\Gamma_2$  (рис. 2, а),



появляющийся из-за образования неравновесной заселенности возбужденных состояний. Эффективность провала определяется величиной вероятности перехода  $W_{12}$  и достигает максимума при  $\omega_2^2 T_0 = \Gamma_2$ . В достаточно слабом пробном поле  $\omega_2^2 T_0 \ll \Gamma_2$  форма спектра поглощения совпадает с рассчитанной в [2].

В обратном предельном случае  $1/\tau_c \gg d$  оценка мощности поглощения приводит к выражению

$$\bar{A} = \frac{\hbar \omega_{12} \omega_2^2}{2} n_{12}^0 \frac{\Gamma_2 + d^2 \tau_c}{(\Gamma_2 + d^2 \tau_c)^2 + \Delta \omega^2} [1 - 2W_{12} T_0], \quad (1.16)$$

откуда в полном соответствии с результатами [2] следует, что в этом приближении гауссовская форма кривой спектра поглощения переходит в дисперсионную (рис. 2, б). Влияние неравновесной заселенности аналогично

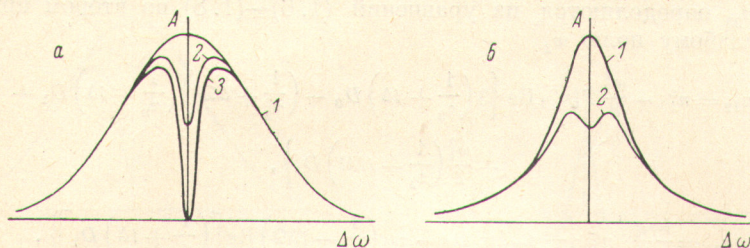


Рис. 2.

а — форма спектра поглощения в мощном поле при нормальной модуляции ( $d \gg 1/\tau_c$ ,  $\omega_2^2 \ll d^2$ ,  $1 - \omega_2^2 T_0 \ll \Gamma_2$ ,  $2 - \omega_2^2 T_0 = 0.5 \Gamma_2$ ,  $3 - \omega_2^2 T_0 = \Gamma_2$ ); б — форма спектра поглощения в слабом поле при нормальной модуляции ( $\omega_2^2 T_0 \ll d^2 \tau_c \ll 1/\tau_c$ ,  $1 - \omega_2^2 T_0 \ll d^2 \tau_c$ ,  $2 - \omega_2^2 T_0 = 0.5 d^2 \tau_c$ ).

предыдущему случаю, однако эффективность провала намного слабее вследствие малости пробного поля

$$\omega_2^2 T_0 \ll d^2 \tau_c \ll \frac{1}{\tau_c}.$$

Проведенный расчет для одномерного нормального процесса соответствует модуляции модуля амплитуды поля  $E_0$

$$E_1(t) = (E_x + iE_y) \exp i\omega t = E_0 \exp i\alpha \exp i\omega t.$$

В действительности амплитудная модуляция должна затрагивать и фазу  $\alpha$ , что может быть описано в рамках двухмерного нормального процесса. К сожалению, существующие математические трудности не позволяют пока провести расчет рассматриваемой задачи для двумерного процесса, поэтому для сравнения результатов проведен расчет формы спектра поглощения в случае амплитудной модуляции марковского типа, когда возможно исследование для одномерного и двумерного распределения амплитуд в каком-либо сечении случайного процесса.

## 2. Случайный марковский процесс

Для расчета спектра поглощения пробного поля используется формула (1.3), однако среднее значение  $\rho_{12}$  определяется теперь из уравнения Бурштейна [7]

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [H^0 + V(t), \rho] - \frac{\rho - \bar{\rho}}{\tau_0} - \sigma(\rho - \rho^0), \quad (2.1)$$

где  $\bar{\rho}$  — среднее значение матрицы плотности. Кроме этого, амплитуда и фаза поля накачки  $E_1(t) = E_0 \exp(i\Omega t + i\alpha(t))$  являются марковскими переменными, изменяющимися мгновенно и скачкообразно в случайные моменты времени. Случайные процессы, модулирующие амплитуду и фазу, предполагаются статистически независимыми, что приводит к одновременному



изменению этих величин. Среднее время между случайными изменениями марковских переменных  $-\tau_0$ .

Используя уравнения (1. 4), (1. 5) и переходя к переменным  $\sigma_{12} = \rho_{12} \exp(-i\omega t)$ ,  $\sigma_{23} = \rho_{23} \exp(i\Omega t - i\alpha)$ , находим искомое среднее значение

$$\bar{\sigma}_{12} = \frac{i\omega_2}{2} \frac{1}{1 - \frac{1}{\tau_0} \left( i\Delta + \frac{1}{\tau_3} \right) I_0} \left\langle \frac{\left( i\Delta + \frac{1}{\tau_3} \right) n_{12} - \frac{i\omega_1}{2} \sigma_{23}}{\left( i\Delta + \frac{1}{\tau_3} \right) \left( i\Delta\omega + \frac{1}{\tau_1} \right) + \frac{\omega_1^2}{4}} \right\rangle. \quad (2.2)$$

Здесь

$$I_0 = \int \frac{\varphi(\omega_1) d\omega_1}{\left( \frac{1}{\tau_1} + i\Delta\omega \right) \left( \frac{1}{\tau_3} + i\Delta \right) + \frac{\omega_1^2}{4}},$$

а  $n_{12}$  и  $\sigma_{23}$  определяются из уравнений (1. 6)—(1. 8) во втором приближении по слабому полю  $\omega_2$

$$n_{12} = n_{12}^0 - \frac{\omega_2^2}{8} T_0 n_{12}^0 \operatorname{Re} \left\{ 3 \left( \frac{1}{\tau_3} + i\Delta \right) D_0 - \left( \frac{1}{\tau_2^2} + \Delta\Omega^2 \right) \left( \frac{1}{\tau_3} + i\Delta \right) D_1 + \frac{\omega_1^2}{2} \left( \frac{1}{\tau_2} - i\Delta\Omega \right) D_1 \right\}, \quad (2.3)$$

$$\sigma_{23} = \frac{i\omega_1\omega_2^2}{8} n_{12}^0 \left\{ \frac{\omega_1^2}{2} \tau_{23} \operatorname{Im} D_1 - \tau_{23} \left( \frac{1}{\tau_2} - i\Delta\Omega \right) \operatorname{Re} \left[ \left( \frac{1}{\tau_3} + i\Delta \right) D_1 \right] \right\}, \quad (2.4)$$

где

$$D_0 = \frac{1}{\left( \frac{1}{\tau_1} + i\Delta\omega \right) \left( \frac{1}{\tau_3} + i\Delta \right) + \frac{\omega_1^2}{4}},$$

$$D_1 = \frac{1}{\left[ \left( \frac{1}{\tau_1} + i\Delta\omega \right) \left( \frac{1}{\tau_3} + i\Delta \right) + \frac{\omega_1^2}{4} \right] \left[ \frac{1}{\tau_2^2} + \Delta\Omega^2 + \frac{\tau_{23} \omega_1^2}{\tau_2} \right]},$$

$$\frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{\tau_0} + \Gamma_2, \quad \frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{\tau_0} + \Gamma_2 + \Gamma_3, \quad \frac{1}{\tau_3} = \frac{1}{\tau_0} + \Gamma_3, \quad \frac{1}{\tau_{23}} = \frac{1}{T_0} + \frac{1}{\tau_0}.$$

Случайное поле накачки, как и ранее, приводит к образованию неравновесной заселенности (2.3) и к нелинейному интерференционному эффекту, что находит отражение в зависимости  $\bar{\sigma}_{12}$  от фазового элемента  $\sigma_{23}$ .

Проводя усреднение (2.2) в приближении  $\tau_0 \rightarrow \infty$ , что соответствует приближению сильного поля  $\omega_1^2 \gg 1/\tau_0^2$  при одномерном равновесном распределении по амплитудам

$$\varphi(\omega_1) = \frac{1}{\sqrt{\pi}d} \exp\left(-\frac{\omega_1^2}{d^2}\right),$$

где  $d^2 = \overline{\omega_1^2}$ , получаем следующее выражение для мощности поглощения:

$$\bar{A} = \frac{\hbar\omega_{12}\omega_2^2}{2} \pi\varphi(\Delta\omega) \left\{ 1 - \frac{\omega_2^2}{4} \beta \frac{\gamma^2 + T_0^2}{(\Gamma_0^2 + \Delta\omega^2)(\Gamma_0^2 + \Delta\omega^2)} - \frac{\omega_2^2}{4} \beta^2 \frac{\Delta\omega^2(\alpha - 1) + \alpha\Gamma_0^2}{(\Gamma_0^2 + \Delta\omega^2)(\Gamma_0^2 + \Delta\omega^2)} \right\}, \quad (2.5)$$

где

$$\Gamma_0 = (\Gamma_2 - 2\Gamma_3)/4, \quad \alpha = T_0/2T_{00}, \quad \gamma = (\Gamma_2 + \Gamma_3)/2, \quad \beta = T_0\Gamma_2, \quad \beta^1 = T_{00}\gamma.$$

Первое слагаемое в (2.5) определяет форму спектра поглощения без учета эффектов сильного поля и представляет собой гауссовскую линию, дублирующую одномерное распределение  $\varphi(\omega_1)$  (рис. 3, а, штриховая кривая). Второе слагаемое определяет изменение формы спектра поглощения при образовании неравновесной заселенности и приводит к расщеплению контура линии поглощения, причем величина расщепления пропорциональна корню квадратному из произведения амплитуд пробного поля и среднего поля накачки  $\delta \sim (\omega_2\alpha)^{1/2}$ . Третье слагаемое (2.5) определяет НИЭФ, спектральная зависимость которого приведена на рис. 3, б. Вклад НИЭФ в форму спектра поглощения приводит к некоторому замазыванию провала, образованного неравновесной заселенностью (рис. 3, в).



В случае двумерного распределения

$$\varphi(\omega_1) = \frac{2\omega_1}{d^2} \exp\left(-\frac{\omega_1^2}{d^2}\right)$$

оценка для мощности поглощения соответствует результату (2.5), причем форма спектра поглощения в равновесном приближении дублирует двумерное распределение амплитуд и представляет собой две спектральные компоненты с гауссовской формой крыльев, разнесенные относительно центра спектра на величину  $\delta^1 = d/\sqrt{2}$  (рис. 3, *г*, штриховая кривая). Неравновесная заселенность приводит в этом случае к уширению провала в центре линии (рис. 3, *г*, кривые 1, 2), а НИЭФ проявляется столь же незначительно, как и при одномерном распределении, что объясняется

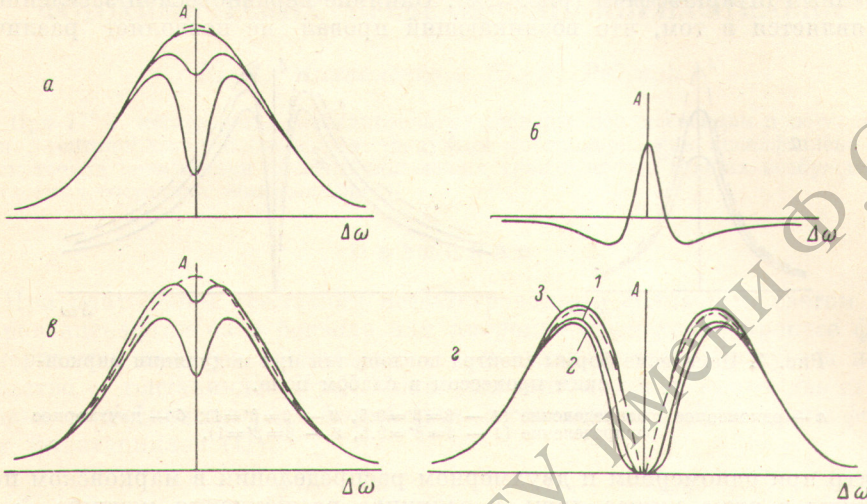


Рис. 3. Форма спектра поглощения в мощном марковском поле (*а*, *б*, *в* — одномерное, *г* — двумерное распределение амплитуд).

*а* — влияние неравновесной заселенности, штриховая кривая —  $\beta = \beta' = 0$ , *б* — спектральная зависимость НИЭФ, *в* — совместное влияние НИЭФ и неравновесной заселенности, *г* — влияние неравновесной заселенности в и НИЭФ (1 —  $\beta = 1$ ,  $\beta' = 1$ , 2 —  $\beta = 5$ ,  $\beta' = 0.1$ , 3 —  $\beta = 0.1$ ,  $\beta' = 1$ ).

соотношением времен релаксации: при  $\beta \gg \beta^1$  преобладает неравновесная заселенность, но и при  $\beta^1 \gg \beta$  вклад НИЭФ незначителен, так как в этом случае  $\alpha \ll 1$ .

В приближении слабого поля  $d \ll 1/\tau_0$  соответствующие оценки позволяют получить для мощности поглощения при одномерном распределении следующее выражение:

$$\bar{A} = \frac{n\omega_1^2\omega_2^2}{2} n_{12}^0 \operatorname{Re} \frac{1}{g + i(\Delta\omega - \gamma_0)} \left[ 1 - \frac{\omega_2^2}{4} \beta \left( \frac{1}{\tau_2^2} + \Delta\omega^2 \right) \frac{1}{\xi + i\eta} - \frac{\omega_2^2}{4} \beta^1 \frac{\left( \frac{1}{\tau_2} - i\Delta\Omega \right) \left( \frac{1}{\tau_1} + i\Delta\omega \right)}{\xi + i\eta} \right], \quad (2.6)$$

где

$$g = \frac{d^2}{2} \frac{1}{\Delta^2 + \frac{1}{\tau_3^2}}, \quad \gamma_0 = \Delta \frac{d^2}{2\left(\Delta^2 + \frac{1}{\tau_3^2}\right)}, \quad \xi = \frac{g}{T_1} - \Delta\omega(\Delta\omega - \gamma_0), \quad \eta = \left[ \Delta\omega \left( g + \frac{1}{T_1} + \frac{\gamma_0}{T_1} \right), \right.$$

и форма спектра поглощения представляет собой лорентцовскую линию (рис. 4, *а*, штриховая кривая). Неравновесная заселенность и НИЭФ не изменяя спектральную зависимость, приводит к уменьшению амплитуды спектра (рис. 4, *а*, кривые 1, 2). Для двумерного распределения мощность поглощения равна мнимой части выражения (2.6), откуда форма



спектра поглощения при равновесной заселенности имеет вид лорентцовского контура с узким провалом в центре (рис. 4, б, штриховая кривая). Неравновесные эффекты трансформируют контур линии поглощения так же, как и при одномерном распределении (рис. 4, б, кривые 1, 2).

### Обсуждение результатов

Отметим сразу же точное согласие с результатами [1], где показано, что при равновесной заселенности форма спектра поглощения мощного амплитудно-модулированного поля дублирует распределение амплитуд поля, независимо от типа случайного процесса. Штарковское расщепление при одномерном распределении амплитуд не проявляется в отличие от двухмерного распределения в марковском процессе, когда имеет место линейный Штарк-эффект (рис. 3, з). Влияние неравновесной заселенности проявляется в том, что возникающий провал не позволяет различать

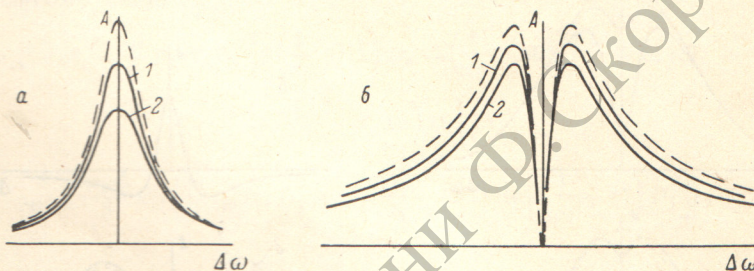


Рис. 4. Изменение формы спектра поглощения при модуляции марковским процессом в слабом поле.

а — одномерное распределение (1 —  $\beta = \beta' = 0.5$ , 2 —  $\beta = \beta' = 1$ ); б — двухмерное распределение (1 —  $\beta = \beta' = 0.5$ , 2 —  $\beta = \beta' = 1$ ).

спектр при одномерном и двухмерном распределении в марковском поле. Отличие в этом случае лишь в величине расщепления контура  $\delta$ : для одномерного распределения  $\delta$  пропорционально корню из амплитуды поля накачки  $\delta \sim (\bar{\omega}_1 \omega_2)^{1/2}$ , а для двумерного — корню из интенсивности  $\delta^2 \sim d$ . В слабом поле спектр имеет лорентцовскую форму, что характерно для спектра поглощения при произвольной модуляции в области теории возмущений [4]. Совпадение формы спектра поглощения в марковском и нормальном полях при одномерном распределении объясняется выбором экспоненциальной функции корреляции  $k(\tau)$ , при которой, как показано в [6], нормальный процесс аналогичен марковскому. Можно предположить, что точно таким же образом можно отождествлять рассматриваемые типы модуляции и при двумерном распределении, которое более соответствует реальной ситуации [1]. Особенностью проявления эффектов сильного поля при нормальной модуляции амплитуды является только отсутствие НИЭФ. Объясняется это, по-видимому, тем, что в одномерном нормальном процессе с симметричным распределением  $\varphi(\omega_1) = \varphi(-\omega_1)$  фазовые эффекты взаимно уничтожаются. Все это дает возможность по виду спектра поглощения определить распределение амплитуд, измерить дисперсию и время корреляции в случайных полях широкого класса.

### Литература

- [1] Л. Д. Зусман, А. И. Бурштейн. ЖЭТФ, 61, 976, 1971.
- [2] С. Г. Пржбелский, В. А. Ходовой. Опт. и спектр., 32, 237, 1972.
- [3] Т. Я. Попова, А. К. Попов, С. Г. Раутиан, Р. И. Соколовский. ЖЭТФ, 57, 444, 1969.
- [4] С. Г. Раутиан, А. А. Феоктистов. ЖЭТФ, 56, 227, 1969.
- [5] П. А. Апанасевич, Г. И. Жовна, А. П. Хапалюк. Ж. прикл. спектр., 8, 23, 1968.
- [6] А. И. Бурштейн. Квантовая кинетика. Изд. НГУ, 1968.
- [7] А. И. Бурштейн. ЖЭТФ, 49, 1963, 1965.

Поступило в Редакцию 20 августа 1973 г.