УДК 535.34+535.37+621.373 : 535

ВЛИЯНИЕ ПЛЕНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА СПОНТАННОЕ ИСПУСКАНИЕ И КОЭФФИЦИЕНТ ПОГЛОЩЕНИЯ СЛАБОЙ ВОЛНЫ В ПОЛЕ СИЛЬНОЙ ОДНОНАПРАВЛЕННОЙ ВОЛНЫ

Л. А. Васильева и *С. Г. Зейгер*

Рассмотрено взаимодействие газового ансамбля со слабой волной в присутствии сильной. Получены выражения для коэффициента усиления слабой волны, интенсивности спонтанного испускания и для коэффициента корреляции в спонтанном испускании волн. Показано, что в модели трех релаксационных констант при малой ширине нижнего уровня нельзя считать произвольным отношение заселенностей уровней в отсутствие поля. Пленение излучения приводит к появлению узкого провала в контуре испускания, центр которого приходится на частоту сильной волны. В случае, когда имеется пленение излучения с верхнего уровня или пленение излучения с нижнего уровня, а накачка на верхний, в контуре спонтанного испускания также имеется узкий провал на частоте сильной волны. В случае, когда существует пленение излучения с нижнего уровня и накачка на нижний уровень, в контуре спонтанного испускания на частоте сильной волны существует узкий пичок. С ростом амплитуды сильного поля указанные провалы и пичок в контурах исчезают.

Взаимодействие газа с сильной волной при наличии упругих столкновений или пленения излучения рассматривалось в работе Кольченко и Раутиана [1]. Взаимодействие газовой среды с двумя не слишком сильными волнами рассматривалось в [2, 3]. В настоящей работе находится интенсивность спонтанного испускания и коэффициент усиления слабой волны в присутствии сильной, резонансной тому же переходу, в котором существует пленение излучения или упругие столкновения, при которых разрушается оптическая когерентность.

Матрица плотности газового ансамбля

Найдем матрицу плотности газового ансамбля, используя разложение в ряд по амплитуде слабого поля и ограничиваясь членами первого порядка: $\rho=\rho^{(0)}+\rho^{(1)}$. Матрица плотности нулевого приближения $\rho^{(0)}$ является решением задачи о взаимодействии атома с сильным полем. В матрице плотности первого приближения $\rho^{(1)}$ можно отделить часть $\rho^{\text{и}}$, возникающую при вынужденном излучении слабой волны и, следовательно, определяющую спонтанное испускание атома, от части $\rho^{\text{п}}$, возникающей при поглощении слабой волны [4, 5].

Запишем систему уравнений для $\rho^{(0)}$, $\rho^{\text{и}}$ и $\rho^{\text{п}}$ в резонансном приближении [6] ($\omega_{mn}\gg\gamma_{mn}$)

$$\left.\begin{aligned}
\frac{d\rho_{\text{кк}}^{(\alpha)}}{dt} &= -\gamma_{\text{к}}\rho_{\text{кк}}^{(\alpha)}+\nu_{\text{к}}W(v)\overline{\rho_{\text{кк}}^{(\alpha)}}-i\,[V^{(0)},\ \rho^{(\alpha)}]_{\text{кк}}-i\,[V^{(1)},\ \rho^{(0)}]_{\text{кк}}\times\\
&\times(\delta_{\alpha\text{п}}\delta_{\text{к}m}+\delta_{\alpha\text{и}}\delta_{\text{к}n})+\lambda_{\text{к}}W(v)\,\delta_{\alpha 0};\ \text{к}=m,\ n;\ W(v)=(u\sqrt{\pi})^{-1}e^{-v^2/u^2},\\
\frac{d\rho_{mn}^{(\alpha)}}{dt} &= -(\gamma_{mn}+i\omega_{mn})\,\rho_{mn}^{(\alpha)}-iV_{mn}^{(0)}(\rho_{nn}^{(\alpha)}-\rho_{mm}^{(\alpha)})-iV_{mn}^{(1)}(\rho_{nn}^{(0)}\delta_{\alpha\text{п}}-\rho_{mm}^{(0)}\delta_{\alpha\text{и}}),
\end{aligned}\right\}\qquad(1)$$

где $\alpha=0$; и, п, $\delta_{\alpha\text{и}}$, $\delta_{\text{к}m}$ — символы Кронекера; $\hbar V_{mn}^{(l)}=-(dE^{(l)}+\text{к. с.})$; $E^{(l)}=E_l\exp[-i(\omega_l t-k_l z)]$ — матричные элементы оператора энергии взаимодействия атома с сильной волной $E^{(0)}$ и слабой волной $E^{(1)}$; $d \equiv d_{mn}$ — дипольный момент перехода; черта обозначает интегрирование по скорости атома: $\overline{\rho_{\text{кк}}^{(\alpha)}} = \int \rho_{\text{кк}}^{(\alpha)} dv$; ν_k частоты упругих столкновений.

Приведем решение нулевого приближения $\rho^{(0)}$ [1] уравнений (1) в случае, когда частота сильной волны близка к центру линии: $|\omega_0 - \omega_{mn}| \ll ku$ и ширина беннетовского провала Γ гораздо меньше чем ku.

$$\left.\begin{aligned} \rho_{\text{кк}}^{(0)} &= N_{\text{к}} W(v) - \frac{2(N_{\text{к}} - N_l)\,|dE_0|^2\,\gamma_{mn}}{\hbar^2 \gamma_{\text{к}} (\Gamma^2 + \xi^2)} W(v), \\ d^* \rho_{mn}^{(0)} &= M^{(0)} E^{(0)}, \quad M^{(0)} = -\frac{i\,|d|^2 (N_m - N_n)}{\hbar (\Gamma^2 + \xi^2)} (\gamma_{mn} + i\xi) W(v), \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

где

$$\left.\begin{aligned} & N_{\text{к}} = N_{\text{к}0} - \frac{\eta f \zeta_{\text{к}0} (N_{\text{к}0} - N_{l0})}{1 + a}, \quad \Gamma = \gamma_{mn} \left[1 + 2\left|\frac{dE_0}{\hbar}\right|^2 \frac{1}{\gamma_{mn}} \left(\frac{1}{\gamma_m} + \frac{1}{\gamma_n}\right)\right]^{1/2}, \\ & \xi = \omega_0 - \omega_{mn} - kv; \quad N_{\text{к}0} = \frac{\lambda_{\text{к}}}{\gamma_{\text{к}} - \nu_{\text{к}}}; \quad f = \frac{\Gamma^2 - \gamma_{mn}^2}{\Gamma \gamma_{mn}}; \quad \eta = \frac{\sqrt{\pi}}{ku (\gamma_m^{-1} + \gamma_n^{-1})}; \\ & a = f\eta (\zeta_{m0} + \zeta_{n0}); \quad \zeta_{\text{к}0} = \frac{\nu_{\text{к}} \gamma_{mn}}{\gamma_{\text{к}} (\gamma_{\text{к}} - \nu_{\text{к}})}; \quad \text{к},\ l = m,\ n;\ \text{к} \neq l, \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

Зависимость матричных элементов матриц плотности первого приближения от поля $E^{(1)}$ имеет следующий вид:

$$\left.\begin{aligned} d^* \rho_{mn}^{(\alpha)} &= M^{(\alpha)} E_1 e^{-i(\omega_1 t - k_1 z)} + L^{(\alpha)} E_1^* E_0^2 e^{-i[(2\omega_0 - \omega_1)t - (2k_0 - k_1)z]} / |E_0|^2, \\ \rho_{\text{кк}}^{(\alpha)} &= R_{\text{к}}^{(\alpha)} E_1 E_0^* e^{-i[(\omega_1 - \omega_0)t - (k_1 - k_0)z]} + \text{к. с.}. \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Решая систему (1), получим выражения для коэффициентов $M^{(\alpha)}$, $L^{(\alpha)*}$

$$M^{(\alpha)} = M_0^{(\alpha)} + i\,|dE_0|^2 Q^{(\alpha)} D_1/\hbar^2, \quad L^{(\alpha)*} = L_0^{(\alpha)*} - i\,|dE_0|^2 Q^{(\alpha)} D_2/\hbar^2, \tag{5}$$

$$\left.\begin{gathered} D_q \equiv h_q/G, \quad q = 1,\ 2; \quad h_1 \equiv [\gamma_{mn} + i(\omega_{mn} - \omega_1')]^{-1}; \quad h_2 \equiv [\gamma_{mn} - i(\omega_{mn} - 2\omega_0' + \omega_1')]^{-1}; \\ \omega_l' = \omega_l - k_l v, \\ G \equiv 1 + |dE_0|^2 (h_1 + h_2)(j_m + j_n)/\hbar^2; \quad j_{\text{к}} \equiv [\gamma_{\text{к}} + i(\omega_0' - \omega_1')]; \quad \text{к} = m,\ n, \\ Q^{(\alpha)} \equiv \hbar (j_n \nu_n \overline{R_n^{(\alpha)}} - j_m \nu_m \overline{R_m^{(\alpha)}}). \end{gathered}\right\} \tag{6}$$

Коэффициенты $M_0^{(\alpha)}$, $L_0^{(\alpha)}$ связаны с матрицей плотности нулевого приближения $\rho^{(0)}$, так же как и в отсутствие упругих столкновений, и могут быть получены из уравнений (1) при $\nu_m = \nu_n = 0$. Приведем усредненные по скорости выражения $\overline{M_0^{(\alpha)}}$, $\overline{L_0^{(\alpha)*}}$ в случае однонаправленных волн

$$\left.\begin{aligned} \overline{M_0^{(\alpha)}} = & -i\varkappa \Bigg\{ (N_m \delta_{\alpha\text{и}} - N_n \delta_{\alpha\text{п}}) - \frac{2\gamma_{mn}\,|dE_0|^2 (\gamma_m^{-1}\delta_{\alpha\text{и}} + \gamma_n^{-1}\delta_{\alpha\text{п}}) N_0}{\hbar^2 \Gamma (\gamma_{mn} + \Gamma - i\Delta)} - \\ & - \frac{|dE_0|^2}{\hbar^2} \Big\{ (j_m + j_n) \Big[(N_m \delta_{\alpha\text{и}} - N_n \delta_{\alpha\text{п}}) [\beta^{-1} - 2(\gamma_{mn} + \beta - i\Delta)^{-1}] - 2\frac{|dE_0|^2}{\hbar^2} \times \\ & \times N_0 \gamma_{mn} (\gamma_m^{-1}\delta_{\alpha\text{и}} + \gamma_n^{-1}\delta_{\alpha\text{п}}) (\Gamma + \beta)^{-1} [(\Gamma\beta)^{-1} - 2(\gamma_{mn} + \beta - i\Delta)^{-1} (\Gamma + \gamma_{mn} - \\ & - i\Delta)^{-1}] \Big] + N_0 (j_m \delta_{\alpha\text{п}} + j_n \delta_{\alpha\text{и}}) (\Gamma + \beta)^{-1} [1 + \gamma_{mn} (\gamma_{mn} - i\Delta)(\beta\Gamma)^{-1}] \Big\} \Bigg\} \times \\ & \times \exp[-(\omega_1 - \omega_{mn})^2/(ku)^2], \\ \overline{L_0^{(\alpha)*}} = & -i\varkappa \frac{|dE_0|^2}{\hbar^2} \Big\{ (j_m + j_n) \Big[(N_m \delta_{\alpha\text{и}} - N_n \delta_{\alpha\text{п}}) \beta^{-1} - 2N_0 \frac{|dE_0|^2}{\hbar^2} \times \\ & \times \gamma_{mn} (\gamma_m^{-1}\delta_{\alpha\text{и}} + \gamma_n^{-1}\delta_{\alpha\text{п}}) (\Gamma\beta)^{-1} (\Gamma + \beta)^{-1} \Big] + N_0 (j_m \delta_{\alpha\text{п}} + j_n \delta_{\alpha\text{и}}) \times \\ & \times [\gamma_{mn} (\gamma_{mn} - i\Delta)(\beta\Gamma)^{-1} - 1] (\Gamma + \beta)^{-1} \Big\} \exp[-(\omega_1 - \omega_{mn})^2/(ku)^2]. \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

где

$$\left.\begin{gathered} \Delta \equiv \omega_1 - \omega_0; \quad \beta \equiv [(\gamma_{mn} - i\Delta)^2 + 2\,|dE_0|^2 (j_m + j_n)(\gamma_{mn} - i\Delta)/\hbar^2]^{1/2}; \quad \operatorname{Re}\beta > 0; \\ \varkappa \equiv d^2 \sqrt{\pi}/(\hbar ku); \quad N_0 \equiv N_m - N_n = N_{00}/(1 + a); \quad N_{00} \equiv N_{m0} - N_{n0}. \end{gathered}\right\} \tag{8}$$

Для определения поляризуемостей среды $\overline{M^{(\alpha)}}$, $\overline{L^{(\alpha)}}$ следует вычислить величины $\overline{Q^{(\alpha)}D_q} = \int Q^{(\alpha)}D_q dv$. В случае однонаправленных волн[1] разность частот волн, и, следовательно, величина $Q^{(\alpha)}$ (6) не зависят от скорости атома, так что $\overline{Q^{(\alpha)}D_q} = Q^{(\alpha)}\bar{D}_q$. Выполнив интегрирование по вычетам, получим $\bar{D}_q \equiv \int D_q dv$

$$\bar{D}_1 = \bar{D}_2 = \frac{\sqrt{\pi}\,(\gamma_{mn} - i\Delta)}{\beta k u}. \tag{9}$$

Подставив выражения (5) для $M^{(\alpha)}$, $L^{(\alpha)}$ в уравнения (1) для заселенностей $\rho_{\text{кк}}^{(\alpha)}$ и интегрируя их по скорости атома v, найдем $Q^{(\alpha)}$ [см. (6)]

$$Q^{(\alpha)} = i\,\frac{(\zeta_n + \zeta_m)\,(\overline{M_0^{(\alpha)}} - \overline{L_0^{(\alpha)*}}) - \overline{M^{(0)*}}\,(\zeta_m\delta_{\alpha\text{п}} + \zeta_n\delta_{\alpha\text{и}})}{(\gamma_{mn} - i\Delta)\,[1 + 2\,|\,dE_0\,|^2\sqrt{\pi}\,(\zeta_m + \zeta_n)/(\hbar^2\beta\cdot ku)]}, \tag{10}$$
$$\zeta_\text{к} \equiv \nu_\text{к}\,(\gamma_{mn} - i\Delta)/((\gamma_\text{к} - i\Delta)\,(\gamma_\text{к} - \nu_\text{к} - i\Delta)).$$

Здесь $M^{(0)}$ — поляризуемость газового ансамбля для сильной волны [см. (2)]

$$\overline{M^{(0)}} \equiv \int M^{(0)}dv = -i\varkappa N_0\,\frac{\gamma_{mn}}{\Gamma}\,e^{-(\omega_0 - \omega_{mn})^2/(ku)^2}. \tag{11}$$

Из формулы (10) видно, что коэффициент $Q^{(\alpha)}$, определяющий искажение контура вследствие упругих столкновений, весьма просто выражается через поляризуемости газа $\overline{M_0^{(\alpha)}}$, $\overline{L_0^{(\alpha)}}$, $\overline{M^{(0)}}$, которые связаны с заселенностями уровней N_m, N_n, вычисленными с учетом столкновений, по тем же соотношениям, что и в отсутствие столкновений.

Выражения (5)—(10) определяют коэффициенты $\overline{M^{(\alpha)}}$, $\overline{L^{(\alpha)*}}$, характеризующие поляризуемость газового ансамбля

$$\overline{M^{(\alpha)}} = \overline{M_0^{(\alpha)}} + \overline{A^{(\alpha)}};\ \overline{L^{(\alpha)*}} = \overline{L_0^{(\alpha)*}} - \overline{A^{(\alpha)}};\ \overline{A^{(\alpha)}} = i\,|\,dE_0\,|^2\,Q^{(\alpha)}\bar{D}_1/\hbar^2. \tag{12}$$

Суммарные коэффициенты $\overline{M_0^{(1)}} = \overline{M_0^{(\text{и})}} + \overline{M_0^{(\text{п})}}$, $\overline{L_0^{(1)}} = \overline{L_0^{(\text{и})}} + \overline{L_0^{(\text{п})}}$, определяющие форму контура усиления в отсутствие пленения излучения или упругих столкновений, были вычислены в работах [7, 8]

Коэффициент усиления газовой среды

Проанализируем коэффициент усиления слабой волны $g = -4\pi\omega\,\text{Im}\overline{M^{(1)}}$ и коэффициенты усиления амплитудной ($g_\text{А}$) и фазовой ($g_\text{ф}$) модуляций [8]: $g_\text{А} = -4\pi\omega\,\text{Im}\,(\overline{M^{(1)}} - \overline{L^{(1)*}})$, $g_\text{ф} = -4\pi\omega\,\text{Im}\,(\overline{M^{(1)}} + \overline{L^{(1)*}})$.

Зависимость поляризуемостей $M^{(1)}$, $L^{(1)}$ от числа упругих столкновений определяется двумя явлениями. Во-первых, имеет место изменение поляризуемостей из-за изменения заселенностей уровней $N_\text{к}$ при наличии упругих столкновений («полоса»), во-вторых, дополнительное изменение модуляции заселенностей — член $A^{(\alpha)}$ в формулах (12), — определяющее искажение формы контуров усиления g и $g_\text{А}$. В контуре усиления фазовой модуляции g_Φ такого искажения нет, так как коэффициент $(M^{(\alpha)} + L^{(\alpha)*})$ не зависит от $A^{(\alpha)}$ [см. (12)]. Максимальное изменение коэффициентов усиления g, $g_\text{А}$, вызванное дополнительной модуляцией разности заселенностей $A^{(\alpha)}$, имеет место, когда частота слабой волны совпадает с частотой сильной (т. е. $\Delta = 0$). Из (7), (8), (12) получим $M^{(1)}$, $M^{(1)} - L^{(1)*}$ при $\Delta = 0$

$$\left.\begin{aligned} &\bar{M}_1 = \frac{\overline{M_0^{(1)}}}{1 + a},\ \overline{M^{(1)}} - \overline{L^{(1)*}} = \overline{M_0^{(1)}} - \overline{L_0^{(1)*}} - \frac{2a\overline{M_0^{(1)}}}{1 + a},\\ &\overline{M_0^{(1)}} - \overline{L_0^{(1)*}} = -i\varkappa N_0\,\frac{\gamma_{mn}^3}{\Gamma^3},\ \overline{M_0^{(1)}} = -i\varkappa N_0\,\frac{\gamma_{mn}}{2\Gamma}\left(1 + \frac{\gamma_{mn}^2}{\Gamma^2}\right). \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

---

[1] В случае встречных волн коэффициенты $\int Q^{(\alpha)}D_q dv$ равны нулю, так что упругие столкновения не изменяют формы контура усиления, которая была проанализирована в [6].

Отсюда видно, что коэффициент $\overline{M^{(1)}}$ уменьшается вследствие дополнительной модуляции разности заселенностей, вызванной упругими столкновениями, но знака не меняет. Коэффициент усиления амплитудной модуляции g_A при наличии упругих столкновений с ростом поля меняет знак (что видно из рис. 1, *а* и *б*) при амплитуде поля, удовлетворяющей условию [см. (13)],

$$a \equiv b\,\frac{\Gamma^2 - \gamma_{mn}^2}{\Gamma\gamma_{mn}} = \frac{\gamma_{mn}^2}{\Gamma^2}. \tag{14}$$

Например, в случае соотношения параметров: $\gamma_m = \gamma_n = \gamma_{mn} = \gamma = 10^{-2}\,ku$, $\nu_n = 0$, $\nu_m = 0.9\,\gamma_m$, получим $b \simeq 0.076$, $\Gamma \simeq 2.56\,\gamma$, что дает для безразмерной интенсивности поля, при которой меняется знак коэффициента усиления амплитудной модуляции, значение $\chi = \Gamma^2/\gamma_{mn}^2 - 1 = 5.05$.

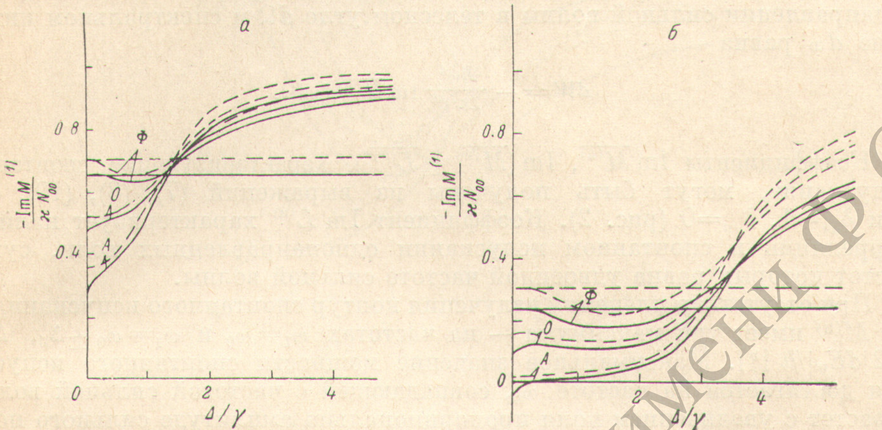

Рис. 1. Контур усиления слабой волны при $\gamma_m = \gamma_n = \gamma_{mn} = \gamma = 10^{-2} ku$, $w_0 = \omega_{mn}$, $\nu = 0.9\,\gamma$. Безразмерная интенсивность сильного поля $\varkappa$: *а* — 1, *б* — 10.

O — $\operatorname{Im} \overline{M^{(1)}}/(\varkappa N_{00})$, A — $\operatorname{Im} (\overline{M^{(1)}} - \overline{L^{(1)*}})/\varkappa N_{00})$, Φ — $\operatorname{Im} (\overline{M^{(1)}} + \overline{L^{(1)*}})/(\varkappa N_{00})$. Штриховыми линиями обозначены соответствующие кривые в отсутствие пленения излучения ($\nu = 0$).

Рассмотрим зависимость коэффициента усиления — $\operatorname{Im}\overline{M^{(1)}}$ от частоты слабой волны (от $\Delta = \omega_1 - \omega_0$) в случае достаточно сильного поля ($\Gamma \gg \gamma_{mn}$). Пусть $\gamma_m = \gamma_n = \gamma_{mn}$, $\nu_m = 0$, $\nu_n = \nu$ либо $\nu_m = \nu$, $\nu_n = 0$. При малых расстройках имеем $\beta = \Gamma$ и из формул (7)—(9), (12) — получим

$$A^{(1)} = \frac{i\varkappa N_0 \nu \sqrt{\pi}\,(2\gamma_{mn} - i\Delta)}{8ku\,(\Gamma_\nu - i\Delta)}; \quad \Gamma_\nu \equiv \gamma_m - \nu + \frac{\Gamma\nu\sqrt{\pi}}{2ku}. \tag{15}$$

Отсюда видно, что модуляционная добавка к коэффициенту усиления ($-\operatorname{Im} A^{(1)}$) отрицательна. Вблизи центра линии при $\Delta \ll \gamma_{mn}$ контур величины ($-\operatorname{Im} A^{(1)}$) является лоренцовым контуром ширины Γ_ν и определяет появление провала в контуре усиления с центром на частоте сильного поля $\omega_1 = \omega_0$. Ширина провала растет с ростом поля (с ростом Γ).

При больших расстройках — вблизи величины штарковского сдвига $\Delta_0 = 2\,|\,dE_0/\hbar\,|$ — знак модуляционного члена $\operatorname{Im} A^{(1)}$ изменяется: при $0 \leqslant \Delta < \Delta_0$ член $A^{(1)}$ уменьшает усиление, при $\Delta > \Delta_0$ увеличивает

$$\frac{\operatorname{Im} A^{(1)}}{\operatorname{Im} \bar{M}_0^{(1)}} \simeq \begin{cases} -\dfrac{\Gamma\nu\sqrt{\pi}}{2ku\gamma}, & \gamma_{mn} \ll \Delta < \Delta_0; \\[2mm] \dfrac{\Gamma}{ku}\,\dfrac{\Gamma\sqrt{\pi}}{4\Delta}\,\dfrac{\nu}{\sqrt{\Delta^2 - \Delta_0^2}}, & \Delta > \Delta_0. \end{cases} \tag{16}$$

Из формулы (16) видно, что при всех расстройках, больших по сравнению с γ_{mn}, относительная величина коэффициента $A^{(1)}$ мала, так что искажение контура усиления незначительно.

Таким образом, пленение приводит к существенному искажению формы контура усиления только в области близких частот сильной и слабой

$\gamma_m > \gamma_{mn} \geqslant (\gamma_m + \gamma_n)/2$, рассчитанное значение коэффициента $-\mathrm{Im}\,(\overline{M_0^{(\text{и})}} + \overline{L_0^{(\text{и})*}})$ оказывается отрицательным. Этот факт говорит о том, что в модели трех релаксационнах констант при малой ширине нижнего уровня нельзя считать произвольным отношение заселенностей уровней N_m/N_n: при $\gamma_m > \gamma_{mn}$ нижний уровень не может заселяться, если одновременно верхний уровень не заселяется.

Изменение формы контура спонтанного испускания вследствие пленения излучения определяется величиной $-\mathrm{Im}\,A^{(\text{и})}$, которая характери-

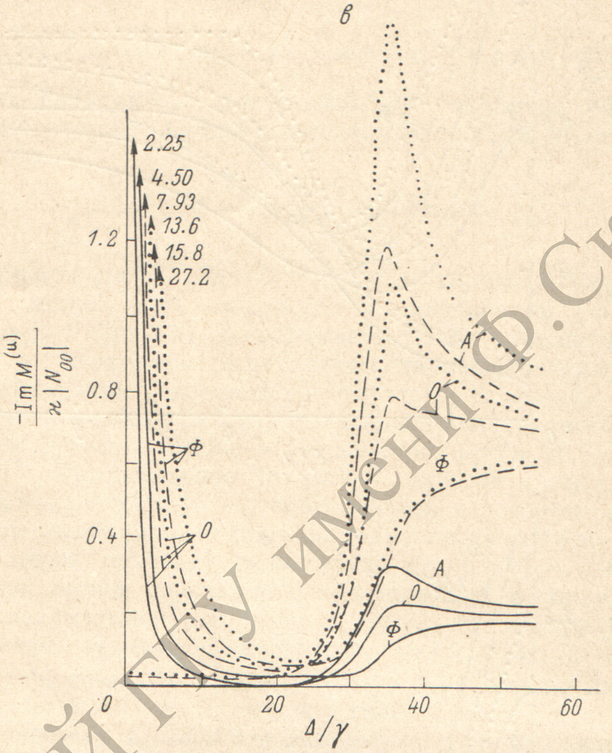

Рис. 2 *(продолжение)*.

зует появление в центре линии резкой структуры ширины Γ_ν [см. (15)]. Значение $A^{(\text{и})}$ в центре линии равно

$$A^{(\text{и})}|_{\Delta=0} = i\varkappa \frac{\gamma_{mn} a}{2\Gamma(1+a)}\left[N_n + \frac{N_0}{2}\left(1+\frac{\gamma_{mn}^2}{\Gamma^2}\right) + N_0 \frac{\zeta_{n0}}{\zeta_{m0}+\zeta_{n0}}\right]. \qquad (19)$$

В случае пленения с одного верхнего уровня ($\nu_m = \nu$, $\nu_n = 0$) величина $-\mathrm{Im}\,A^{(\text{и})}|_{\Delta=0}$ отрицательна, т. е. в центре линии спонтанного испускания существует узкий провал ширины Γ_ν. В сильном поле глубина провала уменьшается с увеличением поля, в слабом поле — растет: при накачке на один верхний уровень ($N_n = 0$) — пропорционально интенсивности поля (a), при накачке на один нижний уровень (поглощающая среда, $N_n = -N_{00}$) — пропорционально квадрату интенсивности [см. (19)].

В случае пленения излучения с одного нижнего уровня ($\nu_m = 0$, $\nu_n = \nu$) нелинейный интерференционный эффект (отличие $\overline{M^{(0)}}$ от нуля [см. (10)], определяющее последнее слагаемое в (19)) изменяет величину $A^{(\text{и})}$. При накачке на один верхний уровень ($N_{n0} = 0$, $N_n = N_0 a$) получаем, что коэффициент $-\mathrm{Im}\,A^{(\text{и})}$ отрицателен, т. е. в центре линии спонтанного испускания имеется провал ширины Γ_ν, глубина которого с увеличением поля в слабых полях растет пропорционально интенсивности поля (a), в сильных — убывает обратно пропорционально напряженности поля (Γ). При накачке на один нижний уровень [$N_n = -N_0 = -N_{00}/(1+a)$] из (19) получим, что коэффициент $-\mathrm{Im}\,A^{(\text{и})}|_{\Delta=0}$ положителен, т. е. в случае поглощающей среды, в которой имеется пленение излучения с нижнего уровня, в центре линии спонтанного испускания имеется узкий пичок ширины Γ_ν. Высота этого пичка при увеличении поля в слабом поле растет пропорционально интенсивности поля (a), а в сильном убывает обратно пропорционально интенсивности ($a\Gamma$).

Авторы благодарят М. П. Чайку за полезные обсуждения.

Литература

[1] А. П. Кольченко, С. Г. Раутиан. ЖЭТФ, *54*, 959, 1968.
[2] А. П. Кольченко, А. А. Пухов, С. Г. Раутиан, А. М. Шалагин. ЖЭТФ, *63*, 1173, 1972.
[3] В. П. Кочанов, С. Г. Раутиан, Э. Г. Сапрыкин, А. М. Шалагин. ЖЭТФ, *70*, 2074, 1976.
[4] Г. Е. Ноткин, С. Г. Раутиан, А. А. Феоктистов. ЖЭТФ, *52*, 1673, 1967.
[5] С. Г. Зейгер. Тез. докл. VIII Всес. конф. по когерентной и нелинейной оптике, Тбилиси, *2*, 185, 1976.
[6] С. Г. Зейгер. Теоретические основы лазерной спектроскопии насыщения. Изд. ЛГУ, Л., 1978.
[7] Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев. ЖЭТФ, *60*, 552, 1971.
[8] Э. Е. Фрадкин. Опт. и спектр., *39*, 1178, 1975.
[9] Ю. М. Голубев. ЖЭТФ, *69*, 875, 1975.

Поступило в Редакцию 6 июля 1978 г.