

ИНТЕНСИВНОСТЬ АНТИСТОКСОВА РАССЕЯНИЯ В ПОЛЕ ШИРОКОПОЛОСНОЙ НАКАЧКИ ПРИ ОТСУТСТВИИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ СВЯЗИ СО СТОКСОВОЙ ВОЛНОЙ

В. И. Одинцов

Определена интенсивность антистоксовых компонент комбинационного рассеяния и рассеяния Мандельштама—Бриллюэна при широкополосном возбуждении в условиях, когда параметрическая связь стоксовых и антистоксовых волн несущественна. Показано, что предельно достижимая интенсивность антистоксова излучения в некогерентном режиме рассеяния намного больше, чем в когерентном. Исследовано влияние возбуждения антистоксовой компоненты на колебания среды.

В ряде задач, например, при анализе населенностей колебательных уровней молекул методом комбинационного рассеяния света (КР) представляет интерес получение максимально интенсивного рассеяния на антистоксовой частоте в отсутствие параметрической связи со стоксовой волной. В настоящей работе проведен расчет интенсивности антистоксовой (АС) компоненты в поле широкополосной накачки, базирующийся на спектральном подходе. Считается, что ширина спектра накачки $\Delta\omega_L$ много больше ширины линии спонтанного рассеяния $\Delta\Omega$. Предположение об отсутствии параметрической связи стоксовых и антистоксовых волн означает, что в случае КР наблюдение АС-компоненты ведется в направлениях, для которых не выполняется известное условие пространственного синхронизма, а также не имеет места возбуждение АС-компоненты, обусловленное захватом фаз [2]. В случае рассеяния Мандельштама—Бриллюэна (РМБ) параметрической связью можно пренебречь, если угол рассеяния θ не слишком мал. Хотя интенсивность стоксовой (S) компоненты рассматривалась ранее в ряде работ [1, 3, 4], для полноты картины она приводится далее наряду с интенсивностью АС-компоненты.

Пусть нелинейная среда имеет вид неограниченного слоя толщиной l , расположенного между двумя плоскостями, перпендикулярными к оси z . Линейно-поляризованное поле накачки в среде представим в виде

$$E_L = e_L \int_0^\infty \epsilon_L(\omega) \exp\{i[\omega t - k(\omega)z]\} d\omega, \text{ где } |e_L| = 1, k(\omega) = \omega n(\omega)/c,$$

$n(\omega)$ — показатель преломления. Поля как АС-, так и S-компонент будем искать в виде

$$E = \int_0^\infty d\omega \int_{-\infty}^\infty d^2\beta \epsilon(\omega, \beta, z) \exp\{i[\omega t - k(\omega, \beta)r]\},$$

где $k(\omega, \beta) = \beta + z_1 k_z(\omega, \beta)$, $\beta \perp z_1$, z_1 — орт оси z , $k_z(\omega, \beta) = \pm \sqrt{k^2(\omega) - \beta^2}$, $|\beta| < k(\omega)$. В рассматриваемом случае отсутствия параметрической связи S- и АС-волн поля с различными β можно рассчитывать независимо друг от друга (при наличии этой связи взаимодействуют S- и АС-волны с противоположными значениями β). Нетрудно показать также, что за исключением очень малых $|k_z|$ поля с $k_z > 0$ и с $k_z < 0$ можно рассматривать независимо друг от друга. В даль-

нейшем знак k_z будем считать фиксированным. Если ограничиться такими β , при которых угол между $\mathbf{k}(\omega, \beta)$ и $\mathbf{e}_L$ не сильно отличается от $\pi/2$, то $\mathcal{E}(\omega, \beta, z)$ приближенно можно искать в виде $\mathcal{E}(\omega, \beta, z) = \mathbf{e}(\omega, \beta) \mathcal{E}(\omega, \beta, z)$, где единичный вектор $\mathbf{e}(\omega, \beta)$ компланарен с векторами $\mathbf{e}_L$ и $\mathbf{k}(\omega, \beta)$, $\mathbf{e}(\omega, \beta) \perp \mathbf{k}(\omega, \beta)$ и $\mathbf{e}(\omega, \beta) \cdot \mathbf{e}_L > 0$.

Для определенности дальнейшее рассмотрение проведем для РМБ. Предположим, что $\Delta\omega_L < 2\bar{\Omega}$, где $\bar{\Omega}$ — сдвиг РМБ для рассматриваемого угла рассеяния. Тогда S - и AS -компоненты будут разделены по спектру. Исключим из рассмотрения малые углы рассеяния, полагая $\theta^2 k \gg \max\left\{g', \frac{\pi}{2l}\right\}$, где g' — коэффициент усиления S -волны в поле широкополосной накачки. При этом условии можно пренебречь параметрической связью S - и AS -волн.

Рассмотрим давление, создаваемое в среде силами электрострикции [5]. Пусть комплексная функция $\tilde{p}^+(t, \mathbf{r})$ описывает давление, создаваемое накачкой и S -волной, а $\tilde{p}^-(t, \mathbf{r})$ — накачкой и AS -волной. Используя разложение $\tilde{p}^\pm(t, \mathbf{r}) = \int_0^\infty \tilde{p}^\pm(\Omega, \mathbf{r}) e^{i\Omega t} d\Omega$, получим $\tilde{p}^\pm(\Omega, \mathbf{r}) = \int \tilde{p}^\pm(\Omega, \beta, \mathbf{r}) d^2\beta$, где

$$\tilde{p}^+(\Omega, \beta, \mathbf{r}) = C(\Omega, \beta) \int_0^\infty \mathcal{E}_L(\omega + \Omega) \mathcal{E}_S^*(\omega, \beta, z) e^{-i\mathbf{q}^{\pm}(\omega, \beta) \cdot \mathbf{r}} d\omega, \quad (1)$$

$$\tilde{p}^-(\Omega, \beta, \mathbf{r}) = C(\Omega, \beta) \int_0^\infty \mathcal{E}_{AS}(\omega, \beta, z) \mathcal{E}_L^*(\omega - \Omega) e^{-i\mathbf{q}^{\pm}(\omega, \beta) \cdot \mathbf{r}} d\omega. \quad (2)$$

Здесь

$$C(\Omega, \beta) = \frac{Ym(\beta)\bar{\Omega}(\beta)}{8\pi i \Delta\Omega(\beta)} \frac{1 - i\rho(\Omega, \beta)}{1 + \rho^2(\Omega, \beta)},$$

Y — постоянная, введенная в [5], $\bar{\Omega}(\beta) = 2\bar{\omega} \frac{\partial}{\partial \beta} \sin \frac{\theta(\beta)}{2}$ — частотный сдвиг РМБ, $\bar{\omega}$ — средняя частота рассеяния, $\theta(\beta)$ — угол между $\mathbf{k}(\bar{\omega}, \beta)$ и $\mathbf{z}_1$, $\bar{v} = \bar{v}[\bar{\Omega}(\beta)]$ — фазовая скорость гиперзвука, $v = c/n$, $\Delta\Omega(\beta)$ — ширина линии теплового РМБ, $m(\beta) = \mathbf{e}_L \cdot \mathbf{e}(\bar{\omega}, \beta)$, $\rho(\Omega, \beta) = 2[\Omega - \bar{\Omega}(\beta)]/\Delta\Omega(\beta)$, $\mathbf{q}^{\pm}(\omega, \beta) = \mp \mathbf{k}(\omega, \beta) \pm \mathbf{k}_L(\omega \pm \Omega)$, $\mathbf{k}_L(\omega) = k(\omega) \mathbf{z}_1$. Перпендикулярная к оси z -составляющая $\mathbf{q}_\perp^{\pm}(\omega, \beta) = \mp \beta$.

Давление, обусловленное тепловыми флуктуациями, представим в виде

$$p_0(t, \mathbf{r}) = \int_0^\infty p_0(\Omega, \mathbf{r}) e^{i\Omega t} d\Omega, \quad p_0(\Omega, \mathbf{r}) = \int_{-\infty}^\infty p_0(\Omega, \mathbf{q}) e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} d^3\mathbf{q}. \quad (3)$$

Проводя вычисление нелинейной поляризации среды, связанной с $\tilde{p}^\pm$, и «спонтанной» поляризации, связанной с p_0 , приходим к уравнению

$$\frac{\partial \mathcal{E}(\omega, \beta, z)}{\partial z} = \pm \frac{cn}{16\pi \cos \theta(\beta)} \int_0^\infty d\Omega \frac{1 \pm i\rho(\Omega, \beta)}{1 + \rho^2(\Omega, \beta)} \mathcal{E}_L(\omega \pm \Omega) \int_0^\infty d\omega' \mathcal{E}(\omega', \beta, z) \mathcal{E}_L^*(\omega' \pm \Omega) e^{\pm i\Delta_{\beta\omega'\omega}^{\pm}} + \\ + \frac{Y\beta_S \bar{\omega} [m(\beta) + 1]}{8icn \cos \theta(\beta)} \int_{-\infty}^\infty dq_z \int_0^\infty d\Omega a(\Omega, \beta, q_z) \mathcal{E}_L(\omega \pm \Omega) e^{\pm i[q_z - q_z^{\pm}(\omega, \beta)]z}, \quad (4)$$

где

$$b(\beta) = \frac{Y^2 \beta_S \bar{\omega} \bar{\Omega}(\beta) \chi(\beta)}{2\Delta\Omega(\beta) n^2 c^2}, \quad \chi(\beta) = \frac{m(\beta)}{2} [m(\beta) + 1],$$

β_S — сжимаемость среды [5], $\Delta_{\beta\omega'\omega}^{\pm} = q_z^{\pm}(\omega', \beta) - q_z^{\pm}(\omega, \beta)$. Здесь и далее верхние знаки берутся для S -, нижние — для AS -компоненты. Для S -компоненты $a(\Omega, \beta, q_z) = p_0^*(\Omega, -\beta, q_z)$, для AS -компоненты $a(\Omega, \beta, q_z) = p_0(\Omega, \beta, q_z)$, где $p_0(\Omega, \pm\beta, q_z) = p_0(\Omega, \mathbf{q})$ при $\mathbf{q} = \pm\beta + \mathbf{z}_1 q_z$. Волновая расстройка выражается в виде

$$\Delta_{\beta\omega'\omega}^{\pm} = \pm(\omega' - \omega) \left[\frac{1}{u_L} - \frac{1}{u \cos \theta(\beta)} \right],$$

где u_L — групповая скорость накачки, u — групповая скорость S - или AS -компоненты. Максимальная расстройка равна

$$\Delta\beta_{\max} = \Delta\omega_L \left| \frac{1}{u_L} - \frac{1}{u \cos \theta(\beta)} \right|.$$

Выделяя в интеграле по ω' значение $\omega' = \omega$, можно выделить в правой части (4) непараметрический член [7].

Далее для определенности будем считать, что возбуждающее излучение представляет собой стационарный гауссов случайный процесс, хотя те же результаты получаются, если оно состоит из несфазированных мод.¹ Решение (4) осуществляется путем введения парциальных полей $\mathcal{E}_{\Omega q_z}(\omega, \beta, z)$ и учета корреляции их спектров со спектром накачки

$$\mathcal{E}(\omega, \beta, z) = \int_0^\infty d\Omega \int_{-\infty}^\infty dq_z \mathcal{E}_{\Omega q_z}(\omega, \beta, z), \quad \mathcal{E}_{\Omega q_z}(\omega, \beta, z) = f_{\Omega q_z}(\omega, \beta, z) \mathcal{E}_L(\omega \pm \Omega),$$

где $f_{\Omega q_z}(\omega, \beta, z)$ непрерывна по ω [4, 6, 8].

Рассмотрим случай малой расстройки $\Delta\beta_{\max} \ll \pi/2L$ (когерентный режим рассеяния [1]). В нулевом приближении [4, 6, 7], полагая $f_{\Omega q_z}(\omega, \beta, z) = a(\Omega, \beta, q_z) \times \times \psi_{\Omega q_z}(\omega, \beta, z)$, где $\psi_{\Omega q_z}(\omega, \beta, z)$ непрерывна не только по ω , но и по Ω, β, q_z , получаем из уравнения (4) после выделения в нем непараметрического члена

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi_{\Omega q_z}(\omega, \beta, z)}{\partial z} = & \pm \psi_{\Omega q_z}(\omega, \beta, z) \frac{b(\beta) I_L}{2 \cos \theta(\beta)} \int_0^\infty \frac{1 \pm i\rho(\Omega, \beta)}{1 + \rho^2(\Omega, \beta)} \eta_L(\omega \pm \Omega) d\Omega \pm \\ & \pm \frac{b(\beta) I_L}{2 \cos \theta(\beta)} \frac{1 \pm i\rho(\Omega, \beta)}{1 + \rho^2(\Omega, \beta)} \int_0^\infty d\omega' \eta_L(\omega' \pm \Omega) \psi_{\Omega q_z}(\omega', \beta, z) e^{\pm i\Delta\beta_{\omega'\omega}^{\Omega\pm} z} + \\ & + \frac{Y\beta_S \bar{\omega} [m(\beta) + 1]}{8icn \cos \theta(\beta)} e^{\pm i[q_z - q_z^{\Omega\pm}(\omega, \beta)]z}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $\eta_L(\omega) = J_L(\omega)/I_L$, J_L — спектральная плотность интенсивности накачки,

I_L — средняя интенсивность, $I_L = \int_0^\infty J_L(\omega) d\omega$, знак $\oint$ означает, что из области

интегрирования исключена бесконечно малая окрестность точки $\omega' = \omega$. Уравнение, получаемое в нулевом приближении без предварительного выделения в (4) непараметрического члена, отличается от (5) отсутствием первого члена в правой части и заменой во втором члене $\oint \rightarrow \int$. Оно учитывает только параметрическое взаимодействие, поскольку член непараметрического взаимодействия, не будучи предварительно выделен в (4), автоматически отбрасывается при переходе к нулевому приближению. Ниже мы увидим, что этот член несмотря на свою малость ($\sim \Delta\Omega/\Delta\omega_L$ от параметрического члена) играет важную роль в стабилизации интенсивности AS -компоненты. Граничное условие имеет вид $\psi_{\Omega q_z}(\omega, \beta, z_0) = 0$, где в зависимости от направления рассеяния точка z_0 соответствует левой или правой границе слоя. В рассматриваемом случае малой расстройки, выбирая начало отсчета $z = 0$ в пределах слоя, можно положить

$$\exp(\pm i\Delta\beta_{\omega'\omega}^{\Omega\pm} z) \approx 1, \quad q_z^{\Omega\pm}(\omega, \beta) \approx q_z^{\Omega\pm}(\beta),$$

где

$$q_z^{\Omega\pm}(\beta) = \int_0^\infty q_z^{\Omega\pm}(\omega, \beta) \eta_L(\omega \pm \Omega) d\omega.$$

¹ Фазировка мод допустима, если расстояние между ними много больше $\Delta\Omega$. Теория распространяется и на случай монохроматической накачки $\mathcal{E}_L(\omega) = E_L \delta(\omega - \omega_L^0)$ [8].

Спектральная плотность интенсивности суммарного поля волн со значениями β , лежащими в некоторой области (β), может быть представлена в виде [4]

$$J^{(\beta)}(\omega, z) = \int_{(\beta)} J(\omega, \beta, z) d^2\beta,$$

где

$$J(\omega, \beta, z) = I_L \int_0^\infty d\Omega \eta_L(\omega \pm \Omega) \int_{-\infty}^\infty dq_z S_0(\Omega, \mp\beta, q_z) |\psi_{\Omega q_z}(\omega, \beta, z)|^2.$$

Здесь $S_0(\Omega, \mp\beta, q_z) = S_0(\Omega, \mathbf{q})$ при $\mathbf{q} = \mp\beta + z_1 q_z$, а функция $S_0(\Omega, \mathbf{q})$ определяется соотношением

$$S_0(\Omega, \mathbf{q}) \delta(\Omega - \Omega') \delta(\mathbf{q} - \mathbf{q}') = \overline{\rho_0(\Omega, \mathbf{q}) \rho_0^*(\Omega', \mathbf{q}')},$$

в котором усреднение проводится по ансамблю реализаций $\rho_0(t, \mathbf{r})$. Рассматривая возбуждение $\rho_0(t, \mathbf{r})$ под действием случайных флуктуационных сил, можно получить

$$S_0(\Omega, \mathbf{q}) = \frac{k_B T \Delta\Omega_0}{8\pi^4 \beta_S} \frac{1}{(\Omega - \Omega_0)^2 + \left(\frac{\Delta\Omega_0}{2}\right)^2}, \quad (6)$$

где k_B — постоянная Больцмана, $\Omega_0 = \hat{v}|\mathbf{q}|$, $\Delta\Omega_0 = \Delta\Omega(\Omega_0)$.

Спектральная плотность яркости в направлении единичного вектора $\mathbf{k}_1$ связана с $J(\omega, \beta, z)$ соотношением

$$\mathcal{B}(\omega, \mathbf{k}_1, z) = k^2(\omega) |\cos \theta(\mathbf{k}_1)| J[\omega, k(\omega) \mathbf{k}_{1\perp}, z],$$

где $\theta(\mathbf{k}_1)$ — угол между $\mathbf{k}_1$ и z_1 , $\mathbf{k}_{1\perp}$ — перпендикулярная к оси z составляющая $\mathbf{k}_1$.

Решение (5) без учета непараметрического члена приводит к следующему выражению для спектральной плотности яркости:

$$\mathcal{B}(\omega, \mathbf{k}_1, z) = \pm A \int_0^\infty \eta_L(\omega \pm \Omega) \left(e^{\pm \frac{G}{1+\rho^2}} - 1 \right) d\Omega, \quad (7)$$

где

$$A = \frac{k_B T \bar{\omega}}{2\pi \bar{\lambda}^2 \bar{\Omega}(\mathbf{k}_1)}, \quad \bar{\lambda} = \frac{2\pi}{k(\bar{\omega})}, \quad G = \frac{b(\mathbf{k}_1) I_L(z - z_0)}{\cos \theta(\mathbf{k}_1)} > 0,$$

$$\rho = \rho(\Omega, \mathbf{k}_1) = \rho(\Omega, \beta), \quad \bar{\Omega}(\mathbf{k}_1) = \bar{\Omega}(\beta), \quad b(\mathbf{k}_1) = b(\beta) \text{ при } \beta = k(\omega) \mathbf{k}_{1\perp}.$$

При $\eta_L(\omega) = \delta(\omega - \omega_L^0)$ (7) дает известное выражение для яркости рассеяния в случае монохроматической накачки [9]. При возрастании G $\mathcal{B}_{AS}$ стремится к предельному значению, равному A . Ширина спектра AS -компоненты увеличивается с ростом G и может значительно превышать $\Delta\Omega$.

При широкополосной накачке AS - и S -компоненты повторяют достаточно крупные детали спектрального распределения накачки. Интегральная яркость

$B(\mathbf{k}_1, z) = \int_0^\infty \mathcal{B}(\omega, \mathbf{k}_1, z) d\omega$ оказывается равна интегральной яркости при монохроматической накачке.

Решение (5) с учетом непараметрического члена может быть легко найдено лишь при прямоугольной форме спектра накачки. В этом случае

$$\mathcal{B}(\omega, \mathbf{k}_1, z) = \pm A \int_0^\infty \eta_L(\omega \pm \Omega) \frac{e^{\pm G \left(\mu + \frac{1}{1+\rho^2} \right)} - 1}{1 + \mu(1 + \rho^2)} d\Omega, \quad (8)$$

$$\text{где } \mu = \frac{\pi}{2} \frac{\Delta\Omega}{\Delta\omega_L}.$$

При $\exp(-\mu G) \ll 1$ $\mathcal{B}_{AS}$ приближается к предельному значению $A\sqrt{\mu}$. Таким образом, непараметрическое взаимодействие приводит к стабилизации

яркости AS -компоненты при достаточно больших значениях G . Предельное значение B_{AS} равно $A\sqrt{\mu} \Delta\omega_L$. При $G \ll 1/\mu$ выражения (7) и (8) дают совпадающие результаты.

Рассмотрим теперь некогерентный режим рассеяния [1], возникающий при $\Delta\beta_{\max} \gg \pi/2l$ и $\Delta\beta_{\max} \gg g(\beta)$, где $g(\beta) = b(\beta) I_L / |\cos \theta(\beta)|$ совпадает с коэффициентом усиления S -компоненты в поле монохроматической накачки. Здесь можно пренебречь параметрическим взаимодействием, вследствие чего уравнение для $\phi_{\Omega q_z}$ отличается от (5) отсутствием второго члена в правой части. Для яркости рассеяния найдем

$$\mathcal{B}(\omega, \mathbf{k}_1, z) = \pm A (e^{\pm i\mu(\omega)G} - 1), \quad (9)$$

где

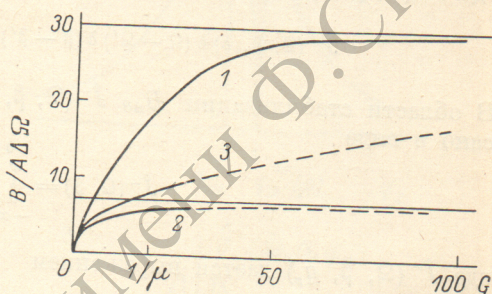
$$\mu(\omega) = \int_0^\infty \frac{\eta_L(\omega \pm \Omega)}{1 + \rho^2(\Omega, \mathbf{k}_1)} d\Omega.$$

При $\exp[-\mu(\omega)G] \ll 1$ $\mathcal{B}_{AS}(\omega, \mathbf{k}_1, z)$ приближается к предельному значению, равному A . Таким образом, предельная интенсивность AS -компоненты в некогерентном режиме рассеяния оказывается намного больше, чем в когерентном.

На рис. 1 представлена зависимость интегральной яркости B_{AS} от G при

Рис. 1. Интегральная яркость антистоксовой компоненты.

1, 2 — широкополосная накачка, $\Delta\omega_L/\Delta\Omega = 30$, некогерентный (1) и когерентный (2) режимы рассеяния, 3 — монохроматическая накачка.



монохроматической и широкополосной накачке с прямоугольной формой спектра. Горизонтальные линии указывают предельную яркость при когерентном и некогерентном режимах рассеяния. В случае когерентного режима, как и при монохроматической накачке, интенсивность S -компоненты при $G \geq 20-30$ настолько велика, что в реальных условиях происходит истощение накачки. Поэтому кривые 2, 3 в области больших G даны штриховыми линиями. В случае некогерентного режима истощение накачки, согласно (9), может произойти лишь при очень больших значениях G , когда $\mu G \geq 20-30$ (предполагается, что режим рассеяния является некогерентным при любых направлениях $\mathbf{k}_1$, для которых усиление достаточно велико). В то же время $\mathcal{B}_{AS}$ приближается к предельному значению уже при $\mu G \geq 2$.

Рассмотрим, как влияет возбуждение AS -компоненты на колебания среды. Спектр широкополосной накачки примем прямоугольным. Ограничимся областью значений z , в которой имеет место стабилизация $\mathcal{B}_{AS}$. Используя (2), можно показать, что в этой области $\tilde{p}^-(\Omega, \beta, \mathbf{r})$ есть суперпозиция статистически независимых плоских волн с постоянными амплитудами и отрицательными проекциями волновых векторов на ось z $\tilde{p}^-(\Omega, \beta, \mathbf{r}) = \int_{-\infty}^0 \tilde{p}^-(\Omega, \beta, q_z, \mathbf{r}) dq_z$, где зависимость $\tilde{p}^-(\Omega, \beta, q_z, \mathbf{r})$ от $\mathbf{r}$ дается множителем $\exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r})$, $\mathbf{q} = \beta + z_1 q_z$, $q_z < 0$. Напротив, давление $\tilde{p}^+(\Omega, \beta, \mathbf{r})$, создаваемое накачкой и S -компонентой, на основании (1) есть сумма волн с $q_z > 0$. Используя (3), запишем $p_0(\Omega, \mathbf{r}) = p_0^+(\Omega, \mathbf{r}) + p_0^-(\Omega, \mathbf{r})$, где p_0^+ и p_0^- определяются интегрированием соответственно по положительным и отрицательным q_z .

Представим

$$p_0^-(\Omega, \mathbf{r}) = \int p_0^-(\Omega, \beta, \mathbf{r}) d^2\beta, \quad p_0^-(\Omega, \beta, \mathbf{r}) = \int_{-\infty}^0 p_0^-(\Omega, \beta, q_z, \mathbf{r}) dq_z,$$

где

$$p_0^-(\Omega, \beta, q_z, \mathbf{r}) = p_0^-(\Omega, \beta, q_z) \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}).$$

Знак «—» у $p_0^-(\Omega, \beta, q_z, \mathbf{r})$ и $p_0^-(\Omega, \beta, q_z)$ указывает, что $q_z < 0$. Для результирующей обратной волны $p^- = p_0^- + \tilde{p}^-$ имеем

$$p^-(\Omega, \mathbf{r}) = p_0^-(\Omega, \mathbf{r}) + \tilde{p}^-(\Omega, \mathbf{r}), \quad p^-(\Omega, \mathbf{r}) = \int p^-(\Omega, \beta, \mathbf{r}) d^2\beta, \quad p^-(\Omega, \beta, \mathbf{r}) = p_0^-(\Omega, \beta, \mathbf{r}) + \tilde{p}^-(\Omega, \beta, \mathbf{r}),$$

$$p^-(\Omega, \beta, \mathbf{r}) = \int_{-\infty}^0 p^-(\Omega, \beta, q_z, \mathbf{r}) dq_z, \quad p^-(\Omega, \beta, q_z, \mathbf{r}) = p_0^-(\Omega, \beta, q_z, \mathbf{r}) + \tilde{p}^-(\Omega, \beta, q_z, \mathbf{r}).$$

Спектральная плотность интенсивности волны p^- дается выражением

$$\hat{f}^-(\Omega, z) \delta(\Omega - \Omega') = \frac{1}{2\rho_0\bar{\rho}} \overline{p^-(\Omega, \mathbf{r}) p^{-*}(\Omega', \mathbf{r})},$$

где ρ_0 — плотность среды, а усреднение проводится по ансамблям реализаций $p_0(t, \mathbf{r})$ и E_L . Нетрудно показать, что

$$\hat{f}^-(\Omega, z) = \int \hat{f}^-(\Omega, \beta, z) d^2\beta,$$

где $\hat{f}^-(\Omega, \beta, z)$ определяется соотношением

$$\hat{f}^-(\Omega, \beta, z) \delta(\Omega - \Omega') \delta(\beta - \beta') = \frac{1}{2\rho_0\bar{\rho}} \overline{p^-(\Omega, \beta, \mathbf{r}) p^{-*}(\Omega', \beta', \mathbf{r})}.$$

В области стабилизации B_{AS} $\hat{f}^-(\Omega, \beta, z)$ не зависит от z и может быть записано в виде

$$\hat{f}^-(\Omega, \beta) = \int_{-\infty}^0 \hat{f}^-(\Omega, \beta, q_z) dq_z,$$

где $\hat{f}^-(\Omega, \beta, q_z)$ дается выражением

$$\hat{f}^-(\Omega, \beta, q_z) \delta(\Omega - \Omega') \delta(\beta - \beta') \delta(q_z - q'_z) = \frac{1}{2\rho_0\bar{\rho}} \overline{p^-(\Omega, \beta, q_z, \mathbf{r}) p^{-*}(\Omega', \beta', q'_z, \mathbf{r})}.$$

В случае монохроматической накачки, считая, что $\mathcal{B}_{AS}$ на частоте $\omega_L^0 + \Omega$ достигает предельного значения, получаем

$$\hat{f}^-(\Omega, \beta, q_z) = \frac{\xi^2}{1 + [\rho(\Omega, \beta) + \xi]^2} \hat{f}_0^-(\Omega, \beta, q_z), \quad (10)$$

где

$$\xi = \frac{2\Delta}{g(\Omega, \beta)}, \quad \Delta = q_z - q_z^{\omega}(\beta), \quad q_z^{\omega}(\beta) = k_z(\omega_L^0 + \Omega, \beta) - k(\omega_L^0),$$

$\hat{f}_0^-(\Omega, \beta, q_z) = \frac{1}{2\rho_0\bar{\rho}} S_0^-(\Omega, \beta, q_z)$ — интенсивность волны $p_0^-(\Omega, \beta, q_z, \mathbf{r})$, $S_0^-(\Omega, \beta, q_z)$ дается (6) при $\mathbf{q} = \beta + z_1 q_z$, $q_z < 0$,

$$g(\Omega, \beta) = \frac{b(\beta) I_L}{\cos \theta(\beta)} \frac{1}{1 + \rho^2(\Omega, \beta)}.$$

Соотношение (10) с хорошей точностью имеет место и при широкополосной накачке в случае когерентного режима рассеяния, если $|\rho| \ll 1/\sqrt{\mu}$.

На рис. 2, а — в представлена зависимость $\hat{f}^-(\Omega, \beta, q_z)$ от q_z , построенная с помощью (6), (10) для рассеяния назад. Кривые $\hat{f}_0^-$ там, где они не совпадают с $\hat{f}^-$, даны штриховыми линиями. Максимумы $\hat{f}_0^-$ расположены в точках

$$q_z = q_{0z} = -\sqrt{\left(\frac{\Omega}{\bar{\rho}}\right)^2 - \beta^2}.$$

Величина коэффициента усиления $g(\beta) = |g[\bar{\Omega}(\beta), \beta]|$, использованная при построении кривых, указана на рис. 2, а. Из (10) следует, что при $|\rho| < 1$ $\hat{f}^-(\Omega, \beta) < \hat{f}_0^-(\Omega, \beta)$. Таким образом, и в области стабилизации, где энергообмен между AS -полем и средой в среднем отсутствует, распространение

AS-излучения сопровождается уменьшением колебаний среды на частотах Ω вблизи $\bar{\Omega}(\beta)$, которое происходит за счет пространственных гармоник с проекциями q_z , лежащими вблизи значения $q_z^{\bar{\Omega}}(\beta)$, соответствующего условию Брегга (рис. 2, а, б).

В случае некогерентного режима рассеяния, беря для простоты $\Omega = \bar{\Omega}(\beta)$, найдем

$$\hat{f}^-(\Omega, \beta, q_z) = \hat{f}_0^-(\Omega, \beta, q_z) \left\{ 1 - \frac{g(\bar{\Omega}, \beta)}{\gamma \Delta \omega_L} \left[\arctg \frac{2\gamma(\omega_{L2} - \bar{\omega})}{\mu g(\bar{\Omega}, \beta)} + \arctg \frac{2\gamma(\bar{\omega} - \omega_{L1})}{\mu g(\bar{\Omega}, \beta)} \right] \right\},$$

где $\bar{\Omega} = \bar{\Omega}(\beta)$, ω_{L1} и ω_{L2} — частоты, определяющие положение спектра накачки, $\gamma = \frac{1}{u} \left[1 - \frac{1}{\cos \theta(\beta)} \right]$, $\bar{\omega}$ определяется условием $q_z^{\bar{\Omega}}(\bar{\omega}, \beta) = q_z$. Здесь уменьшение

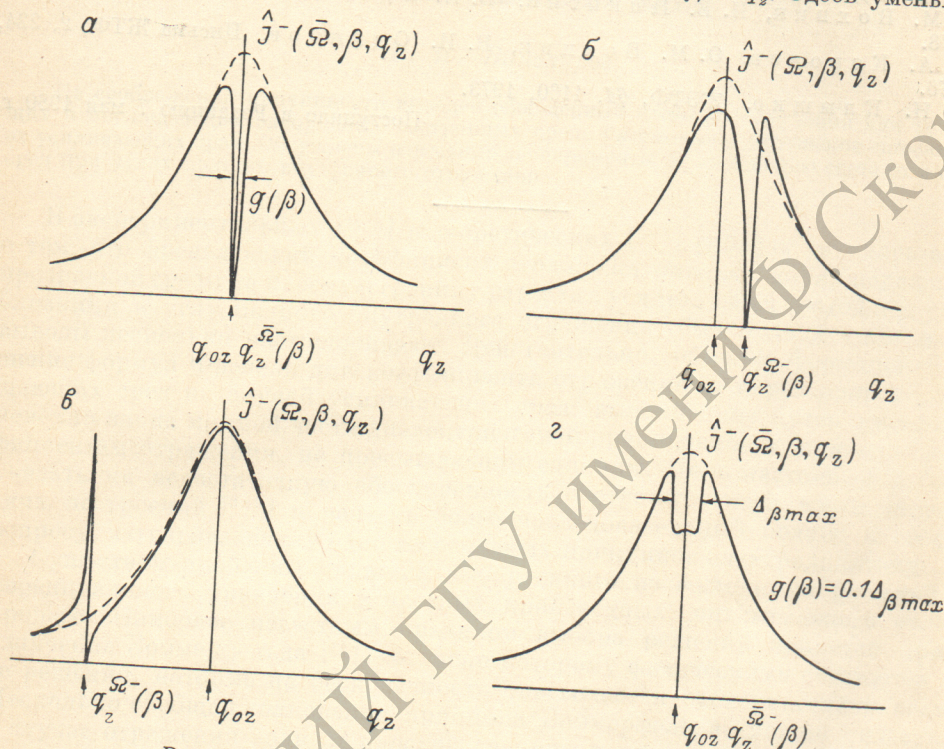


Рис. 2. Влияние AS-компоненты на колебания среды.

а—в — монохроматическая и широкополосная накачка, когерентный режим, $\rho=0$ (а), 0.5 (б), —2 (в); г — широкополосная накачка, некогерентный режим, $\rho=0$.

колебаний среды происходит за счет пространственных гармоник с проекциями q_z , лежащими в полосе шириной $\Delta \beta_{max}$ (рис. 2, г, рассеяние назад).

В случае КР на полностью симметричных молекулярных колебаниях яркость рассеянного излучения также дается формулами (7)–(9), в которых

$$A_S^- = \frac{N_1}{N_1 - N_2} \frac{\hbar \bar{\omega}_S}{2\pi \bar{\lambda}_S^2}, \quad A_{AS} = \frac{N_2}{N_1 - N_2} \frac{\hbar \bar{\omega}_{AS}}{2\pi \bar{\lambda}_{AS}^2}.$$

N_1, N_2 — концентрации молекул на нижнем и верхнем колебательных уровнях, $\rho = \rho(\Omega) = 2(\Omega - \bar{\Omega})/\Delta \Omega$, $\bar{\Omega}$ — резонансная частота молекулярных колебаний,

$$G = \frac{b I_L(z - z_0)}{\cos \theta(k_1)} \chi(k_1), \quad b = \frac{4 \bar{\lambda}^2}{\hbar \bar{\omega}_L \Delta \Omega} (N_1 - N_2) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\parallel,$$

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\parallel$ — дифференциальное сечение КР при $\mathbf{e} \parallel \mathbf{e}_L$, $d\Omega$ — элемент телесного угла, $\chi(k_1) = \chi(\beta)$ при $\beta = k(\bar{\omega}) k_{1\perp}$. Яркость КР в некогерентном режиме (9) согласуется с квантовым расчетом на основе формулы Плачека для вероятности рассеяния, в котором параметрическое взаимодействие не учитывается. Ввиду

идентичности формул кривые яркости на рис. 1 справедливы и в случае КР. Следовательно, и при КР наибольшая яркость AS -излучения может быть получена при широкополосном возбуждении в некогерентном режиме.

Литература

- [1] С. А. Ахманов. Изв. вузов СССР, Радиофизика, № 17, 541, 1974.
- [2] В. С. Бутылкин, Г. В. Венкин, В. П. Протасов, Н. Д. Смирнов, Ю. Г. Хронополо, М. Ф. Шаляев. Письма ЖЭТФ, 17, 400, 1973.
- [3] Ф. А. Королев, З. А. Баскакова, В. И. Одинцов. Опт. и спектр., 39, 302, 1975.
- [4] В. И. Одинцов. Опт. и спектр., 50, 374, 1981.
- [5] В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский. УФН, 98, 441, 1969.
- [6] В. И. Одинцов. Опт. и спектр., 43, 747, 1977.
- [7] О. М. Вохник, И. В. Никитин, В. И. Одинцов. Опт. и спектр., 45, 88, 1978.
- [8] Ф. А. Королев, О. М. Вохник, В. И. Одинцов. Письма ЖТФ, 2, 224, 1976.
- [9] Д. Н. Клышко. ЖЭТФ, 64, 1160, 1973.

Поступило в Редакцию 7 мая 1980 г.