Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 6 — 1973

УДК 621.378.001

В. И. ЕМЕЛЬЯНОВ

К ТЕОРИИ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА ПОЛЯРИТОНАХ

На основе флуктуационно-диссипационного подхода рассмотрено стационарное комбинационное рассеяние света на поперечных поляритонах (ВКРП) во всей области волновых векторов и частот поляритонов, включая фононный резонанс. В эффективном уравнении для медленной амплитуды стоксовой волны кроме линейного (равновесного) источника флуктуаций поляризации среды учтен также нелинейный (неравновесный) источник, определяющий ВКРП вблизи резонанса. Общая формула для выходной мощности подробно рассмотрена в резонансной области. Показано, что полученные выражения описывают последовательный переход от ВКРП к ВКР на поперечных оптических фононах.

В предыдущей работе [1] было рассмотрено спонтанное рассеяние на поперечных поляритонах (СРП) во всей области поляритонных частот ω_2, включая фононный резонанс (ω_i). Настоящая работа является продолжением [1] и посвящена рассмотрению вынужденного рассеяния на поперечных поляритонах (ВКРП).

Стационарная теория ВКРП для ограниченной области частот развивалась в ряде работ (см. [2] и приведенную там литературу).

Основной задачей теории ВКРП является вычисление частотно-углового распределения мощности света на выходе из усиливающей среды. Этот расчет был приведен в работе [2] при условии, что ω_2 далека от ω_i.

Отдельно исследован также резонансный случай $\omega_2=\omega_i$ при больших значениях волнового вектора поляритона — $\vec{K}_2$ (ВКР на поперечных оптических фонотонах (ВКРП) [3, 4]). Вместе с тем отсутствует общее рассмотрение ВКРП, справедливое во всей области ω_2, $\vec{K}_2$.

Для решения этой задачи требуется определение квантовых источников флуктуаций поляризации среды. В роли их выступают прежде всего источники флуктуации линейной поляризации. Они определяют ВКРП вдали от фононного резонанса. Такие источники использовались в работе [2].

Кроме того, при действии на нецентросимметрическую среду среднего поля накачки в ней возникают дополнительные (неравновесно-нелинейные) источники. Именно эти дополнительные источники определяют ВКРП в окрестности резонанса. В частности, как показано в [1], вклад от нелинейного источника флуктуаций поляризации в уравнение для стоксовой волны описывает последовательный переход от СР на поляритонах к СР на поперечных оптических фононах.

В § 1 настоящей работы результаты [1] используются для определения эффективного источника флуктуаций в эффективном уравнении для Фурье-амплитуды стоксовой волны.

Полученное эффективное уравнение описывает ВКРП по всей области ω_2, $\vec{K}_2$, включая резонанс. Его решение проведено в § 2. В результате получена формула, определяющая частотно-угловое распределение мощности света во всей области ω_2, $\vec{K}_2$.

В ходе расчета получено также общее выражение для коэффициента усиления. Для нерезонансной и резонансной области из него следуют результаты [2]. Все рассмотренное проведено в предположении прозрачности среды на частотах стоксовой волны—ω_1 и накачки—ω_3. Накачка аппроксимируется линейно-поляризованной монохроматической волной.

§ 1. Уравнение для Фурье-амплитуды стоксовой волны. Эффективный источник флуктуации

Будем предполагать, что усиливающая (нецентросимметрическая) среда конечна по оси X (простирается от $x=0$ до $x=l$) и бесконечна по осям $У$ и Z. Вдоль оси X распространяется волна накачки

$$\vec{E}_3(\vec{r}, t) = \vec{e}_3 E_3 e^{-i\omega_3 t + ik_3 x} + \text{к. с.} \tag{1}$$

Для отрицательночастотного оператора стоксова поля $E_1^+(r, t)$ и положительночастотного оператора поляритонного поля $\vec{E}_2(\vec{r}, t)$ используем следующие представления:

$$\vec{E}_1^+(\vec{r}, t) = \int\limits_0^\infty \frac{d\omega_1}{2\pi} \int \frac{d\vec{k}_{1T}}{(2\pi)^2} \vec{e}_1 E_1^+(-\omega_1, -\vec{k}_{1T}, x)\, e^{i(\omega_1 t - \vec{k}_{1T}\vec{r}_T) - ik_{1x}x},$$

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = \int\limits_0^\infty \frac{d\omega_2}{2\pi} \int \frac{d\vec{k}_{2T}}{(2\pi)^2} \vec{e}_2 E_2(\omega_2, \vec{k}_{2T}, x)\, e^{i(\omega_2 t - \vec{k}_{2T}\vec{r}_T) + ik_{2x}x}. \tag{2}$$

Здесь

$$k_{2x} = k_3 - k_{1x}, \quad \vec{k}_T = \{k_y; k_z\}, \quad \vec{r}_T = \{y, z\}. \tag{3}$$

Уравнения для $\vec{E}_1^+(\vec{r}, t)$ и $\vec{E}_2(\vec{r}, t)$ имеют вид

$$\frac{\partial^2 \hat{\varepsilon} \vec{E}_1^+(\vec{r}, t)}{\partial t^2} - c^2 \Delta \vec{E}_1^+ = -4\pi \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\vec{P}_1^{(\text{нл. инд.})} + \vec{P}_1^{(\text{нл. ист.})}), \tag{4}$$

$$\frac{\partial^2 \hat{\varepsilon}}{\partial t^2} \vec{E}_2(r, t) - c^2 \Delta \vec{E}_2(r, t) = -4\pi \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\vec{P}_2^{(\text{нл. инд.})} + \vec{P}_2^{(\text{ист.})}). \tag{5}$$

При определении правых частей (4) и (5) были использованы результаты работы [1]. Индуцированные части нелинейной поляризации —$P_{1,2}^{(\text{нл.инд.})}$ содержат квадратичный и кубический вклады

$$P_1^{(\text{нл. инд.})}(-\omega_1, -\vec{k}_{1T}, x) = \chi E_3^* E_2(\omega_2, -\vec{k}_{1T}, x) + \gamma_1 |E_3|^2 E_1^+(-\omega_1, -\vec{k}_{1T}, x),$$
$$P_2^{(\text{нл. инд.})}(\omega_2, -\vec{k}_{1T}, x) = \chi E_3 E_1^+(-\omega_1, -\vec{k}_{1T}, x). \tag{6}$$

Здесь

$$\omega_2=\omega_3-\omega_1,\ \vec{k}_{2T}=-\vec{k}_{1T},\ \chi=\chi_{\alpha\beta\gamma}(\omega_2,-\omega_3)\,e_{1\alpha}e_{2\beta}e_{3\gamma},$$

$$\chi_{\alpha\beta\gamma}(\omega_2,-\omega_3)=\chi_{\beta\alpha\gamma}(-\omega_1,\omega_3),$$

$$\gamma_1=\gamma_{\alpha\beta\gamma\sigma}(-\omega_1,\omega_3,-\omega_3)\,e_{1\alpha}e_{1\beta}e_{3\gamma}e_{3\sigma},$$

$\chi_{\alpha\beta\gamma}$, $\gamma_{\alpha\beta\gamma\sigma}$ — соответственно тензоры квадратичной и кубической поляризуемости, $\vec{e}_1$, $\vec{e}_2$, $\vec{e}_3$ — единичные векторы вдоль $\vec{E}_1$, $\vec{E}_2$, $\vec{E}_3$.

В выражении $P_2^{(\text{нл.инд.})}$ мы пренебрегли вкладом от кубической восприимчивости — $\gamma_2|E_3|^2E_2$. Учет этого члена дает пренебрежимо малую поправку[1]. Вклад от источника флуктуаций в нелинейную поляризацию в (4) имеет вид (см. [1]):

$$P_1^{(\text{нл. инд.})}(-\omega_1,-\vec{k}_{1T},x)=\frac{4\pi\chi''E_3^*}{\varepsilon_2''}P^{(\text{ист.})}(\omega_2,-\vec{k}_{1T},x), \tag{7}$$

где $\varepsilon_2''=\varepsilon''(\omega_2)$ — мнимая часть диэлектрической проницаемости $P^{(\text{ист.})}$ — источник флуктуаций поляризации среды.

Поскольку среда предполагается прозрачной на ω_1, мы пренебрегли в (4) источником $P_1^{(\text{ист.})}$ а в (3) — вкладом от $P_2^{(\text{нл.ист.})}$.

Используя (2) и (3), (6) и (7), из (4) и (5), пренебрегая

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}E_1^+(-\omega_1,-\vec{k}_{1T},x),\ \frac{\partial^2}{\partial x^2}E_2(\omega_2,-\vec{k}_{1T},x),$$

получаем

$$\left(\frac{\partial}{\partial x}+\lambda_1\right)E_1^+(-\omega_1,-\vec{k}_{1T},x)-\alpha_1E_2=F_1^{(\text{ист.})},$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x}+\lambda_2\right)E_2(\omega_2,-\vec{k}_{1T},x)-\alpha_2E_1^+=F_2^{(\text{ист.})}, \tag{8}$$

где

$$\lambda_1=-\frac{2\pi\omega_1^2|E_3|^2}{k_{1x}c^2}\gamma_1'',\quad \alpha_1=-\frac{i2\pi\omega_1^2}{k_{1x}c^2}\chi E_3^*,$$

$$F_1^{(\text{ист.})}=-\frac{8\pi^2\omega_1^2\chi''E_3^*}{k_{1x}c^2\varepsilon_2''}P^{(\text{ист.})}(\omega_2,-\vec{k}_{1T},x),$$

$$\lambda_2=\frac{i(k_2^2c^2-\omega_2^2\varepsilon_2)}{2k_{2x}c^2},\quad \alpha_2=\frac{i2\pi\omega_2^2\chi E_3}{k_{2x}c^2},$$

$$F_2^{(\text{ист.})}=\frac{i2\pi\omega_2^2}{k_{2x}c^2}P^{(\text{ист.})}(\omega_2,-\vec{k}_{1T},x).$$

Вдали от резонанса левые части (8) соответствуют обычной системе укороченных уравнений для Фурье-амплитуд [2]. Уравнения (8) содержат в себе описание также и резонансного случая. В окрестности резонанса E_2 сильно затухает, так что на расстояниях δx таких, что $1/\lambda_2^1\ll\delta x\ll 1/g$ (g — коэффициент усиления), поле E_2 «подстраивает-

[1] Отметим, что при учете кубической восприимчивости γ_2 в формуле (6) в выражении для λ_2 следует произвести замену $\varepsilon_2\to\varepsilon_2+4\pi\gamma_2|E_3|^2$. Оценки показывают, что $4\pi\gamma_2|\mathbf{E}_3|^2/\varepsilon_2\approx10^4(erE/\hbar\omega)^2\ll1$ (здесь ω, er — характерные частота перехода и дипольный момент электрона в кристалле).

ся» под E_1^+ и $F_2^{(\text{ист.})}$. Таким образом, при вычислении коэффициента усиления и выходной мощности вблизи резонанса E_2 можно считать находящимися «в равновесии» (на пространственном языке) с E_1^+ и $F_2^{(\text{ист.})}$ и пренебрегать не только второй, но и первой производной E_2 по координате. В этом случае уравнение для E_2 в (8) приобретает вид

$$E_2(\omega_2, -\vec{k}_{1T}, x) = \frac{\alpha_2 E_1^+ + F_2^{(\text{ист.})}}{\lambda_2}. \qquad (8')$$

Уравнения (8) симметричны по отношению к операторам E_1^+ и E_2. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением усиления на стоксовой частоте ω_1. Исключая поэтому из (8) E_2, получаем уравнение для Фурье-амплитуды стоксова поля (индекс 1 у оператора E_1^+ в дальнейшем будем опускать)

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial x} + \lambda_1\right)\left(\frac{\partial}{\partial x} + \lambda_2\right) - \alpha^2\right] E^+ = F^{(\text{ист.})},$$

$$\alpha^2 = \frac{4\pi^2\omega_1^2\omega_2^2\chi^2 |E_3|^2}{c^4 k_{1x} k_{2x}}, \qquad (9)$$

где

$$F^{(\text{ист.})} = \hat{\mathscr{L}}_x P^{(\text{ист.})}(\omega_2, -\vec{k}_{1T}, x),$$

$$\hat{\mathscr{L}}_x = b + d\left(\lambda_2 + \frac{\partial}{\partial x}\right),$$

$$b = \frac{4\pi^2\omega_1^2\omega_2^2\chi E_3^*}{k_{1x}k_{2x}c^2}, \quad d = -\frac{i8\pi^2\omega_1^2\chi'' E_3^*}{k_{1x}c^2\varepsilon_2''}. \qquad (10)$$

Используя для спектральной функции $(PP)^{(\text{ист.})}_{\omega_2, \vec{k}_2}$ выражение из работы [1], находим пространственно-частотную спектральную функцию эффективного источника

$$(FF)^{(\text{ист.})}_{-\omega_1, -\vec{k}_{1T}, x-x'} - \frac{\hbar\varepsilon_2''}{2\pi}(n_2 + 1)\hat{\mathscr{L}}_x \hat{\mathscr{L}}^*_{x'} \delta(x - x'). \qquad (11)$$

При выводе (11) мы пернебрегли зависимостью среднего числа фононов $n_{\vec{k}_2}$ от $\vec{k}_2$, положив $n_{\vec{k}_2} = n_2 = \text{const}$. Это оправдано, поскольку частота длинноволнового поперечного оптического фонона слабо зависит от его волнового вектора (см., например, [5, 6]).

§ 2. Частотно-угловое распределение мощности света на выходе из среды. Коэффициент усиления

Решение уравнения (9) состоит из двух статистически независимых частей

$$E^+(-\omega_1, -\vec{k}_{1T}, l) = E^+_{(\text{гр})} + E^+_{(\text{ист.})}, \qquad (12)$$

где $E^+_{(\text{гр})}$ определяется граничными условиями (ср. [2])

$$E^+_{(\text{гр})} = \frac{1}{q_1 - q_2}\left[E_{20}\alpha_1(e^{q_2 l} - e^{q_1 l}) + E^+_{10}((q_2 + \lambda_1)e^{q_1 l} - (\lambda_1 + q_1)e^{q_2 l})\right]. \qquad (13)$$

Здесь

$$q_{1,2} = -\frac{1}{2}\left(\lambda_1 + \lambda_2 \pm \sqrt{(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + 4\alpha^2}\right), \tag{14}$$

$$E_{10}^{+} = E_1(-\omega_1, -\vec{k}_{1T,0}), \; E_{20} = E_2(\omega_2, -\vec{k}_{1T,0})$$

флуктуационные поля, создаваемые на границе $x=0$ пространством вне усиливающего слоя (мы предполагаем, как и в [2], что слой помещен в безграничную среду с теми же характеристиками, однако в ней отсутствуют нелинейность и поглощение на ω_2).

Часть поля, определяемая источниками в слое, имеет вид

$$E_{(\text{ист})}^{+} = \frac{1}{q_1 - q_2}\int_0^l d\xi \left(e^{q_1(l-\xi)} - e^{q_2(l-\xi)}\right) F^{(\text{ист})}(\xi). \tag{15}$$

В дальнейшем нам потребуется спектральная функция $(E^{+}E)^{(\text{гр})}_{-\omega_1, -\vec{k}_{1T},0}$. Она, как это видно из (13), выражается через $(E_2E_2^{+})_{\omega_2, \vec{k}_{2T},0}$, при этом мы учли, что

$$\vec{k}_{2T} = -\vec{k}_{1T}, \; (E_{20}^{+}E_{10}) = (E_{10}^{+}E_{20}) = 0, \; (E_{10}^{+}E_{10}) \approx 0.$$

Спектральная функция $(E_2E_2^{+})_{\omega_2, \vec{k}_2}$ для области прозрачности имеет вид [1]

$$(E_2E_2^{+})_{\omega_2, \vec{k}_2} = 8\pi^2\hbar\omega_2^2\delta(\omega_2^2\varepsilon_2' - k_2^2c^2).$$

Отсюда получаем

$$(E_2E_2^{+})_{\omega_2, \vec{k}_{2T},0} = \frac{1}{2\pi}\int_0^\infty dk_{2x}\,(E_2E_2^{+})_{\omega_2, \vec{k}_{2T}}\frac{2\pi\hbar\omega_2^2}{c^2k_{2x}}, \tag{16}$$

где

$$k_{2x} = \left(\frac{\omega_2^2\varepsilon_2'}{c^2} - k_{2T}^2\right)^{1/2}.$$

Используя (11) и (16), из (12) — (15) получим спектральную функцию стоксова поля на выходе из усиливающего слоя

$$(E^{+}E)_{-\omega_1, -\vec{k}_{1T}, l} = (E^{+}E)^{(\text{гр})} + (E^{+}E)^{(\text{ист})} = \frac{\hbar k_{2x}c^2|b|^2}{2\pi\omega_2^2}\frac{|e^{q_2 l} - e^{q_1 l}|^2}{|q_1 - q_2|^2} +$$

$$+ \frac{\hbar\varepsilon_2''}{2\pi}\frac{(n_2+1)}{|q_1 - q_2|^2}\left\{\frac{e^{2q_1' l} - 1}{2q_1'}|b + d(\lambda_2 + q_1)|^2 + \frac{e^{2q_2' l} - 1}{2q_2'}|b + d(\lambda_2 + q_2)|^2 - \right.$$

$$\left. - 2\,\mathrm{Re}\,\frac{e^{(q_1 + q_2^*)l} - 1}{q_1 + q_2^*}\,(b + d(\lambda_2 + q_1))(b^* + d^*(\lambda_2^* + q_2^*))\right\}. \tag{17}$$

Здесь b и d задаются формулами (10).

Спектральная функция $(E^{+}E)_{-\omega_1, -\vec{k}_{1T}, l}$ вычислялась в работе [2][1] при условии, что ω_2 далека от фононного резонанса. Результаты [2] по-

[1] $(E^{+}E)$ связана с функцией φ работы [2] соотношением $(E^{+}E) = (2\pi)^3\varphi$.

лучаются из формулы (17), если в ней положить $d=0$. Дополнительные члены, определяемые d, являются доминирующими в резонансной области. Величину

$$g = 2q_1' = \mathrm{Re}\,(-\lambda_1 - \lambda_2 + \sqrt{(\lambda_1-\lambda_2)^2 + 4\alpha^2}) \tag{18}$$

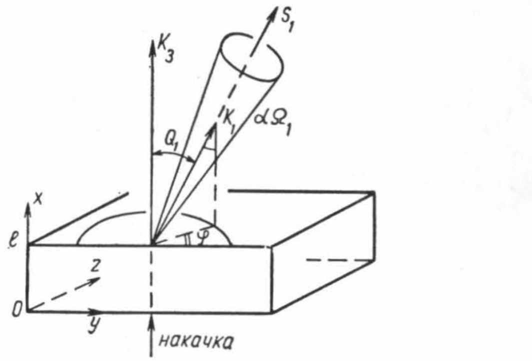
можно интерпретировать как коэффициент усиления. Явное выражение для g, получаемое из (18), имеет вид

$$g = -(\lambda_1 + \lambda_2') + \frac{1}{2^{1/2}}\,((A^2+B^2)^{1/2} + |A|)^{1/2}. \tag{19}$$

Здесь

$$A = (\lambda_1 - \lambda_2')^2 - (\lambda_2'')^2 + 4\,(\alpha^2)',$$

$$B = 2\,(\lambda_2' - \lambda_1)\,(\lambda_2'')^2 - 4\,(\alpha^2)''.$$



Выражение (19) задает коэффициент усиления во всей области $\omega_2, \vec{k}_2$. Можно показать, что вдали от резонанса из (19) следуют известные результаты [2]. Для этого проще исходить непосредственно из (18). В резонансной области $\lambda_2 \gg \lambda_1$, 2α, и из (18), используя явное выражение для λ_1, α^2, λ_2, получаем [1]

$$g = \frac{4\pi\omega_1^2\,|E_3|^2}{k_{1x}c^2}\left\{\frac{4\pi\varepsilon_2''\omega_2^4}{|k_2^2c^2 - \omega_2^2\varepsilon_2|^2}\left((\chi^2)' + (\chi^2)''\,\frac{k_2^2c^2 - \varepsilon_2'\omega_2^2}{\omega_2^2\varepsilon_2''}\right) + \gamma_1''\right\}. \tag{20}$$

Перейдем к определению частотно-углового распределения мощности света на выходе из усиливающего слоя. Из (2) следует, что при фиксированном $|\vec{k}_1|$,

$$(E^+E)_{-\omega_1,\vec{r}} = \frac{1}{2\pi}\int\frac{d\vec{k}_{1T}}{(2\pi^2)}\,(E^+E)_{-\omega_1\;-\vec{k}_{1T},l} =$$

$$= \frac{k_1^2}{(2\pi)^3}\int d\Omega_\perp\cos\theta_1\,(E^+E)_{-\omega_1,-\vec{k}_{1T},l} \equiv \int d\Omega_1\,(E^+E)^{(\vec{s}_1)}_{-\omega_1,\vec{r}} \tag{21}$$

(здесь мы использовали $\vec{r}\,\{l,\,y,\,z\}$, $\sin\theta_1 = \frac{(k_1^2 - k_{1x}^2)^{1/2}}{k_1}$ и $d\vec{k}_{1T} = dk_{1y}dk_{1z} = k_1^2\cos\theta_1 d\Omega_1$, $d\Omega_1 = \sin\theta_1 d\theta_1 d\varphi$ (см. рис.)).

Подынтегральное выражение в (21) $-(E^+E)^{(S_1)}$ представляет собой вклад тех волн, которые распространяются в направлении $\vec{S}_1 = \frac{\vec{k}_1}{|\vec{k}_1|}$ в телесном углу $d\Omega_1$. Таким образом, мощность света, испускаемая 1 ед. поверхности $x=l$ в направлении $\vec{S}_1$, в единичные спектральный $d\omega$ и угловой $d\Omega_1$ интервалы равна

$$W_{\vec{S}_1,\omega_1} = 2\,\frac{(E^+E)^{(\vec{S}_1)}_{-\omega_2,\vec{r}}\sqrt{\varepsilon_1'}\,c}{4\pi} = \frac{k_1^2\cos\theta_1 c\sqrt{\varepsilon_1'}}{(2\pi)\,4}\,(E^+E)_{-\omega_1,\,-\vec{k}_{1T},l}, \tag{22}$$

где $(E^+E)_{-\omega_1,\,-\vec{k}_{1T},l}$ задается формулой (17).

[1] Формулу (20) можно легко получить из (8), если там для E_2 сразу использовать приближенное уравнение (8′).

Рассмотрим подробнее выражение для $W_{S_1 \omega_1}$ в резонансной области $\omega_2 \approx \omega_i$; ω_i — частота поперечного фонона. В формуле (17) $(E^+E)^{(\text{гр})} \sim \sim g / \frac{\varepsilon_2'' \omega_2^2}{k_{2x} c^2} (E^+E)^{(\text{ист.})}$. В окрестности резонанса $2|q_2'| \approx \frac{\varepsilon_2'' \omega_2^2}{k_{2x} c^2} \gg 2q_1' = g$. Поэтому в (17) можно пренебречь $(E^+E)^{(\text{гр})}$, а также вторым и третьим членом в фигурных скобках.

Используя выражения для b и d — (10), из (17) и (22) получим

$$W_{\vec{S}_1, \omega_1} = \frac{e^{gl} - 1}{gl} \left\{ \frac{l}{\cos \theta_1} \frac{\omega_1^4 \sqrt{\varepsilon_1'} \, |E_3|^2}{4\pi^2 c^3} \times \right.$$

$$\left. \times \left[(\delta E \delta E)_{\omega_2, \vec{k}_2} \left((\chi^2)' + (\chi^2)'' \frac{k_2^2 c^2 - \varepsilon_2' \omega_2^2}{\varepsilon_2'' \omega_2^2} \right) + 8\pi\hbar \frac{\chi''^2}{\varepsilon_2''} (n_2 + 1) \right] \right\}, \qquad (23)$$

где мы ввели обозначение для спектральной функции поляритонов (см. [1])

$$(\overrightarrow{\delta E} \overrightarrow{\delta E})_{\omega_2, \vec{k}_2} = \frac{8\pi\hbar \varepsilon_2'' \omega_2^4}{|\omega_2^2 \varepsilon_2 - k_2^2 c^2|^2} (n_2 + 1).$$

Коэффициент усиления g в (23) задается формулой (20). Выражение в фигурных скобках представляет собой мощность, спонтанно излучаемую при рассеянии на поляритонах 1 ед. поверхности $x = l$ в направлении $\vec{S}_1$ (см. [1]).

При больших значениях $\vec{k}_2$ ($|\vec{k}_2| \geqslant 10^5$ $см^{-1}$) вклад члена с $(\overrightarrow{\delta E} \overrightarrow{\delta E})_{\omega_2, \vec{k}_2}$ в $W_{\vec{S}_1, \omega_1}$, а также в g (см. (20)) пренебрежимо мал. Второй же член в фигурных скобках с (23), как показано в [1], дает мощность, спонтанно рассеиваемую на поперечных оптических фононах. Для коэффициента g из (20) в этом случае имеем

$$g = \frac{4\pi\omega_1 \, |E_3|^2}{c \sqrt{\varepsilon_1'} \cos \theta_1} \gamma_1'',$$

что совпадает с результатами работ по комбинационному рассеянию на фононах [4, 3].

Таким образом, формула (23) в резонансной области описывает последовательный переход от ВКР на поляритонах к ВКР на поперечных оптических фононах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Емельянов В. И., Климонтович Ю. Л. ЖЭТФ, **63**, вып. 2, 1972.
2. Стрижевский В. Л., Обуховский В. В., Понат Г. Э. ЖЭТФ, **61**, 537, 1971.
3. Стрижевский В. Л., Обуховский В. В., Понарин А. М. ЖЭТФ, **59**, 1667, 1970.
4. Луговой В. И. Введение в теорию вынужденного комбинационного рассеяния. М., 1968.
5. Слэтер Д. Диэлектрики, полупроводники, металлы. М., 1969.
6. Von Foerster T., Glauber R. I. Phys. Rev., **A3**, 1484, 1971.

Поступила в редакцию
28.1 1972 г.

Кафедра
общей физики для мехмата