

УСИЛЕНИЕ ПЕРВОЙ СТОКСОВОЙ КОМПОНЕНТЫ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ В ПОЛЕ НАКАЧКИ С ШИРОКИМ УГЛОВЫМ СПЕКТРОМ

Ф. А. Королев, О. М. Возник и В. И. Одинцов

На основе спектрального метода выполнен расчет интенсивности первой стоксовой компоненты вынужденного рассеяния при усилении в поле монохроматической накачки с широким угловым спектром. Найдена зависимость ее углового распределения от длины нелинейной среды, интенсивности и углового распределения накачки. Показано, что характеристики усиленного сигнала кардинально изменяются при яркости накачки, превышающей критическую. Проведено экспериментальное исследование усиления первой стоксовой компоненты ВКР в жидком азоте при различной величине угловой расходимости возбуждающего излучения.

В последнее время проявляется большой интерес к проблемам вынужденного рассеяния света при пространственно неоднородной накачке, который оправдывается интересными особенностями этого явления, важными для практического применения [1-10]. В большинстве работ теоретическое рассмотрение основывается на использовании корреляционных функций поля. При этом теория позволяет учесть как пространственную, так и временную некогерентность ограниченных в поперечном сечении пучков накачки. В то же время серьезные математические трудности приводят к ряду ограничений, а многие результаты носят качественный характер. В [7] на основе спектрального метода расчета было показано, что при вынужденном рассеянии в поле накачки с широким угловым спектром имеется значительный параметрический вклад в усиление стоксова излучения, влияющий на его угловое распределение. Там же было установлено существование критической яркости накачки, являющейся аналогом критической спектральной плотности, введенной в [11].

В настоящей работе осуществлено дальнейшее развитие спектральной теории вынужденного рассеяния в поле пространственно неоднородной накачки и проведена ее экспериментальная проверка.

Теоретическая часть

Проводимое ниже рассмотрение справедливо как для ВКР, так и для ВРМБ (в случае ВКР для простоты ограничимся рассеянием на полностью симметричных молекулярных колебаниях). Пусть на слой нелинейной среды, расположенной между неограниченными плоскостями $z=0$ и $z=l$, падает монохроматическое излучение накачки $E_L(t, r) = E_L(r) \exp(i\omega_L t)$ и излучение 1-й стоксовой компоненты $E_S(t, r)$. Будем считать, что оба поля однородно поляризованы в направлении единичного вектора y_1 : $E_L(r) = E_L(r)y_1$, $E_S(t, r) = E_S(t, r)y_1$. Это допустимо, если угловая расходимость пучков в плоскости y, z достаточно мала.

Ограничиваясь приближением заданного поля накачки, представим $E_L(r)$ внутри рассматриваемого слоя в виде разложения по плоским волнам с постоянной амплитудой

$$E_L(r) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_L(\alpha) e^{-ik_L r} d^2\alpha, \quad (1)$$

где $k_L = k_L(\alpha)$, $|k_L| = \omega_L n_L / c$, n_L — линейный показатель преломления на частоте ω_L ; перпендикулярная к оси z составляющая вектора k_L равна α . Проекция k_L на ось z $k_{Lz}(\alpha) = \pm \sqrt{k_L^2 - \alpha^2}$, где знак «—» будем брать при рассмотрении обратного рассеяния.

Поле $E_S(t, r)$ представим в виде $\int_0^\infty E_S(\omega_S, r) e^{i\omega_S t} d\omega_S$. Поскольку в данном поле монохроматической накачки амплитуды $E_S(\omega_S, r)$ для различных значений ω_S могут быть найдены независимо друг от друга, то в дальнейшем будем считать ω_S фиксированной. Будем искать $E_S(\omega_S, r)$ внутри рассматриваемого слоя в виде суперпозиции плоских волн с амплитудой, зависящей от z

$$E_S(\omega_S, r) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_S(\beta, z) e^{-ik_S r} d^2\beta, \quad (2)$$

где $k_S = k_S(\beta)$, $|k_S| = \omega_S n_S / c$, n_S — линейный показатель преломления на частоте ω_S ; перпендикулярная к оси z составляющая вектора k_S равна β . Проекцию k_S на ось z возьмем положительной $k_{Sz}(\beta) = \sqrt{k_S^2 - \beta^2} > 0$. Зависимость $\mathcal{E}_S(\beta, z)$ от ω_S для краткости не указывается.

Предположим, что в среде не происходит возбуждения антистоксовых и высших стоксовых компонент. Тогда из уравнений Максвелла, включающих член нелинейной поляризации, можно получить интегро-дифференциальное уравнение для медленно меняющейся амплитуды стоксова поля

$$\frac{\partial \mathcal{E}_S(\beta, z)}{\partial z} = C(\rho) \frac{1}{\cos \beta} \int_{-\infty}^{\infty} d^2\gamma \mathcal{E}_L(\beta + \gamma) \int_{-\infty}^{\infty} d^2\beta' \mathcal{E}_L^*(\beta' + \gamma) \mathcal{E}_S^*(\beta') e^{i\Delta_{\beta'\beta}^{\gamma} z}, \quad (3)$$

где $C(\rho) = \frac{cn_L}{16\pi} b(\rho)(1 + i\rho)$, $b(\rho) = \frac{b}{1 + \rho^2}$, $b = b(0)$ — удельный коэффициент усиления на центральной частоте стоксовой линии ω_S^0 при возбуждении одной плоской монохроматической волной накачки, рассчитанный на единичную интенсивность последней, $\rho = 2(\omega_S^0 - \omega_S) / \Delta\Omega$, $\Delta\Omega$ — ширина линии спонтанного рассеяния, $\Delta_{\beta'\beta}^{\gamma} = q_z^{\gamma}(\beta') - q_z^{\gamma}(\beta)$, $q_z^{\gamma}(\beta) = k_{Lz}(\beta + \gamma) - k_{Sz}(\beta)$, β — угол между k_S и осью z ; в дальнейшем будем считать, что угол β невелик, так что $\cos \beta$ не сильно отличается от единицы. В (3) не учтена поляризация среды, создаваемая спонтанными переходами.

Расстройка волновых векторов фононных волн $\Delta_{\beta'\beta}^{\gamma}$ дается выражением

$$\Delta_{\beta'\beta}^{\gamma} = \frac{k_L - k_S}{2k_L k_S} (\beta' - \beta) \left(\beta' + \beta - \frac{2k_S}{k_L - k_S} \gamma \right), \quad (4)$$

где $k_L = \pm |k_L|$, $k_S = |k_S|$ (знак «—» берется для обратного рассеяния). Так как решение (3) линейно зависит от граничных условий, то достаточно рассмотреть случай, когда извне на рассматриваемый слой падает одна плоская волна на стоксовой частоте, характеризующаяся в среде значением $|\beta| = \beta_0$. В общем случае стоксово поле будет суперпозицией решений для отдельных компонент углового спектра входного сигнала. Ограничимся рассмотрением «шумового» углового спектра накачки и примем, что при $z = \text{const}$ поле $E_L(r)$ как функция x и y представляет собой стационарный гауссов случайный процесс.

В интеграле по β' в (3) выделим значение $\beta' = \beta$, что соответствует выделению непараметрической части усиления. Кроме того, выделим значение

$\beta' = \beta_0$, соответствующее направлению исходной стоксовой волны. Положим при $\beta \neq \beta_0$

$$\varepsilon_S(\beta, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_{S\gamma}(\beta, z) d^2\gamma, \quad (5)$$

где $\varepsilon_{S\gamma}(\beta, z)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial \varepsilon_{S\gamma}(\beta, z)}{\partial z} = \kappa(\rho) \varepsilon_{S\gamma}(\beta, z) + C(\rho) \varepsilon_L(\beta + \gamma) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\beta, \beta_0} d^2\beta' \varepsilon_L^* \times \\ \times (\beta' + \gamma) e^{i\Delta_{\beta'\beta}^{\gamma}} \int_{-\infty}^{\infty} d^2\gamma' \varepsilon_{S\gamma'}(\beta', z) + C(\rho) E_S(\beta_0, z) \varepsilon_L(\beta + \gamma) \varepsilon_L^*(\beta_0 + \gamma) e^{i\Delta_{\beta_0\beta}^{\gamma}} \quad (6)$$

Здесь $\kappa(\rho) = \frac{1}{2} g(\rho)(1 + i\rho)$, $g(\rho) = b(\rho) I_L$, I_L — средняя по плоскости x, y интенсивность накачки, $E_S(\beta_0, z)$ — амплитуда плоской волны для направления $\beta = \beta_0$ ($\varepsilon_S(\beta_0, z) = \delta(0)^2 E_S(\beta_0, z)$), знак \int_{β, β_0} означает, что из области интегрирования исключены бесконечно малые окрестности точек β, β_0 .

Из (6) следует

$$\varepsilon_{S\gamma}(\beta, z) = f_{\gamma}(\beta, z) \varepsilon_L(\beta + \gamma), \quad (7)$$

где $f_{\gamma}(\beta, z)$ — непрерывная функция $\beta, \beta \neq \beta_0$. Это соотношение выражает наличие парциальной сфазированности $E_L(\gamma)$ и нового стоксова поля, возникающего в направлениях $\beta \neq \beta_0$. Оно записано в более общей форме, чем аналогичное соотношение в [12] для случая широкополосной накачки.

Используя (7), получим из (6) для $\beta \neq \beta_0$

$$\frac{\partial f_{\gamma}(\beta, z)}{\partial z} = \kappa(\rho) f_{\gamma}(\beta, z) + \frac{8\pi}{cn_L} C(\rho) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\beta, \beta_0} d^2\beta' J_L(\beta' + \gamma) f_{\gamma}(\beta', z) e^{i\Delta_{\beta'\beta}^{\gamma}} + \\ + C(\rho) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\beta, \beta_0} d^2\beta' \int_{-\infty}^{\infty} d^2\gamma' \varepsilon_L^*(\beta' + \gamma) \varepsilon_L(\beta' + \gamma') f_{\gamma}(\beta', z) e^{i\Delta_{\beta'\beta}^{\gamma}} + \\ + C(\rho) E_S(\beta_0, z) \varepsilon_L^*(\beta_0 + \gamma) e^{i\Delta_{\beta_0\beta}^{\gamma}}. \quad (8)$$

Здесь $J_L(\alpha) = \frac{cn_L}{8\pi\delta(0)^2} |\overline{\varepsilon_L(\alpha)}|^2 E_L$, где черта означает усреднение по ансамблю реализаций $E_L(\mathbf{r})$; $J_L(\alpha)$ пропорциональна средней яркости накачки и связана с I_L соотношением $I_L = \int_{-\infty}^{\infty} J_L(\alpha) d^2\alpha$.

Далее будем считать, что ширина углового спектра накачки $2\theta_L$ достаточно велика

$$2\theta_L \gg \sqrt{\lambda_L g(\rho)}, \quad (9)$$

где λ_L — длина волны накачки.

В этом случае следует ожидать, что третий член в правой части (8) много меньше первого, за исключением лишь тех значений γ, β , при которых $\varepsilon_{S\gamma}(\beta, z)$ малы и не вносят существенного вклада в полное поле $E_S(\omega_S, \mathbf{r})$. Наличие фазовых множителей $\exp(i\Delta_{\beta'\beta}^{\gamma})$ еще более уменьшает вклад указанного члена в нарастание $f_{\gamma}(\beta, z)$ с z . Отбрасывая этот член, приходим к уравнению нулевого приближения, которое запишем в виде

$$\frac{\partial \psi_{\gamma}(\beta, z)}{\partial z} = \kappa(\rho) \psi_{\gamma}(\beta, z) + \kappa(\rho) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\beta, \beta_0} d^2\beta' \eta_L(\beta' + \gamma) \psi_{\gamma}(\beta', z) e^{i\Delta_{\beta'\beta}^{\gamma}} + \\ + C(\rho) E_S(\beta_0, z) e^{i\Delta_{\beta_0\beta}^{\gamma}}, \quad (10)$$

где $\eta_L(\alpha) = J_L(\alpha)/I_L$, а непрерывная как по β , так и по γ функция $\psi_\gamma(\beta, z)$ связана с $f_\gamma(\beta, z)$ соотношением

$$f_\gamma(\beta, z) = \psi_\gamma(\beta, z) \varepsilon_L^*(\beta_0 + \gamma). \quad (11)$$

Для $\beta = \beta_0$ из (3) с учетом (5), (7), (11) получим

$$\begin{aligned} \frac{dE_S(\beta_0, z)}{dz} = & \kappa(\rho) E_S(\beta_0, z) + \frac{8\pi I_L}{cn_L} \kappa(\rho) \int_{-\infty}^{\infty} d^2\gamma \int_{\beta_0}^{\infty} d^2\beta \eta_L \times \\ & \times (\beta_0 + \gamma) \eta_L(\beta + \gamma) \psi_\gamma(\beta, z) e^{i\Delta_{\beta\beta_0}^\gamma z}. \end{aligned} \quad (12)$$

Оценка величины отброшенного члена на основе решения в нулевом приближении, получаемого из (10), (12), подтверждает его малость и обосновывает справедливость сделанного приближения. Для получения уравнения первого приближения в третий член правой части (8) подставляются функции $f_\gamma(\beta, z)$, найденные в нулевом приближении. Аналогично могут быть введены более высокие приближения. Вычисление поправки первого приближения показывает, что точность нулевого приближения высока, если (9) заведомо выполнено, а $G(\rho) = g(\rho)l$ не слишком велико. В большинстве случаев она достаточна для сравнения с экспериментом, если учесть ошибку в экспериментальном значении G .

Ограничиваясь ниже рассмотрением только нулевого приближения, преобразуем (10) с помощью замены $\psi_\gamma(\beta, z) = \xi_\gamma(\beta, z) e^{-ic^\gamma(\beta)z}$, где $c^\gamma(\beta) =$
 $= q_z^\gamma(\beta) - \bar{q}_z^\gamma$, $\bar{q}_z^\gamma = \int_{-\infty}^{\infty} q_z^\gamma(\beta) \eta_L(\beta + \gamma) d^2\beta$. Получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi_\gamma(\beta, z)}{\partial z} = & ic^\gamma(\beta) \xi_\gamma(\beta, z) + \kappa(\rho) \xi_\gamma(\beta, z) + \kappa(\rho) \int_{\beta_0}^{\infty} d^2\beta' \eta_L(\beta' + \gamma) \xi_\gamma(\beta', z) + \\ & + C(\rho) E_S(\beta_0, z) e^{ic^\gamma(\beta_0)z}. \end{aligned} \quad (13)$$

Анализ этого уравнения для практически важного случая (ρ значительно меньше единицы) показывает, что характер решения зависит от $m_\gamma = g(\rho)/2c_{\max}^\gamma$, где c_{\max}^γ — максимальное значение $|c^\gamma(\alpha - \beta)|$ при изменении α в пределах ширины углового спектра накачки. Если m_γ существенно превышает единицу, то $\xi_\gamma(\beta, z)$ лишь слабо зависит от β , вследствие чего третий член правой части (13) приблизительно равен второму. Это дает увеличение коэффициента усиления за счет параметрического взаимодействия примерно в 2 раза [7]. Если $m_\gamma < 1$, то при достаточно больших z $\xi_\gamma(\beta, z)$ осциллирует при изменении β и третий член правой части (13) оказывается много меньше второго. В этом случае параметрическое взаимодействие не приводит к существенному росту коэффициента усиления, за исключением области малых z , и, таким образом, дает лишь сравнительно небольшой начальный параметрический вклад в усиление. Нетрудно убедиться, что при $m_\gamma > 1$ с ростом z происходит подстройка фаз парциальных полей $\varepsilon_{S\gamma}$, обеспечивающая синхронное возбуждение фоновой волны всеми парами компонент $\varepsilon_L(\alpha)$, $\varepsilon_{S\gamma}(\alpha - \gamma, z)$ ($\gamma = \text{const}$, α изменяется). При $m_\gamma < 1$ подстройки фаз не происходит и с ростом z указанные пары компонент выходят из синхронизма и при возбуждении фоновой волны действуют «вразнобой».

Пусть угловой спектр накачки симметричен относительно $\alpha = 0$, тогда

$$c^\gamma(\alpha - \gamma) = \chi(\alpha^2 - \bar{\alpha}^2 - 2a\alpha\gamma), \quad (14)$$

где

$$\chi = \frac{k_L - k_S}{2k_L k_S}, \quad a = \frac{k_L}{k_L - k_S}, \quad \bar{\alpha}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha^2 \eta_L(\alpha) d^2\alpha.$$

Для равномерного углового спектра накачки ($J_L(\alpha) = \text{const}$ при $|\alpha| \leq R$), полагая $|\gamma| = \zeta R$, получим из (14) $m_\gamma = m_0 / (1 + 4a\xi)$, где $m_0 = m_{\gamma=0} = g(\rho) / \kappa R^2$. Отсюда следует, что условие $m_\gamma > 1$ может быть выполнено только при $m_0 > 1$, что соответствует превышению критической

яркости накачки $B^{\text{кр}}$, введенной в [7], $B > B^{\text{кр}} = \frac{k_L - k_S}{2\pi b(\rho)} \frac{k_L}{k_S}$, $m_0 = B / B^{\text{кр}}$.

При превышении $B^{\text{кр}} m_\gamma > 1$ для значений $\xi < \xi_1$, где $\xi_1 = (m_0 - 1) / 4a$. Для обратного рассеяния при достижении $B^{\text{кр}}$ условие широкого углового спектра накачки (9) оказывается нарушенным. Для рассеяния вперед при выполнении этого условия $\xi_1 \ll 1$.

Для решения на ЭВМ функция ξ_γ в (13) разделяется на действительную и мнимую части: $\xi_\gamma(\beta, z) = \xi'_\gamma(\beta, z) + i\xi''_\gamma(\beta, z)$. Каждая из функций $\xi'_\gamma(\beta, z)$, $\xi''_\gamma(\beta, z)$ заменяется конечным числом функций от z , представляющих собой ее значения в дискретных точках области изменения β . После этого уравнение (13) сводится к системе конечного числа дифференциальных уравнений для введенных функций z . Ее решение для разных значений $|\gamma|$ совместно с уравнением (12) подтверждает сделанные выше выводы и позволяет, в частности, наглядно проследить подстройку фаз при $m_\gamma > 1$.

Ниже будет рассмотрено упрощенное решение, дающее достаточно точный результат при $B < B^{\text{кр}}$ и менее точный при $B > B^{\text{кр}}$.

Разделим стоксово поле в (5) на 2 части $\mathcal{E}_S(\beta, z) = \mathcal{E}'_S(\beta, z) + \mathcal{E}''_S(\beta, z)$, где $\mathcal{E}'_S(\beta, z)$ и $\mathcal{E}''_S(\beta, z)$ вычисляются путем интегрирования $\mathcal{E}_{S\gamma}(\beta, z)$ по значениям γ , для которых соответственно $m_\gamma < 1$ и $m_\gamma > 1$. Соответственно этому представим, исходя из (12), $E'_S(\beta_0, z) = E_S(\beta_0, z)_{\text{одн}} + E'_S(\beta_0, z) + E''_S(\beta_0, z)$, где $E_S(\beta_0, z)_{\text{одн}} = E_S^0 e^{x(\rho)z}$ — решение однородного уравнения, $E_S^0 = E_S(\beta_0, 0)$ — амплитуда исходной стоксовой волны на входе в среду. При нахождении $\mathcal{E}'_S(\beta, z)$ не будем учитывать сравнительно малый начальный параметрический вклад в усиление, в связи с чем отбросим второй член в правой части (10). При таком упрощении уравнения нулевого приближения начальный параметрический вклад может быть вычислен в первом приближении. Кроме того, не будем учитывать в (10) поле $E''_S(\beta_0, z)$. При $B > B^{\text{кр}}$, когда $E''_S(\beta_0, z) \neq 0$, это приводит к ограничению $G(\rho)$, определяемому неравенством $\zeta_1^2 e^{\frac{1}{2} G(\rho)} < 1$. Однако при больших $G(\rho)$ вычисление поля $\mathcal{E}'_S(\beta, z)$ уже не представляет интереса, ибо оно оказывается много меньше $\mathcal{E}''_S(\beta, z)$.

Из упрощенного уравнения (10) и (12) можно получить интегро-дифференциальное уравнение для суммарного поля $E_S(\beta_0, z)_\Sigma = E_S(\beta_0, z)_{\text{одн}} + E'_S(\beta_0, z)$. Оно дает $E_S(\beta_0, z)_\Sigma = E_S^0 \exp\{[\kappa(\rho) + \mu]z\}$, где $|\mu| \leq g(\rho)$ (при равномерном угловом спектре накачки $\text{Re } \mu \sim g^2 \lambda_L^2 / 8\theta_L^2$, при гауссовом $\sim g^2 \lambda_L / 6\pi\theta_L^2$). Поле при $\beta \neq \beta_0$ легко находится из упрощенного уравнения (10). Ввиду малости μ ограничимся приближенным решением, полагая $E_S(\beta_0, z)_\Sigma \simeq E_S^0 e^{x(\rho)z} = E_S(\beta_0, z)_{\text{одн}}$, что соответствует $E'_S(\beta_0, z) = 0$. Находя $\psi_\gamma(\beta, z)$ из упрощенного уравнения (10) и учитывая (11), (7), (5), получим для $\beta \neq \beta_0$

$$J'_S(\beta, z) = I_S^0 \exp[g(\rho)z] g(\rho) \int_{-\infty}^{\infty} \eta_L(\beta + \gamma) \eta_L(\beta_0 + \gamma) \frac{\sin^2 \frac{\Delta z}{2}}{\Delta^2} d^2 \gamma, \quad (15)$$

где

$$J'_S(\beta, z) = \frac{cn_S}{8\pi b(0)^2} \overline{|\mathcal{E}'_S(\beta, z)|^2} E_L, \quad I_S^0 = \frac{cn_S}{8\pi} |E_S^0|^2, \quad g = g(0), \quad \Delta = \Delta_{\beta\beta_0}^{\gamma}$$

При $B > B^{\text{кр}}$ интегрирование в (15), строго говоря, должно проводиться по значениям γ с $m_\gamma < 1$. Однако ввиду $\zeta_1 \ll 1$ его без большой ошибки можно проводить по всем γ .

Из (15), (4) следует, что форма распределения $J'_S(\beta, z)$ и его ширина по отношению к ширине спектра накачки не зависят от интенсивности накачки и при заданном a определяются только формой ее углового спектра и значением $p = \chi R^2 z$, где $R = \Theta_L k_L$. На рис. 1 для разных значений p представлено распределение $J'_S(\beta, z) = J'_S(|\beta|, z)$ при $\beta_0 = 0$ в случае гауссова углового спектра накачки, симметричного относительно $\alpha = 0$ ($a = 6.18$, рассеяние «вперед»). Ординаты кривых при $|\beta| \rightarrow 0$ взяты равными единице.

При $\beta_0 = 0$ и принятой выше симметрии углового спектра накачки ширина $2\Theta'_S$ углового распределения J'_S определяется соотношением $\Theta'_S \simeq \lambda_s / \Theta_L z$ (гауссов спектр накачки) и $\Theta'_S \simeq 1.3\lambda_s / \Theta_L z$ (равномерный спектр накачки), справедливыми при $\Theta'_S \leq 0.5\Theta_L$. Максимальное значение $J'_{S\max}$, достигающееся при $|\beta| \rightarrow 0$, дается (15) при $\Delta \rightarrow 0$ и составляет $J'_{S(z)\max} = I'_S [\exp G(\rho, z)] \times$

$$\times G(z) G(\rho, z) \frac{\lambda_L^2 \ln 2}{32\pi^3 \Theta_L^2} \quad (\text{гауссов спектр накачки)} \quad \text{и} \quad J'_{S(z)\max} = I'_S [\exp G(\rho, z)] \times G(z) G(\rho, z) \frac{\lambda_L^2}{16\pi^3 \Theta_L^2}$$

(равномерный спектр накачки), где $G(\rho, z) = g(\rho) z$, $G(z) = g z$. Для интегральной интенсивности $I'_S(z) =$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \beta_0 J'_S(\beta, z) d^2\beta \quad \text{при гауссовом и}$$

равномерном спектрах накачки имеем

$$\text{соответственно} \quad I'_S(z) \approx I'_S \{ \exp [G(\rho, z)] \} G(\rho, z) g \lambda_L \frac{0.4}{\pi \Theta_L^2} \quad \text{и} \quad I'_S(z) \approx I'_S \times$$

$$\times \{ \exp [G(\rho, z)] \} G(\rho, z) \frac{g \lambda_L}{\pi \Theta_L^2 \ln 2}.$$

При $B < B^{sp}$, $\mathcal{E}_S'' = 0$, $\mathcal{E}_S = \mathcal{E}'_S$ и приведенные соотношения полностью описывают угловое распределение и интенсивность «фона», возникающего в процессе усиления вокруг исходной стоксовой волны β_0 . Из них, в частности, следует, что с увеличением угловой расходимости накачки происходит уменьшение ширины углового распределения «фона» и быстрое падение его интегральной интенсивности. При гауссовой форме углового спектра накачки отношение интегральной интенсивности «фона» к интенсивности центральной компоненты составляет $I'_S(z) / I_S(\beta_0, z) = 0.83 g(\rho) g z / |k_L| \Theta_L^2$. Отметим, что рассчитанная величина $I'_S / I_S(\beta_0)$ согласуется со сделанным в [9, 10] качественным выводом о сохранении пространственной когерентности усиливаемого сигнала при $g^2 z / |k_L| \Theta_L^2 \ll 1$.

Обратимся к нахождению поля $E''_S(\beta, z)$, имея в виду случай рассеяния вперед при $B > B^{sp}$. Можно показать, что ввиду $\zeta_1 \ll 1$ в (13) можно заменить $E_S(\beta_0, z) \rightarrow E_S(\beta_0, z)_{\text{о.л.}}$. Тогда при m_γ , существенно большем единицы, $\rho \ll 1$, $\beta \neq \beta_0$ из (13) следует

$$\xi_\gamma(\beta, z) \simeq \frac{cn_L}{8\pi L} e^{x(\rho)z} (e^{x(\rho)z} - 1). \quad (16)$$

Ограничиваясь грубой оценкой, положим, что для всех $\zeta < \zeta_1$ функция ξ_γ дается (16). Тогда при $\beta \neq \beta_0$

$$J''_S(\beta, z) \simeq I''_S e^{G(\rho)} \left(e^{\frac{1}{2} G(\rho)} - 1 \right)^2 \int_{m_\gamma > 1} \eta_L(\beta_0 + \gamma) \eta_L(\beta + \gamma) d^2\gamma. \quad (17)$$

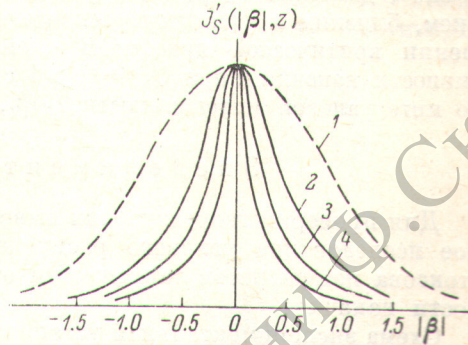


Рис. 1. Форма углового распределения $J'_S(|\beta|, z)$.

1 — угловое распределение накачки, 2 — $p=1$, 3 — $p=2$, 4 — $p=4$.

Из (17) следует, что $J_S''(\beta, z)$ повторяет достаточно крупные ($\geq \zeta_1 R$) детали распределения $J_L(\alpha)$. При равномерном угловом спектре накачки интегральная интенсивность $I_S'' = \int_{-\infty}^{\infty} \beta_0 J_S''(\beta, z) d^2\beta$ равна

$$I_S'' = I_{S0}'' e^{2G(\rho, z)} \left(e^{\frac{1}{2} G(\rho, z)} - 1 \right)^2. \quad (18)$$

Поле $E_S''(\beta_0)$, определяемое с помощью (12), пропорционально ζ_1^2 и при не слишком больших $G(\rho, z)$ значительно меньше $E_S(\beta_0)_{\text{одн.}}$. Суммарная интенсивность «фона» $J_S(\beta, z) = J_S'(\beta, z) + J_S''(\beta, z)$. Часть «фона», даваемая $J_S''(\beta, z)$, характеризуется широким угловым распределением, близким к угловому распределению накачки. Возникая при превышении критической яркости $B^{\text{кр.}}$, она быстро растет с ростом z и интенсивности накачки и при $\zeta_1^2 e^{G(\rho, z)} > 1$ становится преобладающей, превосходя по интегральной интенсивности $I_S(\beta_0, z)$ и $I_S(z)$.¹

Экспериментальная часть

Для проверки теоретических выводов было проведено экспериментальное исследование углового распределения и интенсивности усиленного стоксова излучения в зависимости от угловой ширины $2\theta_L$ и интенсивности накачки.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2. Здесь 1 — глухое зеркало резонатора рубинового лазера, 2 — модулятор добротности,

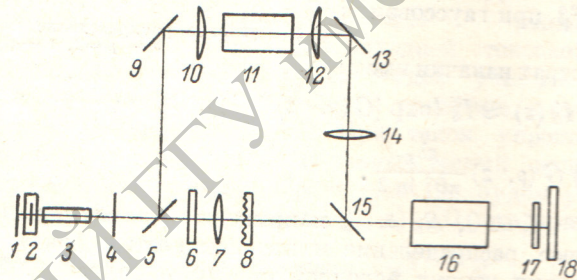


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

ности, 3 — кристалл рубина, 4 — выходное зеркало резонатора. Излучение лазера фокусировалось линзой 7 в кювету с жидким азотом 16. Мощность излучения, падающая на кювету, варьировалась с помощью нейтральных светофильтров 6. Для увеличения угловой расходимости в луч накачки мог устанавливаться растр 8. Часть излучения лазера ответвлялась с помощью полупрозрачного зеркала 5 и зеркалом 9 направлялась в другую кювету с жидким азотом 11, в которой осуществлялось возбуждение первой стоксовой компоненты ВКР. Плоские поверхности фокусирующих линз 10 и 12 играли роль зеркал резонатора для возбуждения ВКР. При такой схеме возбуждения излучение ВКР возникало в виде одной основной моды. Отразившись от зеркала 13 и пройдя фокусирующую линзу 14, излучение первой стоксовой компоненты с помощью полупрозрачного зеркала 15 направлялось на кювету 16. Обе кюветы были идентичны и имели длину рабочей среды 6,8 см. Угловая структура лазерного и стоксова пучков регистрировалась в дальней зоне на фотопластинке 18. Цветной светофильтр 17 позволял производить раздельное фотографиро-

¹ Усиление входного сигнала, коррелированного с накачкой по угловому спектру, рассматривается аналогично [13]. В зависимости от степени корреляции коэффициент усиления может достигать $2g$, что соответствует отсутствию задержки усиления [13]. Нарушение корреляции достигается относительным смещением стоксова луча и накачки в плоскости x, y или внесением разности хода в направлении оси z .

вание лазерного и стоксова пучков. Спектральная ширина излучения накачки составляла $\sim 10^{-2}$ см $^{-1}$. Длительность импульса равнялась 25 нс. Энергия излучения накачки измерялась радиационным термоэлементом, откалиброванным по прибору ИКТ-1М. Угловая расходимость излучения измерялась на уровне половины интенсивности. Для определения радиального распределения интенсивности накачки производилось фотографирование «пятен» возбуждающего пучка в центре и на окнах кюветы. Обращалось внимание на то, что во всех экспериментах интенсивность накачки была значительно меньше порога возбуждения ВКР в кювете 16.

На рис. 3 приведены фотографии «пятен» стоксова излучения в дальней зоне для случая $2\Theta_L = 1.3 \cdot 10^{-2}$ рад при различной интенсивности накачки. Фотография на рис. 3, а представляет угловое распределение исходного стоксова пучка, имевшего расходимость $\sim 7 \cdot 10^{-4}$ рад. Рис. 3, б соответствует случаю, когда критическая яркость накачки не достигнута

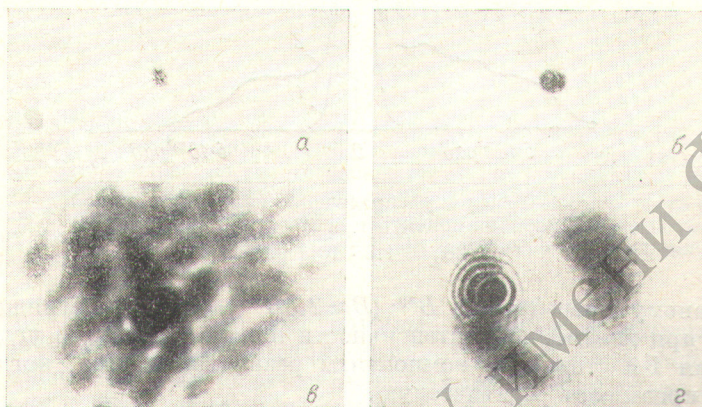


Рис. 3. Фотографии стоксова излучения в дальней зоне.
а — исходный сигнал; б — усиленный сигнал при $G=2.0$ (б); $G=4.8$ (в)
при кольцевой накачке (з).

$B=0.8B^{кр}$. [в наших экспериментальных условиях $B^{кр}=2.1 \cdot 10^5$ МВт/(см 2 ·стер.)]. Из этого рисунка видно, что угловая ширина усиленного стоксова сигнала близка к ширине исходного и составляет $\sim 10^{-3}$ рад. Расчетные значения $2\Theta'_s = 4 \cdot 10^{-3}$ рад, $I_s = I'_s = 0.2I_s(\beta_0)$. При этом интенсивность «фона» J'_s мала и угловое распределение усиленного сигнала должно мало отличаться от углового распределения входного. Это хорошо согласуется с фотографией на рис. 3, б. Рис. 3, в соответствует случаю значительного превышения критической яркости $B=2.3 B^{кр}$. На снимке хорошо видно, что вокруг центрального «пятна», соответствующего усиленной компоненте β_0 , образовался интенсивный «фон», угловая ширина которого близка к ширине накачки $1.3 \cdot 10^{-2}$ рад. Теоретически при таком превышении над критической яркостью форма и ширина углового распределения «фона» должны повторять форму и ширину накачки. Таким образом, экспериментальные данные хорошо подтверждают теоретический вывод о том, что угловое распределение усиленного сигнала существенно зависит от соотношения между яркостью накачки и критической яркостью.

Измерения зависимости углового распределения стоксова излучения от интенсивности накачки были проведены и при других значениях угловой ширины накачки $2\Theta_L = 0.8 \cdot 10^{-2}$ и $2.0 \cdot 10^{-2}$ рад. Полученные экспериментальные данные также свидетельствуют о том, что при превышении критической яркости угловое распределение стоксова излучения кардинально изменяется и приближается к распределению накачки.

При неизменной интенсивности накачки вид углового распределения усиленного излучения существенно зависел от угловой ширины накачки.

На рис. 4 представлено угловое распределение первой стоксовой компоненты при $G=4.5$ для двух значений $2\Theta_L$. Максимальные ординаты обеих кривых взяты одинаковыми.

Из рис. 4 видно, что при $2\Theta_L=2.0 \cdot 10^{-2}$ рад угловое распределение усиленного сигнала практически совпадает с входным, а при $2\Theta_L=1.3 \cdot 10^{-2}$ рад вокруг центральной компоненты имеется интенсивный «фон», повторяющий угловое распределение накачки. В первом случае критическая яркость накачки еще не достигнута ($B \sim 0.9B^{кр.}$). Второй случай соответствует

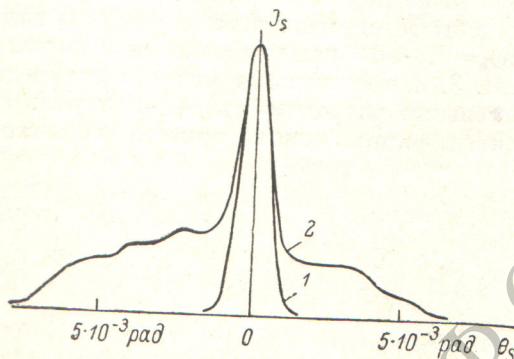


Рис. 4. Угловое распределение излучения первой стоксовой компоненты при $2\Theta_L=2.0 \cdot 10^{-2}$ рад (1) и $2\Theta_L=1.3 \cdot 10^{-2}$ рад (2).

существенному превышению $B^{кр.}$ ($B \approx 2.3B^{кр.}$). Рис. 4 наглядно показывает, что при неизменной интенсивности накачки характер углового распределения 1-й стоксовой компоненты резко изменяется, когда яркость накачки превышает критическую.

Рис. 3, г иллюстрирует повторение усиленным излучением угловой структуры пучка накачки, сформированной в виде полого конуса. Исходный стоксов сигнал вводился по образующей конуса.

На рис. 3, б, в и рис. 4 входной стоксов сигнал направлялся вдоль оси пучка накачки. Наряду с этим исследовался случай, когда входной сигнал вводился под значительным ($\sim \Theta_L$) углом к оси возбуждающего пучка. Если при этом яркость накачки существенно превышала критическую, то почти все выходящее из кюветы излучение первой стоксовой компоненты распространялось в направлении пучка накачки. Таким образом, при усилении стоксов сигнал отклонялся от своего первоначального направления (см. также [14]).

Литература

- [1] Б. Я. Зельдович, В. И. Поповичев, В. В. Рагульский, Ф. С. Файзуллоев. Письма ЖЭТФ, 15, 160, 1972.
- [2] В. И. Беспалов, Г. А. Пасманик. ДАН СССР, 210, 3090, 1973.
- [3] Г. А. Пасманик. ДАН СССР, 210, 1050, 1973.
- [4] С. А. Ахманов. Изв. вузов, радиофизика, 17, 541, 1974.
- [5] Г. А. Пасманик, Г. И. Фрейдман. Квант. электр., 3, 547, 1974.
- [6] А. А. Бетин, Г. А. Пасманик, Г. И. Фрейдман. Тез. докл. VII Всес. конф. по когерентной и нелинейной оптике. Изд. МГУ, 188, 1974.
- [7] Ф. А. Королев, В. И. Одинцов. Письма ЖЭТФ, 22, 68, 1975.
- [8] Ф. А. Королев, О. М. Вохник, В. И. Одинцов. Тез. докл. VIII Всес. конф. по когерентной и нелинейной оптике, том II, 166. Тбилиси, 25—28 мая, 1976.
- [9] В. И. Беспалов, А. А. Бетин, Г. А. Пасманик. Тез. докл. VIII Всес. конф. по когерентной и нелинейной оптике, том II, 19. Тбилиси, 25—28 мая, 1976.
- [10] А. А. Бетин, Г. А. Пасманик. Письма ЖЭТФ, 23, 577, 1976.
- [11] С. А. Ахманов, Ю. Е. Дьяков, А. С. Чиркин. Письма ЖЭТФ, 13, 724, 1971.
- [12] Ф. А. Королев, О. М. Вохник, В. И. Одинцов. Письма ЖЭТФ, 2, 224, 1976.
- [13] О. М. Вохник, В. И. Одинцов. Опт. и спектр., 45, 88, 1978.
- [14] Ф. А. Королев, О. М. Вохник, В. И. Одинцов. Письма ЖЭТФ, 26, 736, 1977.

Поступило в Редакцию 14 октября 1977 г.